

ОРГАНИЗАЦИЯ ОБЪЕДИНЕННЫХ НАЦИЙ
ПО ВОПРОСАМ ОБРАЗОВАНИЯ, НАУКИ И КУЛЬТУРЫ
(ЮНЕСКО)

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
им. М.В. ЛОМОНОСОВА

СТУДЕНЧЕСКИЙ СОЮЗ МГУ
ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ МГУ
СТУДЕНЧЕСКИЙ ЦЕНТР “ОРГКОМИТЕТ ДФ”



МЕЖДУНАРОДНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ
СТУДЕНТОВ, АСПИРАНТОВ
И МОЛОДЫХ УЧЕНЫХ
ПО ФУНДАМЕНТАЛЬНЫМ НАУКАМ

“ЛОМОНОСОВ-2010”

СЕКЦИЯ
“ФИЗИКА”

Сборник тезисов
Том 1

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ МГУ
2010

**Международная конференция студентов, аспирантов
и молодых ученых
по фундаментальным наукам «Ломоносов-2010»
Секция «Физика»**

Сборник тезисов

Подписано в печать 19.06.2010.

Объем 20,5 п.л. Тираж 30 экз.

Заказ № _____

Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова
119991 Москва, ГСП-1, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

Отпечатано в Отделе оперативной печати физического факультета

Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых
по фундаментальным наукам «Ломоносов-2010»
Секция «Физика»
Сборник тезисов

9 апреля 2008 г. Физический факультет
Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

Оргкомитет секции:

Сысоев Н.Н. — заместитель декана физического факультета МГУ
(председатель);
Федосеев А.И. — заместитель декана (зам. председателя)
Аксенов В.Н. — заместитель декана;
Бутузов В.Ф. — заместитель декана;
Денисов Е.С. — председатель профкомы студентов;
Якута А.А. — зав. учебной частью;
Гапочка М.Г. — начальник 3 курса;
Парфенов К.В. — начальник 4 курса;
Нифанов А.С. — начальник 5 курса;
Колесова Н.С. — ученый секретарь оргкомитета.

В апреле 2010 года в Московском университете была проведена очередная, XVII Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых по фундаментальным наукам «Ломоносов -2010».

Заседания секции «Физика» этой конференции были организованы и проведены на физическом факультете МГУ 13 апреля 2010 года. Открыл конференцию декан физического факультета, профессор Владимир Ильич Трухин. С докладом: «Физические факторы биогенеза и онтогенеза» выступил заведующий кафедрой биофизики, профессор Всеволод Александрович Твердислов.

На секции «Физика» были представлены доклады практически по всем разделам современной фундаментальной физической науки. Всего было представлено 307 докладов, в том числе 85 докладов – участниками из других регионов России и 30 докладов – участниками из других государств. В рамках секции «Физика» была организована работа 17 тематических подсекций, которые возглавили ведущие ученые – профессора физического факультета.

1. Астрофизика (проф. Постнов Константин Александрович)
2. Атомная и ядерная физика (проф. Гришин Владислав Константинович)
3. Биофизика (проф. Твердислов Всеволод Александрович)
4. Геофизика (проф. Носов Михаил Александрович)
5. Математика и информатика (проф. Ягола Анатолий Григорьевич)
6. Математическое моделирование (проф. Чуличков Алексей Иванович)
7. Молекулярная физика (проф. Уваров Александр Викторович)
8. Нелинейная оптика (проф. Кандидов Валерий Петрович)
9. Оптика (проф. Короленко Павел Васильевич)
10. Медицинская физика (проф. Пирогов Юрий Андреевич)
11. Радиофизика (проф. Логгинов Александр Сергеевич)
12. Сверхпроводящие и электронные свойства твердых тел (проф. Кульбачинский Владимир Анатольевич)
13. Твердотельная наноэлектроника (проф. Тимошенко Виктор Юрьевич)
14. Теоретическая физика (проф. Жуковский Владимир Чеславович)
15. Физика магнитных явлений (доц. Перов Николай Сергеевич)
16. Физика твердого тела, часть 1 (проф. Бушуев Владимир Алексеевич)
17. Физика твердого тела, часть 2 (проф. Лебедев. А.И.)

17 участников, 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, представленных на секции «ФИЗИКА» конференции «Ломоносов - 2010».

Председатель оргкомитета секции «Физика»
конференции «Ломоносов-2010», профессор

Н.Н. Сысоев

АСТРОФИЗИКА

**Председатель подсекции
проф. Постнов Константин Александрович**

Параметры двойной системы с экзопланетой HD 209458. Анализ методов определения ошибок параметров.

Абубекеров М.К., Гостев Н.Ю.

Кандидат наук

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия

E-mail: marat@sai.msu.ru

В рамках задачи прецизионной оценки параметров двойной звездной системы с экзопланетой создан и апробирован программный код анализа наблюдаемых транзитных кривых блеска. Программный код апробирован на ряде высокоточных наблюдаемых кривых блеска двойной системы с экзопланетой HD209458 [1,2,3].

Расчет ошибок параметров, полученных посредством анализа транзитных кривых блеска двойной системы HD209458, выполнен на основе метода дифференциальных поправок и метода доверительных областей с использованием статистики хи-квадрат и нормированной (редуцированной) статистики хи-квадрат. Продемонстрирована надежность метода доверительных областей с использованием статистики хи-квадрат в сравнение с наиболее часто применяемым методом дифференциальных поправок и методом доверительных областей опирающегося на нормированную (редуцированную) статистику хи-квадрат.

Показано, что расчет ошибок параметров в рамках метода доверительных областей с использованием статистики хи-квадрат позволяет снять численное разногласие между параметрами двойной системы с экзопланетой HD209458, полученными по наблюдаемым кривым блеска разных эпох [4].

Показано, что использование метода доверительных областей опирающегося на статистику хи-квадрат при расчете интервалов ошибок параметров позволяет полностью согласовать разброс центральных значений параметров, полученных по наблюдаемым транзитным кривым блеска в разных фильтрах (волновых диапазонах) [4].

Получены надежные центральные значения радиуса экзопланеты, радиуса звезды, наклона орбиты двойной HD209458. Получены значения коэффициентов потемнения звездного диска к краю в линейном и квадратичном законах. Указаны надежные доверительные интервалы перечисленных параметров [4].

Получена зависимость значений коэффициентов потемнения звездного диска к краю от длины волны. Показано, что теоретическая модель звездных атмосфер не удовлетворяет наблюдательным данным и не способна описать наблюдаемые изменения коэффициента потемнения звездного диска к краю. Показано, что теоретические значения коэффициентов потемнения звездного диска к краю значительно расходятся с наблюдаемыми значениями как в линейном, так и в квадратичном законе [4].

Продемонстрирована эффективность расчета интервалов ошибок искомых параметров двойной системы с экзопланетой на основе оригинального распределения опирающегося на дифференциальную функцию плотности распределения величины проекции доверительной области. Удалось полностью снять неоднозначность и рассогласованность параметров двойной системы HD209458 [4].

Литература

1. T. M. Brown, D. Charbonneau, R.L. Gilliland et al., *Astrophys.J.* V.552, P.699 (2001).
2. H. A. Knutson, D. Charbonneau, R. W. Noyes et al. , *Astrophys.J.* V.655, P.564 (2007).
3. J. Southworth, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* V.386, P.1644 (2008).
4. М.К. Абубекеров, Н.Ю. Гостев, А.М. Черепашук, *Астрон. Журн.* Т.87 (2010) (в печати)

**Эволюция системы неминимально связанных скалярных полей в
изотропной модели**

Авдонин Василий Вячеславович

Аспирант

Ульяновский государственный университет, филиал в г. Димитровграде,

Факультет естественных наук, Димитровград, Россия

E-mail: avd-vasya@yandex.ru

Одним из главных результатов наблюдений в современной экспериментальной астрономии является достоверное установление факта существования темной энергии. Существует несколько вариантов объяснения сущности темной энергии, одним из которых является ее отождествление квинтэссенции [2]. Цель работы – описание темной энергии с помощью системы неминимально связанных скалярных полей.

Для пространства с метрикой $ds^2 = dt^2 - a^2(t) \{dx^2 + dy^2 + dz^2\}$, в котором имеются два скалярных поля ϕ_1 и ϕ_2 , лагранжиан можно записать [1] в виде:

$$L = \sqrt{-g} \left[-R + \sum_{i=1}^2 (g^{\mu\nu} \nabla_\mu \phi_i \nabla_\nu \phi_i + \xi_i R \phi_i^2) \right], \quad (1)$$

где $g = \det \|g^{\mu\nu}\|$, R – скалярная кривизна, а численный множитель ξ_i характеризует связь между скалярным ϕ_i и гравитационными полями. Особый интерес представляют два значения этого параметра: $\xi_i = 0$, соответствующее так называемой минимальной связи, и $\xi_i = \frac{1}{6}$ для конформной связи. Выбрав $\xi_1 = 0$ и $\xi_2 = \frac{1}{6}$, можем варьированием действия для выбранного лагранжиана (??) получить следующие уравнения:

$$\left\{ \begin{array}{l} \square \phi_1 = 0, \\ \square \phi_2 - \frac{1}{6} (\nabla \phi_1)^2 \phi_2 = 0. \end{array} \right.$$

Решение этой системы дает зависимость $\phi_1(t)$ и $\phi_2(t)$, а также $a(t)$. Показано, что в системе с неминимально связанными скалярными полями $\phi_1(t)$ и $\phi_2(t)$ может существовать такой промежуток времени, в течение которого гравитационная постоянная меняет знак, т.е. всеобщее гравитационное притяжение сменяется отталкиванием, что эквивалентно наблюдаемому действию темной энергии.

Литература

1. Биррел Н., Дэвис П. Квантованные поля в искривленном пространстве-времени. – М.: Мир, 1984 г. 356 с.
2. Чернин А.Д. Темная энергия и всемирное антитяготение. // УФН, 178(3), 2008 г. С. 267-300.

Астрометрическая обработка изображения ПЗС-матрицы

Волков Дмитрий Владимирович

Студент 5 курса

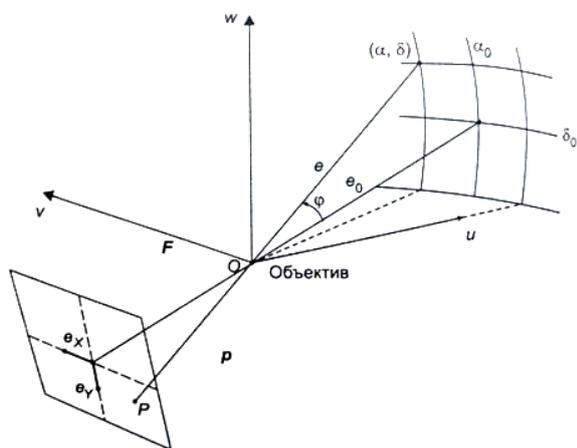
Чувашский государственный педагогический университет им. И. Я. Яковлева,
Физико-математический факультет, Чебоксары, Россия

E-mail: vdmvcheb@mail.ru

Фотография дает сравнительно простой способ определения положения кометы, планеты или астероида относительно звезд с известными координатами. Все, что для этого требуется помимо самой фотографии – это звездный каталог и по возможности, атлас, с помощью которого легко произвести отождествление близких к объекту звезд.

Для определения положения объекта на фотографии требуются, по меньшей мере, три опорных звезды с известными координатами. Чтобы получить наиболее точные данные, следует попытаться определить искомые координаты по отношению к наиболее возможному числу звезд.

Отображение звездного поля на ПЗС-матрице. Точка P, в которую отображается звезда, определяется проекцией луча, идущего от звезды, через центр объектива. В системе координат, заданной u, v и w, вектор e указывает направление на звезду с координатами α по прямому восхождению и δ по склонению. Соответственно вектор e_0 определяет точку на небесной сфере, в которую направлена оптическая ось камеры (α_0, δ_0). Векторы $F = -F \cdot e_0$ и $p = -p \cdot e$ описывают пути лучей света, идущих через объектив к центру ПЗС-матрицы и к точке P, в которой находится изображение звезды. Они образуют угол φ , так что $\cos(\varphi) = e_0 \cdot e = \cos(\delta_0) \cos(\delta) \cos(\alpha - \alpha_0) + \sin(\delta_0) \sin(\delta)$.



Здесь $e = \begin{pmatrix} \cos(\delta) \cos(\alpha - \alpha_0) \\ \cos(\delta) \sin(\alpha - \alpha_0) \\ \sin(\delta) \end{pmatrix}$, $e_0 = \begin{pmatrix} \cos(\delta_0) \\ 0 \\ \sin(\delta_0) \end{pmatrix}$.

В плоскости ПЗС-матрицы

$$e_x = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} \text{ и } e_y = \begin{pmatrix} +\sin(\delta_0) \\ 0 \\ -\cos(\delta_0) \end{pmatrix}$$

задают систему координат, ориентированную в направлении север-юг и восток-запад. Если координаты X и Y точки P выражены F, вектор p может быть

представлен как $p = F + (F \cdot X) \cdot e_x + (F \cdot Y) \cdot e_y$.

Решения для сферических координат дает следующие уравнения:

$$\alpha = \alpha_0 + \arctg \left\{ \frac{-X}{\cos(\delta_0) - Y \sin(\delta_0)} \right\}, \delta = \arcsin \left\{ \frac{\sin(\delta_0) + Y \cos(\delta_0)}{\sqrt{1 + X^2 + Y^2}} \right\}.$$

Все вычисления производит программа написанная на языке C++, она позволяет получить точные координаты звезд, комет или астероидов по фотографическим изображениям. Она освобождает от трудностей, связанных с вычислением стандартных координат и получением решений для остатков.

Литература

1. Монтенбрук О., Пфлегер Т. Астрономия на персональном компьютере. СПб.: Питер, 2002.

Моделирование линий иона HeII в спектрах звёзд типа T Тельца

Додин Александр Владимирович

Аспирант

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический

факультет, Москва, Россия

E-mail: kruppurk@mail.ru

Спектры классических звёзд типа T Тельца содержат множество сильных эмиссионных линий, однако профили большинства линий не имеют теоретической интерпретации. Работа посвящена моделированию профилей линий HeII в модели магнетосферной аккреции.

Построены теоретические профили линий HeII 1640 Å, HeII 4686 Å для зоны за фронтом аккреционной ударной волны, на основе модели из работы Ламзина (1998). Вид профилей линий HeII слабо зависит от угла между направлением скорости оседающего газа и лучём зрения. Из-за вращения звезды профили могут иметь небольшой доплеровский сдвиг или уширение в случае аккреционного потока с большой долготной протяжённостью. Эти теоретические профили согласуются с наблюдаемыми. Также показано, что при учёте излучения от горячего пятна профили становятся уже, и у линии HeII 1640 Å появляется двухпиковая структура.

В работе в рамках модели магнетосферной аккреции были найдены теоретические потоки в линиях HeII 1640 Å, HeII 4686 Å, которые образуются перед и за фронтом аккреционной ударной волны. Также определён верхний предел на поток в указанных линиях от горячего пятна в основании аккреционной колонки.

Из сравнения наблюдаемых и теоретических потоков в линиях HeII были определены темпы аккреции для звёзд CY Tau, DF Tau, DR Tau, DS Tau, T Tau, RU Lup, RW Aur. Полученные значения не опираются на оценки вуалирования, но зависят от величины и закона межзвёздного поглощения.

Показано, что отношение компоненты линий HeII, образующейся перед фронтом ударной волны, к компоненте, образующейся за фронтом ударной волны падает с увеличением плотности и уменьшением скорости аккреционного потока.

Литература

1. Ламзин С.А., АЖ, 75, 367, 1998

Моделирование тропосферной задержки при радиоастрономических наблюдениях

Дуев Дмитрий Андреевич

Аспирант

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия
E-mail: dmitry.duev@gmail.com*

Земная тропосфера является основным фактором, ограничивающим современную точность систем РСДБ и GPS/ГЛОНАСС на уровне 1-2 см. Поэтому исследование (моделирование, анализ и предсказание) влияния тропосферы на задержку сигнала при радиоастрономических наблюдениях является чрезвычайно актуальной задачей, и только при условии её решения возможно дальнейшее увеличение точности этих систем.

В данной работе решались следующие задачи:

1) Разработка алгоритма и создание на его основе программного продукта для вычисления полной тропосферной задержки радиосигнала исходя из трёхмерных данных о распределении значений метеопараметров в атмосфере.

2) Обработка нескольких сеансов РСДБ-наблюдений с использованием тропосферных задержек, вычисленных с помощью написанной программы. Анализ результатов, сопоставление с результатами, получающимися при использовании других современных моделей (Венской модели [1], модели Нила [2]).

Для вычисления тропосферных задержек применялся метод трассировки лучей через численную модель тропосферы, в качестве которой использовалась модель Национальной океанической и атмосферной службы США (NOAA), созданная в рамках проекта NCEP/NCAR Reanalysis I. Для расчета значений коэффициента преломления вдоль пути распространения радиоволны, исходя из трёхмерного распределения метеопараметров в тропосфере, использовалась модель MPM93 [3]. Полная тропосферная задержка сигнала вычисляется как $\Delta\tau = \frac{1}{c} \cdot \int_O^B (n - 1) ds$, где n - коэффициент преломления для радиоволны, c - скорость света, O - место наблюдения, B - место «входа» радиосигнала в тропосферу, а интеграл численно берется по пути распространения волны. Программа, реализующая разработанный алгоритм, была написана с использованием платформы Matlab.

Главный этап обработки РСДБ-наблюдений – оценивание параметров модели наблюдаемой величины (в качестве которых могут быть, например, параметры вращения Земли), которой при РСДБ-наблюдениях является задержка сигнала между двумя станциями. Модельное значение есть сумма геометрической и тропосферной задержек, первая из которых вычисляется по формулам, рекомендованным Международной Службой Вращения Земли, а вторая генерируется разработанной программой.

Оценивание искомым параметров было выполнено с помощью программного пакета ARIADNA (автор - проф. В.Е. Жаров), в котором для этой цели используется метод наименьших квадратов с ограничениями. Совокупность полученных невязок служит затем оценкой качества решения и потому позволяет, в конечном счете, судить о том, насколько хорошо была смоделирована тропосферная задержка радиосигнала.

Было обработано несколько суточных сеансов РСДБ-наблюдений на различных базах. При этом использовались три различные модели полной тропосферной задержки: модель Нила, Венская модель, а также модель, разработанная в рамках данной работы. Типичный вид получаемой зависимости остаточной разности от времени представлен на рисунке 1.

Величины среднеквадратических отклонений остаточных разностей, получаемые при использовании разработанной модели, имеют приблизительно ту же величину (порядка 1-3 см), что и при использовании других современных моделей. Таким образом, разработанная в рамках данной работы модель прохождения радиоволн через тропосферу позволяет получать величину полной тропосферной задержки с точностью, находящейся на уровне лучших существующих на данный момент моделей. Созданная компьютерная программа может использоваться при обработке как РСДБ-, так и GPS/ГЛОНАСС-наблюдений.

Литература

1. Boehm, J., Schuh, H., Vienna Mapping Functions in VLBI Analysis // Geophys. Res. Lett., 31, L01603, doi:10.1029/2003GL018984, 2004.
2. Niell, A. E., Global mapping functions for the atmosphere delay at radio wavelengths // J. Geophys. Res., 101, B2, pp. 3227-3246, 1996.
3. Liebe, H. J., Models for the Refractive Index of the Neutral Atmosphere at Frequencies Below 1000 GHz // The Upper Atmosphere – Data Analysis and Interpretation. Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York, 1996.

Слова благодарности

Автор выражает благодарность проф. Жарову В.Е. за помощь в подготовке тезисов.

Иллюстрации

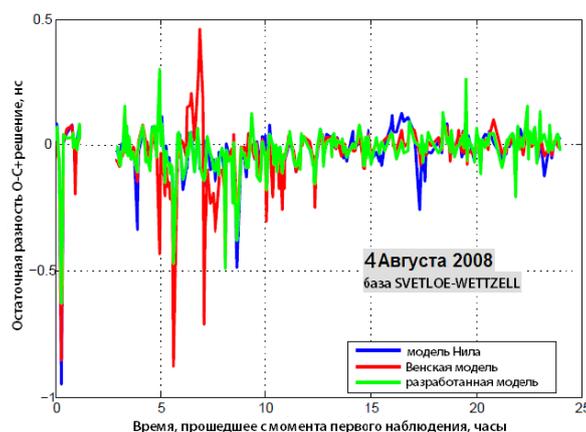


Рис. 1: Зависимость остаточной разности для различных моделей тропосферной задержки от времени. Наблюдения за 04.08.08 на базе Светлое-Веттцель.

Секция «Физика»

Анализ селективного нагрева частиц в многокомпонентной модели плазмы с диффузией в пространстве скоростей.

Ишунин Олег Владимирович

Студент

Ульяновский государственный университет, филиал в г. Димитровграде,

Факультет естественных наук, Димитровград, Россия

E-mail: lbs@bk.ru

Солнечные вспышки представляют наиболее мощное проявление нестационарных процессов, протекающих в атмосфере Солнца. Они сопровождаются излучением электромагнитных волн широкого диапазона частот и значительной интенсивности, являются наиболее близким к нам источником СКЛ.

Вспышки представляют большой интерес для физики Солнца, влияние космических факторов, обусловленных солнечно-земными связями, на биосферу Земли в настоящее время не вызывает сомнений. Теоретическое и экспериментальное исследование процессов, происходящих во время солнечной вспышки, является необходимым этапом на пути к их прогнозированию и поэтому имеет большое практическое значение.

Предположим, что во время вспышки в плазме с корональной температурой на некоторое время возбуждается ионно-звуковая турбулентность. Процесс коротковолновой перекачки энергии в этом случае связан со слиянием ионно-звуковых квантов с почти коллинеарными волновыми векторами. Коллинеарность необходима для выполнения распадных условий, поскольку спектр длинноволновых ионно-звуковых колебаний близок к линейному. В результате взаимодействия с волнами происходит изменение функции распределения ионов по скоростям, которое в нашем случае описывается уравнением диффузии в пространстве скоростей.

Селективный нагрев отличается от ускорения тем, что воздействию подвергаются не все частицы, а только определенная группа. Для построения математической модели воспользуемся методом диффузии в фазовом пространстве.

Сделаем важное предположение – среду считаем однородной и изотропной, пренебрегаем пространственной диффузией, и рассматриваем исключительно диффузию в пространстве скоростей.

Передача энергии фононами группе резонансных частиц происходит в результате ионно-звуковой турбулентности. Имеем ли мы право использовать уравнение диффузии? Если система изотропна, а процесс взаимодействия фононов с частицами плазмы является стохастическим, то этот процесс аналогичен диффузионному. Так же в силу изотропии системы перейдем в сферические координаты. Тогда из всех параметров останется зависимость лишь от радиальной составляющей. Решением этого уравнения будет распределение частиц по скоростям.

Проварьировав физические исходные данные в широком диапазоне были выяснены зависимости скорости эволюции системы от определенных параметров (температуры, массового и зарядового числа иона). Было так же установлено, что коэффициент диффузии, зависящий от массового и зарядового числа иона, значительно влияет на эволюцию распределения.

Литература

Конференция «Ломоносов-2010»

1. Кочаров Л.Г., Дворянчиков Я.В. Ускорение ионов в солнечных вспышках, богатых гелием-3
2. Орищенко А.В., Кандидатская диссертация, Ленинград, 1984 г.
3. Паркер Е. Космические магнитные поля. Их образование и проявления. Перевод с английского Рузмайкина А.А., Шукурова А.М. Под редакцией Зельдовича Я.Б. М.: Мир. 1982

Слова благодарности

Выражаю благодарность своему научному руководителю Летуновскому С.В. за оказанную помощь в подборе и обработке материала.

Проблемы пульсарной шкалы времени

Короткова Н.Ю., Пширков М.С.

Аспирант

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия

E-mail: nadezhda.korotkova@gmail.com

Пульсары как источники регулярных радиоимпульсов существуют миллионы лет. Стабильность их вращения очень высока (примерно в 1000 раз больше стабильности вращения Земли для нормальных пульсаров), в связи с этим первые предложения рассматривать пульсары в качестве высокостабильных опорных часов были сделаны в 1979 г [1] и опубликованы в 1984 [2].

Через несколько лет после открытия в 1982 г. первого миллисекундного пульсара было показано [9], что стабильность вращения таких объектов сравнима со стабильностью атомных стандартов частоты на временных интервалах более 1 года. Это позволяет говорить о возможности введения групповой шкалы времени, основанной на наблюдениях группы (ансамбля) миллисекундных пульсаров - аналогичной Международной атомной шкале времени ТАИ, введенной в 1971 г., которая формируется по показаниями около 200 атомных стандартов частоты.

Повышение равномерности такой пульсарной шкалы времени до 1-10 нс на годовом интервале позволит надеяться обнаружить гравитационные волны и оценить плотность гравитационно-волнового фона в области сверхнизких частот. [5, 6, 7]. Кроме того, с помощью такой шкалы возможно будет контролировать стабильность атомной шкалы на длительных интервалах (от года и более).

Групповая шкала пульсарного времени формируется по остаточным отклонениям моментов прихода импульсов (ОУ МПИ) группы пульсаров относительно шкалы всемирного координированного времени UTC. ОУ МПИ представляют собой разность между предвычисленным и наблюдаемым моментом прихода импульса в барицентр Солнечной системы. ОУ МПИ групповой шкалы рассчитываются из ОУ МПИ одиночных пульсаров при помощи специального алгоритма усреднения.

В настоящее время программы по хронометрированию пульсаров ведутся во всех крупных радиоастрономических обсерваториях мира: Паркс (Австралия); Джодрел Бэнк, Вестерборк, Нансе, Эффельсберг и Сардиния (Европа); Аресибо (Пуэрто-Рико), Грин Бэнк (США), Калязин (Россия). В Калязине мониторинг 8 пульсаров ведется с 1995 г на частоте 600 МГц, в настоящее время вводится вторая частота – 1400 МГц.

Наиболее полные результаты получены в Парксе (Австралия). Важной характеристикой временных рядов ОУ МПИ является среднеквадратичное отклонение (СКО) ряда. По данным [8] видно, что оно заметно зависит от плотности потока пульсара. Корреляция СКО с другими параметрами реперной сети достаточно слабая [3]. Большой вклад в СКО временных рядов ОУ МПИ вносят погрешности измерения МПИ пульсара, зависящие от спектральной плотности потока пульсара, его периода и чувствительности радиотелескопа [4].

Мы провели анализ зависимости опубликованных в [8] СКО рядов ОУ МПИ для 20 пульсаров и погрешности измерения МПИ. Результаты представлены на Рис. 1.

Хорошая корреляция (83 между СКО ОУ (зеленая кривая) и погрешностью МПИ (синяя кривая). Как видно из Рис. 3, достигнутые СКО ОУ пульсаров ансамбля Паркса обусловлены, прежде всего, погрешностями измерения МПИ, определяемыми, главным образом, флуктуационными шумами радиотелескопа, а это означает, что большинство погрешностей, вносимые в ОУ МПИ другими факторами (в том числе гравитационно-волновым фоном) не могут быть в настоящее время обнаружены из-за недостаточной чувствительности современных радиотелескопов.

Выводы

Необходимы регулярные наблюдения сети пульсаров, равномерно расположенных по всему небу. В настоящее время такие ансамбли сформированы: ансамбль Паркса (Австралия, 20 пульсаров), Европейский ансамбль (Франция, Германия, Великобритания, Нидерланды, Италия, 15 пульсаров), Калязинский ансамбль (Россия, 8 пульсаров) и наблюдаются в течение нескольких лет. Тем не менее, требуется повышение точности измерения МПИ, чтобы изучать собственные шумы хронометрирования пульсаров, не связанные с шумами аппаратуры, которые, как показано в настоящей работе, пока что являются определяющими в наблюдаемых остаточных отклонениях.

Литература

1. Ильин В.Г., Илясов Ю.П., Иванова Ю.Д. и др. Способ создания и хранения временных интервалов:// Авторское свидетельство № 995062 от 8.10.1982 с приоритетом 17.09.1979.(Опублик.7.02.1983. Бюллетень № 5).
2. Ильин В.Г., Илясов Ю.П., Кузьмин А.Д. и др. Шкала пульсарного времени // Доклады АН СССР, 1984, т.275, № 4, с. 835-838.
3. Илясов Ю.П., Пширков М.С. Современные проблемы пульсарной астрометрии.// Известия Главной астрономической обсерватории в Пулкове № 219, выпуск 4
4. Cordes J.M., Kramer M., Lazio T.J.W. et al. Pulsars as tools for fundamental physics// New Astronomy Review. 2004, v.48, 1413-1438
5. Hobbs, G.B. et al., MNRAS 353, (2004).
6. Ilyasov, Yu., ChA&A 2006, v.6, Suppl 2, p.148.
7. Manchester, R.N., AIP Conference Proceedings, v. 983, p584-592 (2008).
8. Manchester R.N. The Parks Pulsar Timing Array Project //40 YEARS OF PULSARS: Millisecond Pulsars, Magnetars and More. AIP Conference Proceedings, Volume 983, pp. 584-592 (2008)
9. Rawley, L. A.; Taylor, J. H.; Davis, M. M.; Allan, D. W. Millisecond pulsar PSR 1937+21 - A highly stable clock//Science, vol. 238, Nov. 6, 1987, p. 761-765Manchester R.N. The Parks Pulsar Timing Array Project //40 YEARS OF PULSARS: Millisecond Pulsars, Magnetars and More. AIP Conference Proceedings, Volume 983, pp. 584-592 (2008)

Слова благодарности

Авторы благодарят Юрия Петровича Илясова за поддержку, плодотворные обсуждения и ценные замечания, сделанные в процессе подготовки данной работы.

Иллюстрации

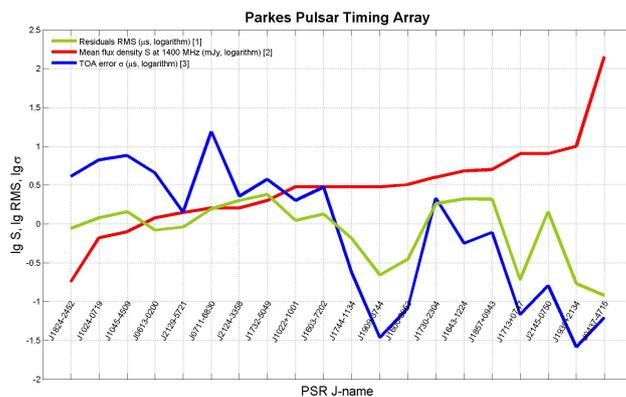


Рис. 1: Пульсары Австралийского ансамбля Паркса, по оси X они расположены по названию в порядке возрастания пиковой плотности потока.

Анализ долговременной эволюции активности Солнца на основе ряда чисел

Вольфа

Летуновский Сергей Владимирович

Аспирант

Ульяновский государственный университет, , Димитровград, Россия

E-mail: grayser@bk.ru

Задача исследования солнечной активности, кроме своей важности как задачи выяснения физических механизмов, управляющих динамикой процессов, происходящих на Солнце, имеет важное значение для выяснения и прогноза влияния этой изменчивости на изменение климата на Земле. Такие исследования особенно важны, например, в связи с наблюдаемым сдвигом средней температуры на Земле в сторону ее увеличения, что не находит пока однозначного объяснения. Решение общей задачи предсказания солнечной активности осуществляется в настоящее время множеством различных способов, ориентированных на выделение и анализ различных периодов ее изменчивости.

Цель большинства работ по анализу временных рядов активности Солнца состоит в отыскании прогностических параметров, исследуя эволюцию которых можно с той или иной степенью надежности предсказать изменение солнечной активности в очередном цикле, при этом общие статистические параметры распределений чисел Вольфа остаются мало затронутыми. Тем не менее, можно ожидать, что исследование самого вероятностного распределения ряда чисел Вольфа может дать полезную информацию об эволюции солнечной активности. При исследовании вероятностного распределения такого случайного процесса, как ряд чисел Вольфа, необходимо отдавать себе отчет, что сам этот процесс не стационарен и параметры распределения могут зависеть от времени. Именно, зависимость от времени параметров распределения может дать полезную информацию об изменениях в состоянии термодинамической системы Солнца. Однако, для этого необходимо иметь возможность связывать параметры распределения, например, его моменты, с какими-либо параметрами физической модели, описывающей такую изменчивость.

В настоящей работе проводится анализ ряда чисел Вольфа с помощью относительно простой полуэмпирической модели, основанной на гипотезе о существовании двух несовместных механизмов возникновения солнечных пятен. Один из них соответствует некоторому равновесному процессу, а второй интерпретируется как "взрывной".

Используя метод статистических моментов, была построена трехпараметрическая модель. Первые два параметра характеризуют систему в целом, а последний, наиболее важный с физической точки зрения, характеризует вероятность срабатывания "взрывного" механизма $p(t)$. В качестве экспериментальных данных, выбранных для модельных расчетов, был взят ряд чисел Вольфа. Ряд представлялся и обрабатывался в форме набора рядов длиной в 100 лет со смещением в 1 месяц. Для каждого из этих рядов вычислялись первые три центральных момента и вычислялись параметры модельного распределения.

Исследованная в данной работе модель изменения статистических параметров вероятностного распределения чисел Вольфа и групп пятен приводит к выводу, что параметр этой модели $p(t)$ можно рассматривать как параметр, характеризующий сред-

нюю текущую активность Солнца в смысле вероятности появления на нем достаточно мощных вспышек. Этот вывод опирается на сравнение в эволюции этого параметра с некоторыми характерными элементами изменчивости накопления нитратов в льдах Антарктики и Гренландии[1-3]. Физический механизм, реализующий данную статистическую модель, еще предстоит разработать более детально.

Литература

1. Кочаров Г.Е. Естественные архивы солнечной активности и термоядерной истории Солнца за последние миллионы лет. // СОЖ, Физика, №1, 2000, с 91-95.
2. Gisela A. M. Dreschhoff, Edward J. Zeller Evidence Of Individual Solar Proton Events in Antarctic Snow // Solar Physics vol 127, 1990, p. 333-346.
3. Ogurtsov M.G., Jungner H., Kocharov. G.E., Lindholm M., Eronen M. Nitrate Concentration In Greenland Ice: an Indicator of Changes in Fluxes of Solar and Galactic High-energy Particles // Solar Physics vol 222, 2004, p. 177-190.

**ТОЧНЫЕ МОДЕЛИ ИНДУЦИРОВАННОЙ ПОЛЕМ ЯНГА-МИЛЛСА
НЕЛИНЕЙНОСТИ ФАНТОМНОГО ПОЛЯ И УСКОРЕННОЕ
РАСШИРЕНИЕ ВСЕЛЕННОЙ**

Орехова Галина Николаевна

Студент

*Ульяновский государственный университет, Инженерно-физический факультет
высоких технологий, Ульяновск, Россия*

E-mail: gnorehova@mail.ru

Современное ускоренное расширение Вселенной вызвано материей с отрицательным давлением, иногда называемой квинтэссенцией, которая часто моделируется скалярным полем с потенциалом того или иного вида, способным обеспечить сравнительно большую плотность темной энергии. Известны модели скалярных фантомных полей с отрицательной кинетической энергией в исследовании проблем космологической инфляции и темной энергии, а также модели космологической инфляции и темной энергии на основе абелевых и неабелевых векторных полей, модели с нелинейностью типа Борна-Инфельда и другие [2,4,5]. В любом случае возникает трудность с физическим обоснованием потенциала самодействия поля, приводящего к отрицательному эффективному давлению как источнику ускоренного расширения Вселенной. В этом плане нам представляется интересной идея индуцированной нелинейности скалярного поля, реализованная в работе [1,3], которая описывает проявление нелинейности скалярного поля через эффективный потенциал самодействия как результат его взаимодействия с полем Янга-Миллса. В работе [3] рассматривается обычное скалярное поле и из анализа основных уравнений устанавливается достаточно жесткое ограничение на эффективные уравнения состояния, не позволяющие применять модель к решению проблем ускоренного расширения Вселенной. В нашей работе мы показываем, что проблема может быть решена предположением о фантомном характере скалярного поля. Обобщение модели работ [1], [3] на фантомный сектор, позволило получить ряд точных решений модели в рамках ускоренного расширения космологии Фридмана-Робертсона-Уокера (ФРУ) и найти в явной форме соответствующий индуцированный эффективный потенциал для фантомного поля, обеспечивающий заданный режим расширения.

Основные уравнения модели выводятся из лагранжиана:

$$L = \frac{R}{2\kappa_0} + \epsilon \frac{1}{2} \varphi_{,\alpha} \varphi^{,\alpha} - \frac{1}{16\pi} F_{\alpha\beta}^a F^{a\alpha\beta} \Psi(\varphi),$$

где R – скаляр кривизны, φ – скалярное поле, $F_{\alpha\beta}^a = \partial_\alpha W_\beta^a - \partial_\beta W_\alpha^a + e \varepsilon_{abc} W_\alpha^b W_\beta^c$ – тензор поля Янга-Миллса, $\Psi(\varphi)$ – функция взаимодействия скалярного поля с полем Янга-Миллса, $\epsilon = -1$ соответствует фантомному полю. Отсюда получаем уравнения Эйнштейна:

$$G_\mu^\nu = \kappa T_\mu^\nu,$$

с тензором энергии импульса

$$T_\mu^\nu = \epsilon \varphi_{,\mu} \varphi^{,\nu} - \frac{1}{4\pi} F_{\alpha\beta}^a F^{a\alpha\beta} \Psi(\varphi) - \delta_\mu^\nu \left[\frac{1}{2} \epsilon \varphi_{,\alpha} \varphi^{,\alpha} - \frac{1}{16\pi} F_{\alpha\beta}^a F^{a\alpha\beta} \Psi(\varphi) \right],$$

уравнения поля Янга-Миллса:

$$D_\nu(\sqrt{-g}F^{\nu\mu}\Psi(\varphi)) = 0,$$

где D_ν - ковариантная производная, и уравнение скалярного поля:

$$\frac{\epsilon}{\sqrt{-g}} \frac{\partial}{\partial x^\nu} (\sqrt{-g} g^{\nu\mu} \frac{\partial \varphi}{\partial x^\mu}) + \frac{1}{16\pi} F_{\alpha\beta}^a F^{a\alpha\beta} \Psi_{,\varphi} = 0.$$

В метрике ФРУ однородной изотропной Вселенной:

$$dS^2 = dt^2 - a^2(t)(dr^2 + \xi^2(r)d\Omega^2),$$

где $a(t)$ - масштабный фактор, $\xi(r) = \sin r, r, \operatorname{sh} r$ для $k = +1, 0, -1$, соответственно, и для анзаца Ву-Янга:

$$W_0^a = (er)^{-1} x^a W(r, t), W_i^a = (er^2)^{-1} \epsilon_{iab} x^b (K(r, t) - 1) + (er)^{-1} (\delta_i^a - \frac{x^a x_i}{r^2}) S(r, t)$$

подстановкой $K(r, t) = P(r) \cos \alpha(t)$; $S(r, t) = P(r) \sin \alpha(t)$; $W(t) = \dot{\alpha}(t)$, где $\alpha(t)$ - функция времени, $\dot{\alpha}(t) \equiv d\alpha/dt$, получены решения для уравнений Янга-Миллса: $P(r) = \xi'(r)$, $k = 0, \pm 1$.

Оставшаяся система уравнений Эйнштейна и скалярного поля имеет вид:

$$\dot{\varphi}^2 = 6\kappa^{-1} a^{-2} (\dot{a}^2 + a\ddot{a} + k),$$

$$\Psi(\varphi) = 8\pi e^2 \kappa^{-1} a^2 (2\dot{a}^2 + a\ddot{a} + 2k).$$

Анализ эффективных значений плотности энергии и давления фантомного поля показал, что в этой модели реализуется эффективное уравнение состояния материи во Вселенной, ограниченное неравенством $p \leq -\frac{\epsilon}{3}$, а, следовательно, допустимо ускоренное расширение.

Нами получены точные решения модели фантомного поля в космологической модели ФРУ с ускоренным расширением, в которых параметр Хаббла изменяется со временем, как $H(t) = H_0 \operatorname{cth}(H_0 t)$ или $H(t) = H_0 \operatorname{th}(H_0 t)$, что соответствует ускоренному расширению Вселенной. При этом, $\dot{\varphi} \sim H_0$ или $\dot{\varphi} \sim H(t)$, т.е. скорость изменения фантомного поля пропорциональна или асимптотическому ($H_0 = \lim_{t \rightarrow \infty} H(t)$) значению параметра Хаббла или его современному значению. Также получены явные выражения для эффективных потенциалов фантомного поля, соответствующие рассмотренным примерам режима расширения Вселенной. Кроме того, обсуждается возможность построения точной модели фантомного поля, взаимодействующего с полем Янга-Миллса, в случае переменного эффективного уравнения состояния, что позволяет адаптировать модель к проблеме темной энергии.

Литература

1. Щиголев В.К., Щиголев М.В. (2001) Класс точных космологических моделей с индуцированной полем Янга-Миллса нелинейностью скалярного поля. ЖЭТФ, том 119, вып. 4, стр. 1-5.

2. Caldwell R.R. (2002) Phys. Lett. B 545, 23.
3. Shchigolev V.K., Samaroo K. (2004) Generalized Exact Cosmologies with Interacting Yang-Mills and Nonlinear Scalar Fields, General Relativity and Gravitation, Vol. 36, No, 7.
4. L.M.Wang, I. Zlatev. (1999) Phys. Rev. D59, 123504.
5. Bennet C.L. et. al. (2003). Preprint astro-ph/0302207.

Слова благодарности

Автор признателен своему научному руководителю доценту Щиголеву В.К. за постановку задачи и ценные консультации в процессе ее решения.

ОБОБЩЕННЫЕ ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ И КОСМОЛОГИЧЕСКИЕ
МОДЕЛИ С ПОЛЯМИ ЯНГА-МИЛЛСА

Ротова Марина Петровна

Студент

*Ульяновский государственный университет, Инженерно-физический факультет
высоких технологий, Ульяновск, Россия*

E-mail: choco88@yandex.ru

Известно, что многочисленные попытки теоретического объяснения космологической инфляции и ускоренного расширения Вселенной в настоящее время связаны с модификацией либо правой (материальной) части уравнения гравитации, либо левой (геометрической) части этого уравнения. Реже предпринимаются попытки одновременного обобщения обеих частей уравнения гравитации. Однако между этими модификациями существует интересная связь. В модифицированной эйнштейновской теории гравитации, в ее простейшем варианте, производят замену действия $\int R\sqrt{-g}d^4x$, на обобщенное действие $\int f(R)\sqrt{-g}d^4x$ [4], где $f''(R) \neq 0$, R - скаляр кривизны. При этом, как отмечено в [3], любая $f(R)$ - теория гравитации конформным преобразованием

$$\bar{g}_{\nu\mu} = \Psi g_{\nu\mu}, \quad \Psi \equiv f'(R)$$

может быть трансформирована в обычную теорию гравитации с квинтэссенцией φ :

$$\sqrt{-g}f(R) = \sqrt{-\bar{g}}[\bar{R} + \frac{1}{2}\bar{g}^{\nu\mu}\partial_\mu\varphi\partial_\nu\varphi + V(\varphi)],$$

$$\varphi = \sqrt{\frac{6}{\chi}}\ln\Psi, \quad V(\varphi) = \frac{1}{2}\frac{\Psi - f(R(\Psi))}{[\Psi(\varphi)]^2}.$$

Отметим, что если к $f(R)$ - лагранжиану добавить лагранжиан поля Янга-Миллса $L_{YM} = \frac{1}{4}\sqrt{-g}F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu}$, то в силу его конформной инвариантности, такой же лагранжиан можно добавить к правой части $\sqrt{-g}f(R)$ в конформной метрике. С другой стороны, если, как сделано в работе [1], рассматривать теорию с полем Янга-Миллса, индицирующего нелинейностью поля через взаимодействия с ним,

$$L_{\varphi YM} = \sqrt{-\bar{g}}[\bar{R} + \frac{1}{2}\bar{g}^{\nu\mu}\partial_\mu\varphi\partial_\nu\varphi + \Psi(\varphi)F_{\nu\mu}^a F^{a\nu\mu}],$$

то указанным конформным преобразованием при должном выборе функции взаимодействия $\Psi(\varphi)$, т.е. при равенстве $\Psi(\varphi)I_{YM} = V(\varphi)$, где $I_{YM} = F_{\mu\nu}^a \cdot F^{a\mu\nu}$ - инвариант поля Янга-Миллса, имеется возможность привести обычную теорию с неабелевым полем в $f(R)$ - теорию. В этом случае поле Янга-Миллса «поглощается» нелинейным $f(R)$ - лагранжианом и, наоборот, если исходить из $f(R)$ - теории, то можно найти класс космологических моделей с полями Янга-Миллса, определенных лагранжианом $L_{\varphi YM}$.

В настоящей работе мы, во-первых, реализуем последнюю возможность на примере одного из решений уравнений Янга-Миллса, полученных в [2], и, во-вторых, рассматриваем $R + \beta R^2$ - модель [3] с полями Янга-Миллса, в рамках прямого конформного преобразования $\bar{g}_{\nu\mu} = \Psi g_{\nu\mu}$.

В работе [2] для лагранжиана $L_{\varphi YM}$ получены решения уравнения Эйнштейна, уравнения Янга-Миллса и уравнения скалярного поля в метрике однородной изотропной модели Вселенной

$$ds^2 = dt^2 - a^2(t)(dr^2 + \xi^2(r)d\Omega^2),$$

где $\xi(r) = shr, r, \sin r$ для знака кривизны $k = -1, 0, +1$, соответственно.

В рамках анзаца Ву-Янга

$$W_0^a = (er)^{-1}x^a W, W_i^a = (er^2)^{-1}\varepsilon_{iab}x^b[K - 1] + (\delta_i^a - r^{-2}x^a x_i)(er)^{-1}S,$$

получены решения уравнения Янга-Миллса в виде $W = \dot{\alpha}(t)$, $K = P \cos \alpha$, $S = P \sin \alpha$, $P = \xi'(r)$, для которых $I_{YM} = 3e^{-2}a^{-4}(t)$, а масштабный фактор $a(t)$ является решением уравнения Эйнштейна. Остановимся на решении с $k = -1$ и $a(t) = a_0 t$ [2]:

$$\varphi = \pm \frac{1}{\lambda} \ln t, \lambda = \sqrt{\frac{\chi}{6} \frac{a_0^2}{1 - a_0^2}}, \Psi = \Psi_0 e^{\pm 2\lambda\varphi},$$

где $\Psi_0 = \chi^{-1} 16\pi e^2 a_0^2 (a_0^2 - 1)$. Сравнивая потенциальный член в лагранжиане для этого решения с $V(\varphi)$, имеем

$$\frac{1}{2} \frac{f'(R) - f(R)}{[f'(R)]^2} = V_0 e^{\mp 2\lambda\varphi}, \varphi = \pm \sqrt{\frac{6}{\chi}} \ln f'(R).$$

Таким образом, получаем уравнения для функции $f(R)$, в виде

$$f'(R) - f(R) = 2V_0 (f'(R))^{\mp 2\alpha},$$

где $\alpha = a_0 / \sqrt{1 - a_0^2}$. Например, для $2\alpha = 1$ имеем $f'(R) - f(R) = 2V_0 (f')^{\mp 1}$. Решение последнего в случае положительной степени в правой части имеет вид $f(R) = e^{\beta R}$. Для $(R + \beta R^2)$ - теории в настоящей работе найден явный вид потенциала $V(\varphi) = \frac{1}{8\beta} (e^{-2\sqrt{\frac{\chi}{6}}\varphi} + 4\beta e^{-\sqrt{\frac{\chi}{6}}\varphi} - 1)$, который может быть отождествлен с эффективным потенциалом теории с лагранжианом $L_{\varphi YM}$, и получен явный вид функция взаимодействия $\Psi(\varphi)$.

Литература

1. ЩигOLEV В.К., ЩигOLEV М.В..(2001) Класс точных космологических моделей с индуцированной полем Янга-Миллса нелинейного скалярного поля. ЖЭТФ, том 119, вып. 4, с. 1.
2. Shchigolev V.K., Samaroo K. (2004) Generalized Exact Cosmologies with Interacting Yang-Mills and Nonlinear Scalar Fields. Gen. Rel. Grav. Vol. 36, №7, p. 1661.
3. Arbab A.I. (2007) Cosmological Models in Generalized Einstein Action. Preprint arXiv: hep-th.0510079.
4. Durrer R., Maartens R. (2007) Dark Energy and Dark Gravity: Theory Overview. Preprint arXiv: astro-ph. 0711.0077.

Слова благодарности

Автор признателен своему научному руководителю доценту ЩигOLEVу В.К. за постановку задачи и ценные консультации в процессе ее решения.

Секция «Физика»

Модельное исследование возможностей селекции изображений на основе данных об атмосферной турбулентности, полученных на г. Шатжатмаз.

Сафонов Борис Сергеевич

Аспирант

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия
E-mail: safonov10@gmail.com*

Начиная с 2007 года мы ведем измерения интенсивности атмосферной оптической турбулентности и ряда других характеристик атмосферы на г. Шатжатмаз, находящейся в 20 км от Кисловодска. Целью этих измерений является получение статистически достоверных данных об астроклимате местности, чтобы затем использовать их при моделировании и разработке инструментов для 2.5-м телескопа и планировании наблюдений на нем. Одной из возможных методик наблюдений на телескопе является метод селекции изображений, который получил новый импульс к развитию в последние годы благодаря совершенствованию технологий ПЗС [5]. Техника селекции изображений во многом сходна с техникой спекл-интерферометрии и, подобно ей, позволяет достигать дифракционного разрешения ценой понижающейся способности. Однако она имеет и ряд преимуществ, таких как большее поле зрения и предельная величина.

В качестве параметров, характеризующих возможности селекции изображений, мы, следуя и многим другим авторам [1], выбрали число Штреля и полуширину (FWHM) функции рассеяния точки (ФРТ) в итоговом изображении. Вариации этих параметров по полю зрения зависят в первую очередь от расстояния от опорной звезды, т.е. звезды, по которой производится отбор кадров. Расстояние, на котором выигрыш по числу Штреля уменьшается в два раза, - угол изопланатизма - является важнейшей характеристикой, определяющей возможности селекции изображений. Также большую роль играет оптимальная экспозиция, используемая при наблюдениях. Стремление увеличить экспозицию (а значит, увеличить и отношение сигнала к шуму) ограничивается главным образом переменностью возмущений волнового фронта во времени.

Как угол изопланатизма, так и оптимальная экспозиция зависят от параметров оптической турбулентности в атмосфере. При этом определяющую роль играет не интегральное качество изображения, а распределение турбулентности по высоте - т.н. профиль турбулентности, а также высотный профиль ветра. Поэтому данные, полученные с прибором MASS/DIMM [3] вместе с прогнозами высотного ветра NCEP/NCAR [2] представляют незаменимый материал для моделирования. Важной особенностью этих данных является то, что они покрывают большую часть времени, пригодного для наблюдений в этом месте. Следовательно, мы можем более адекватно оценить возможности селекции изображений в исследуемом месте в статистическом смысле и учесть их при проектировании инструмента.

Для решения задачи моделирования нами была написана программа, основанная на принципах, широко обсуждавшихся в литературе [4]. Атмосфера в этой модели представлена несколькими тонкими слоями - фазовыми экранами - с известными характеристиками (спектром мощности). Плоская световая волна при распространении испытывает чисто фазовые искажения на этих слоях. Результат распространения зависит от

исходного угла, под которым падает волна (т.е. от положения звезды в поле зрения). Далее она используется для построения изображения в фокальной плоскости. Изменение этого изображения во времени имитируется перемещением фазовых экранов (принята гипотеза замороженности Тэйлора). Затем эти изображения анализируются методом селекции изображений.

В ходе моделирования определен диапазон, в котором варьируется угол изопланизма (а значит и поле зрения) для исследуемого места и показано, что необходимо предусмотреть два режима работы прибора - с большим увеличением и малым. Аналогичным образом оценен диапазон экспозиций. Также определены условия, в которых использование селекции изображений будет наиболее эффективно. Эти условия должны быть приняты во внимание при динамическом планировании наблюдений на телескопе.

Литература

1. J. E. Baldwin, P. J. Warner and C. D. Mackay The point spread function in Lucky Imaging and variations in seeing on short timescales // A&A, Vol. 480, Issue 2, 2008, pp.589-597
2. Kistler, Robert; Kalnay, Eugenia; Collins, William; Saha, Suranjana; White, Glenn; Woollen, John; Chelliah, Muthuvel; Ebisuzaki, Wesley; Kanamitsu, Masao; Kousky, Vernon; van den Dool, Huug; Jenne, Roy; Fiorino, Michael, The NCEP-NCAR 50-Year Reanalysis: Monthly Means CD-ROM and Documentation // Bull. Am. Meteor. Soc., 2001, 82, 268
3. Kornilov, V.; Tokovinin, A.; Shatsky, N.; Voziakova, O.; Potanin, S.; Safonov, B., Combined MASS-DIMM instruments for atmospheric turbulence studies // MNRAS, 2007, Vol. 382, Issue 343, pp. 1268-1278.
4. R. G. Lane, A. Glindemann and J. C. Dainty, Simulation of a Kolmogorov phase screen // Waves in Random Media 2 (1992) 209-224.
5. Law, N. M.; Mackay, C. D.; Baldwin, J. E., Lucky imaging: high angular resolution imaging in the visible from the ground, A&A, Vol. 446, Issue 2, 2006, pp.739-745

**Задачи и области применения исследования среды разреженного газа
вблизи космического аппарата**

Свечкина Наталья Борисовна

Студент

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический
факультет, Королев, Россия
E-mail: fillimas@cnt.ru*

Важной проблемой является контроль и изучение условий работы приборов, находящихся в открытом космосе. Одним из основных факторов, формирующих эти условия, является разреженная газовая среда вблизи космического аппарата (КА), или его собственная внешняя атмосфера (СВА).

Целью данной работы является оценка возможности использования уникальной околообъектовой среды КА для проведения фундаментальных исследований и разработки технических решений по обеспечению работоспособности орбитальной станции в целом.

В работе изложены основные физические и химические процессы, которые протекают на поверхности орбитальной станции под воздействием СВА.

В работе приведены:

- 1) Обоснование необходимости изучения параметров собственной внешней атмосферы;
- 2) Выбор оборудования для измерения параметров СВА;
- 3) Оценка влияния служебных систем орбитальной станции на процессы формирования СВА и динамику ее изменений во времени и пространстве;
- 4) Определение областей применения СВА.

Автором предложен метод определения мест негерметичности обитаемых КА на основе мониторинга параметров собственной внешней атмосферы и выявления аномальных зон остаточного давления по внешней поверхности КА. Применимость метода подтверждена расчетом концентрации потока газа в месте истечения (месте течи) с помощью метода Монте-Карло и ожидаемой концентрации разреженного газа в точке наблюдения.

Литература

1. Асташина М.А., Васильев Ю.К., Нестеров С.Б. Исследование и анализ ва-куумных свойств материалов для моделирования структуры газовой атмосферы около космического корабля. Материалы XIV международной научно-технической конференции «Вакуумная наука и техника», Сочи, 2007.
2. Гадион В. Н., Гужва Е. Г., Донской Л. А., Незнамова Л. О., Никитский В. П., Рогачев А. С., Пылев В. П., Шувалов В. А., Чурило О. В. Результаты исследования собственной воздушной атмосферы в окрестности орбитального комплекса «Мир». Материалы X Всесоюзной конференции «Динамика разреженных газов», МЭИ, 1989

3. Нестеров С.Б., Васильев Ю.К. Андросов А.В. Методы расчета вакуумных систем, МЭИ, 2004
4. Hall D.F., Benson R.C., Boies M.T., Wood B.E., Uy O.M., Green B.D., Galica G.E. The Particulate Environment Surrounding the MSX Satellite After Many Years on Orbit. 8th Int'l. Symp. On Materials in a Space Environment (Arachon, France, 5-9 Jun 2000).
5. Jarossy F. J., Bareiss L. E., Pizzicaroli J. C., Owen N. L., Shuttle/Payload Contamination Evaluation Program (SPACE). Final Report by Martin Marietta Corp., NASA CR-188257, 1981.
6. Kessler D. J., Orbital debris environment for spacecraft in low earth orbit. JOURNAL OF SPACECRAFT AND ROCKETS, Vol. 28, No. 3, 1991, p. 347-351
7. Maag C. R., Deshpande S. P., Stevenson T. J., Svetchkin B., The orbital debris environment as measured at the Mir space station., 47th International Astronautical Congress, China, 1996
8. Manuel Uy O., Benson R. C., Erlandson R. E., Boies M. T., Lesho J. F., Galica G. E., Green B. D., Wood B. E., Hall D. F.. Contamination Experiments in the Mid-course Space Experiment. // JOURNAL OF SPACECRAFT AND ROCKETS, Vol. 34, No. 2, 1997, p. 218-225
9. Svehkin B.N., Nikitsky V.P., Neznamova L.O. Spacecraft proper atmospheric environment, as one of the space factors affecting the systems operation life and reliability.//7th International Symposium on Materials in a Space Environment, 16-20 June, 1997, Toulouse, France.-P.75-76

**Новые оценки радиуса, массовой плотности и массы ядер некоторых
короткопериодических комет**

Снеткова Юлия Анатольевна

Соискатель

Самарский государственный университет, Физический факультет, Самара, Россия

E-mail: JSnet@mail.ru

В настоящее время существует объективная необходимость в изучении природы комет, поскольку данные объекты участвовали во многих космогонических процессах, определивших формирование Солнца, планет и других тел Солнечной системы. Ядра комет являются наименее измененными образцами первичного вещества Солнечной системы, и, несомненно, в недрах комет заложена важнейшая информация о данных процессах. В связи с этим обсуждаются и подготавливаются проекты прямого исследования вещества и структуры комет с помощью автоматических космических аппаратов. Несомненно, полеты к кометам как уже состоявшиеся, так и готовящиеся, имеют огромное значение.

Одной из главных проблем в исследовании природы комет является определение массовой плотности их ядер. На сегодняшний день получено лишь несколько весьма грубых оценок массовой плотности ядра, характеризующихся широкими интервалами возможных ее значений. Весьма сложной задачей является оценка массы ядра в силу малости эффектов гравитационного взаимодействия комет с планетами и их спутниками. Не менее сложной задачей является определение размеров ядра. Решению последней препятствуют как огромные расстояния, отделяющие исследователей от комет, так и плотная газопылевая оболочка (кома), непрерывно истекающая из ядра кометы.

В связи со сказанным целью наших исследований является расчет физических характеристик (радиуса, массовой плотности и массы) ядер некоторых короткопериодических комет с использованием новой, многокомпонентной модели сферического ядра кометы, основные положения которой представлены в [1].

Для определения радиуса ядра кометы мы воспользовались алгоритмом определения размеров кометных ядер М. Мюллера. Прежде всего, была найдена зависимость интенсивности излучения, пришедшего от ядра кометы и фиксируемого наблюдателем, от интенсивности излучения, падающего на ядро от Солнца. В итоге радиус ядра кометы R_N представляется в виде:

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

где $a_0 = 1$ а.е., $m_{sun}^{[red]} = -27.22$.

Таким образом, для определения радиуса ядра кометы необходимо знать только гелиоцентрический блеск m_{hel} и геометрическое альbedo ядра A_G .

Численные результаты для средней массовой плотности ρ_N ядер комет и области ее допустимых значений получены с использованием нового, разработанного нами алгоритма, основанного на предположении о многокомпонентной структуре ядра. Данный алгоритм подробно описан в работе [1].

Показано, что новые ограничения существенно зависят от сферического альбедо ядра и уверенно согласуются с оценками массовой плотности, полученными предшественниками. Важно отметить, что новые интервалы допустимых значений массовой плотности ядра значительно меньше интервалов, полученных предшественниками, что, несомненно, является новым шагом в решении указанной проблемы. Полученные ограничения на массовую плотность ядер комет 81P/Wild 2, 9P/Tempel 1 успешно согласуются с данными экспериментов космических миссий StarDust, Deep Impact, что указывает на справедливость предложенного алгоритма.

Для расчета массы ядер некоторых короткопериодических комет были использованы полученные нами результаты для R_N и ρ_N в случае однородного шара с гладкой поверхностью:

$$M_N = \frac{4\pi}{3} \rho_N R_N^3. \quad (2)$$

Полученные результаты представлены в таблице.

Название кометы	R_N , км	ρ_N , кг/м ³	M_N , $\times 10^{13}$ кг
1P/Halley	3.4	$688 \pm \frac{79}{66}$	11
2P/Encke	1.7	$688 \pm \frac{79}{66}$	1.4
4P/Faye	1.5	$688 \pm \frac{79}{66}$	1
9P/Tempel 1	2.1	$688 \pm \frac{79}{66}$	2.7
10P/Tempel 2	3.9	$360 \pm \frac{41}{35}$	8.9
19P/Borrelly	2.1	$498 \pm \frac{57}{48}$	1.9
22P/Kopff	1.4	$722 \pm \frac{83}{70}$	0.8
28P/Neujmin 1	9.8	$429 \pm \frac{49}{41}$	169
43P/Wolf-Harrington	1.7	$688 \pm \frac{79}{66}$	1.4
45P/Honda-Mrkos-Pajdušáková	0.3	$688 \pm \frac{79}{66}$	0.007
46P/Wirtanen	0.5	$688 \pm \frac{79}{66}$	0.03
49P/Arend-Rigaux	3.5	$481 \pm \frac{55}{46}$	8.6
67P/Churyumov-Gerasimenko	1.7	$688 \pm \frac{79}{66}$	1.4
73P/Schwassmann-Wachmann 3	0.8	$688 \pm \frac{79}{66}$	0.1
81P/Wild 2	1.8	$515 \pm \frac{59}{50}$	1.3
129P/Shoemaker-Levy 3	1.4	$688 \pm \frac{79}{66}$	0.8
143P/Kowal-Mrkos	3.7	$688 \pm \frac{79}{66}$	15

Литература

1. Снеткова Ю. А., Филиппов Ю. П. Новые ограничения на массовую плотность ядра кометы 1P/Halley // Труды 3-го Международного форума (8-й Международной конференции молодых ученых и студентов) «Актуальные проблемы современной науки». 20-23 ноября 2007 г. Естественные науки. Часть 3: Механика. Машиностроение. Самара, 2007. С. 113-117.

**Влияние временной зависимости излучения близких источников на
спектры электронов у Земли**

Стрельникова Ольга Николаевна

Аспирант

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический
факультет, Москва, Россия
E-mail: olgov@mail.ru*

После появления данных экспериментов PAMELA, ATIC и Fermi по спектрам электронов и доли позитронов у Земли стало ясно, что объяснить их теоретически в рамках диффузионной модели распространения в сочетании с широко используемым равномерным распределением источников по диску Галактики не удается.

В работе анализируется вклад близких источников поток электронов у Земли. Для расчета спектра электронов у Земли используется функция Грина, полученная в предположении наличия поглощающих границ Гало, в которой учитываются потери энергии на синхротронное излучение и обратный комптон - эффект и временная зависимость излучения из оболочек.

Общее количество рассматриваемых источников (3 млн) получено в предположениях, что время жизни космических лучей составляет $1.4 \cdot 10^8$ лет и частота взрывов сверхновых в Галактике равна 1/50. Все источники разделены на две группы - близкие молодые, которые находятся на расстоянии не более 1 кпс от Земли и не старше 10^5 лет, и остальные - далекие и близкие старые. Для расчета спектра у Земли далекие и близкие старые источники задаются случайным образом, а в качестве близких молодых берутся реальные источники, зарегистрированные в радио-, рентгеновском и гамма-диапазонах в последних экспериментах FERMI, Chandra, HESS.

В отличие от аналогичных работ, где обычно предполагается мгновенное испускание КЛ, вводится временная зависимость и исследуется ее влияние на спектры электронов. Кроме того, для источников, содержащих пульсар, проводится не только анализ излучения электронов из оболочек, но и оценивается возможный выброс электрон-позитронных пар после того, как оболочка рассеется (при возрасте $5 \cdot 10^4 - 5 \cdot 10^5$ лет).

Литература

1. L.Gendelev, S.Profumo, M. Dormody The Contribution of Fermi Gamma-Ray Pulsars to the local Flux of Cosmic-Ray Electrons and Positrons, arXiv:1001.4540v1 [astro-ph.HE] 25 Jan 2010
2. Березинский В.С., Буланов С.В., Гинсбург В.Л., Догель В.А., Птускин В.С. Астрофизика космических лучей. М.: Наука, (1990)
3. A.W. Strong, I.V. Moskalenko, Propagation of cosmic ray nuclei in the Galaxy. Astrophys. J. 509, 212 (1998)

Разработка мюонного телескопа и исследование его характеристик.

Хоткин Кирилл Алексеевич

Школьник

ГОУ лицей №1511, , Москва, Россия

E-mail: f1z1@bk.ru

Нашу планету непрерывно бомбардируют космические лучи (КЛ), состоящие в основном из протонов, родившихся и ускоренных до высоких энергий в космических объектах или в космическом пространстве. Попадая на границу земной атмосферы, космические лучи взаимодействуют с ядрами атомов воздуха на высоте 15-20 км над поверхностью Земли. В результате этих взаимодействий образуется большое количество элементарных частиц, которые, взаимодействуя и распадаясь, образуют поток вторичных космических лучей. В этом потоке важную роль играют мюоны, которые, являясь проникающей компонентой, составляют около 70% поверхности Земли.

Мюон (μ) – астица по всем характеристикам идентичная электрону. Однако масса мюона в 206 раз больше массы электрона, поэтому мюон иногда называют «тяжелым электроном». Мюон нестабилен: время жизни 2.2 мкс, как и многие элементарные частицы, имеет античастицу, поэтому можно регистрировать мюоны с положительным и отрицательным зарядом. Несмотря на малое время жизни, мюон, образованный высокоэнергетичными КЛ, имеет скорость близкую к скорости, что позволяет ему достигать поверхности Земли.

Поток космических лучей может меняться под воздействием различных процессов, протекающих в межпланетном пространстве, а так же в магнитосфере и атмосфере Земли. Эти изменения влияют на климат, на жизнедеятельность людей и на эффективность работы космических аппаратов, электроники и средств связи. При больших энергиях первичной частицы, направление движения образовавшегося мюона практически неизменно по сравнению с направлением первичной частицы, что позволяет изучать процессы, происходящие на больших расстояниях от нашей планеты. С другой стороны, поток мюонов подвержен влиянию различных погодных процессов: периодических (зима-лето, день-ночь) и внезапных (грозы, осадки, ураганы).

Таким образом, комплексное изучение изменения потока мюонов на поверхности Земли открывает новое направление в экспериментальной физике, позволяющее изучать процессы в атмосфере и межпланетном пространстве [1].

Целью работы является создание детектора (телескопа) мюонной компоненты космических лучей, исследование характеристик детектора и определение интенсивности потока мюонов в зависимости от зенитного угла прихода частиц.

Для построения телескопа необходимо не менее двух детекторов элементарных частиц. При прохождении одного мюона через оба детектора, сигналы с детекторов будут близки по времени. Временной и амплитудный анализ сигналов производится электронной телескопом.

В качестве детектора мюонов использовался сцинтилляционный счетчик, широко применяемый в ядерной физике. Сцинтилляционный счетчик состоит из сцинтиллятора и фотоприемника. Сцинтиллятор – это вещество, излучающее свет при прохождении через него заряженных частиц. Фотоприемник - это прибор, преобразующий свет

в электрический импульс. Фотоприемниками являются фотоэлектронные умножители (ФЭУ), фотодиоды и другие полупроводниковые приборы. ФЭУ – вакуумный прибор, состоящий из стеклянной колбы, внутри которой расположены фотокатод и система электродов, называемых диодами.

При выполнении работы были собраны и испытаны два счетчика, каждый из которых состоит из сцинтилляционной полистирольной пластины размером 10x10x2 см³ и фотоэлектронного умножителя ФЭУ-85. Счетчики зафиксированы в специально разработанном конструктиве на расстоянии 56 см друг от друга, плоскости счетчиков параллельны. Такая геометрия позволяет выделять приход мюонов с точностью зенитного угла 14deg. Над нижним счетчиком был помещен свинцовый кирпич толщиной 5 см, который позволяет исключать срабатывание телескопа от низкоэнергетичных частиц, в частности, электронов. Кроме того, был разработан дополнительный конструктив, позволяющий изменять зенитный угол наклона оси телескопа от 0deg до 60deg с шагом 5deg.

Для калибровки детекторов, размеры которых не превышают размеры счетчиков телескопа, предусмотрена специальная полочка, расположенная между верхним счетчиком и свинцовым кирпичом. При изучении характеристик более крупных детекторов, телескоп устанавливается на исследуемую область.

Сигналы с каждого счетчика поступают на свой формирователь. Если сигналы превышают порог, заданный на формирователе (в данном эксперименте порог равен 50 мВ), то формируется универсальный прямоугольный (логический) сигнал длиной 40 нс. Логические сигналы с двух формирователей поступают на схему совпадений, которая при поступлении на вход сигналов с разностью по времени прихода менее 50 нс, вырабатывает логический сигнал, являющийся свидетельством прохождения одного и того же мюона через оба счетчика. Подсчет сигналов производится пересчетным устройством.

В процессе настройки телескопа на основе анализа зависимости темпа счета телескопа от напряжения были подобраны напряжения питания счетчиков, их величины равны 920 В для верхнего и 760 В для нижнего. После этого была измерена зависимость потока мюонов от зенитного угла в диапазоне, предусмотренном конструкцией установки. Эта зависимость хорошо описывается функцией: $I = A \cdot (\cos \theta)^2$, где I – интенсивность потока мюонов, θ – зенитный угол, A – коэффициент пропорциональности. Время эксперимента составило более 400 часов, за это время было зарегистрировано $23 \cdot 10^3$ мюонов.

В результате работы был создан и настроен простой и надежный прибор – мюонный телескоп широкого применения, позволяющий выделять мюоны под различными зенитными углами, для изучения их интенсивности и исследования характеристик других детекторов элементарных частиц. Была исследована зависимость интенсивности потока мюонов от зенитного угла в диапазоне от 0 до 60 градусов. Телескоп можно использовать как установку, для проведения школьных лабораторных работ по направлению физики элементарных частиц.

Литература

- 1 Н.С. Барбашина и др. // «Мюонная диагностика магнитосферы и атмосферы Земли. Лабораторный практикум», Москва, МИФИ, 2008, с.5-7.

Динамика точечного взрыва с большим угловым моментом.

Хрыкин Илья Сергеевич

Студент

*Южный федеральный университет, Факультет физический, Ростов-на-Дону,
Россия*

E-mail: i.khrykin@gmail.com

В рамках 3D численного описания исследуется динамика расширения ударной волны от сверхновой с большим угловым моментом выброшенного вещества, при этом рассматриваются случаи с энергией вращения, сравнимой с энергией взрыва.

Расчет начинается с момента окончания классической стадии свободного разлета выброшенной массы. Особое внимание уделяется моделированию передачи вращательного момента. Были исследованы несколько моделей с различными описаниями передачи вращательного момента: искусственная вязкость, усиленная физическая вязкость, турбулентное перемешивание.

Критическим параметром, определяющим транспорт вращательного момента, является отношение вязкого времени к времени развития неустойчивости сдвигового течения: в пределе малого отношения вращательный момент выброса быстро

передается окружающему газу и решение приближается к решению Седова; в тех случаях, когда это отношение велико решение может сильно отличаться от седовского, в частности, из-за формирования крупномасштабных "языков" (филаментарных структур), усиленных действием ударной волны.

Показано, что если учитывать только физическую вязкость, то первый случай может реализоваться в условиях разреженной межзвездной среды, в то время как второй требует больших плотностей, таких как в молекулярных облаках или даже в их ядрах.

Расчеты проведены до стадий окончания квазиседовской стадии, когда становятся существенными радиационные потери.

Показано, что ударные волны, стимулированные вращающимися выбросами достигают выхода на радиационные стадии позднее, чем в случае без вращения.

Обсуждаются возможные наблюдаемые эффекты, способные проявляться, в частности, в оптическом послесвечении космических гамма-всплесков.

Приводятся аргументы в пользу того, что наблюдательно это может проявляться в больших ширинах эмиссионных линий, а также в большой вариации ионного состава оболочки по сравнению со стандартным (без вращения) остатком при прочих равных условиях.

**Методы построения точных космологических решений
самогравитирующего скалярного поля**

Чаадаев Александр Алексеевич

Студент

Ульяновский государственный педагогический университет им. И.Н. Ульянова,

Физико-математический факультет, Ульяновск, Россия

E-mail: alexandr308@mail.ru

Особый интерес для моделей космологической инфляции представляют модели самодействующего скалярного поля минимально взаимодействующего с гравитационным полем [2]. Соответствующие уравнения Эйнштейна и скалярного поля рассматриваются, как правило, тремя способами: (Метод 1) Прямой метод поиска точных решений [1]: задан потенциал самодействия, требуется определить эволюцию скалярного поля и масштабный фактор. (Метод 2) Метод восстановления масштабного фактора по эволюции скалярного поля [3]: задана эволюция скалярного поля, требуется определить зависимость потенциала от времени и масштабный фактор. (Метод 3) Метод тонкой настройки потенциала [2]: задана эволюция масштабного фактора, требуется найти зависимость поля и потенциала от времени, что приводит к параметрической зависимости потенциала от поля.

В работе, в частности, рассматривается точное решение Иванова [1], полученное прямым методом для потенциала скалярного поля хиггсовского вида.

На основе, полученной в этом решении зависимости скалярного поля от времени, применяя (Метод 2) найдено значение масштабного фактора и обобщённого потенциала Хиггса. Применяя метод тонкой настройки (Метод 3) на основе вычисленного значения масштабного фактора найдено обобщённое решение для скалярного поля и потенциала. Сопоставление этих результатов, затрагивающих все три метода, показало, что в зависимости потенциала от времени появляются дополнительные константы как функциональной зависимости, так и в виде добавочных слагаемых.

Аналогичные исследования проведены и для других классов точных решений, включая решения для фантомных скалярных полей.

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, 1981.
2. Червон С.В. Нелинейные поля в теории гравитации и космологии // С. В. Червон.- Ульяновск: УлГУ. 1997.- 191 с.
3. John D. Barrow. Exact inflationary universes with potential minima // Phys.Rev. D49, p. 3055-3058, 1994.

Слова благодарности

Выражаю благодарность научному руководителю Червону С.В. за постановку задачи и полезные обсуждения.

**Перемешивание химических неоднородностей при столкновении
вращающихся облаков.**

Чечель Владимир Ильич

Студент

*Южный федеральный университет, Факультет физический, Ростов-на-Дону,
Россия*

E-mail: cochrane@mail.ru

Численно исследуется динамика развития неустойчивости Кельвина-Гельмгольца, возникающая на контактном разрыве при столкновении двух твердотельно вращающихся облаков межзвездного газа с различным химическим составом.

Особое внимание уделяется перемешиванию химической неоднородности облаков. Очевидно, что неустойчивость быстрее всего развивается на границе облаков. При этом возникают отделяющиеся от границы столкновения филаментарные структуры,

заполняющие впоследствии приграничную область. Более того, к радиальному расширению перемешиваемых областей приводит экваториальное истечение, возникающее за счет избыточного давления на контактном разрыве. В результате,

в приграничных областях межоблачной среды формируются вращающиеся расширяющиеся фрагменты с большим разбросом химического состава.

По мере торможения фрагменты продолжают делиться на более мелкие структуры, однако потеря вращательного момента фрагментами и мелкими структурами приводит к быстрой стабилизации неустойчивости.

Как правило, такая стабилизация и соответствующее ей насыщение перемешивания наступает прежде, чем фрагменты достигнут диффузионного предела. Это обстоятельство ограничивает степень перемешанности химических неоднородностей как в облаках, так и в прилегающей к ним межоблачной среде.

По-видимому, перемешивание может быть более эффективно при слиянии облаков с малыми скоростями, так чтобы экваториальные течения были менее развиты. При слияниях облаков с малыми скоростями во внутренних областях зоны слияния вблизи контактного разрыва могут формироваться долгоживущие вихреобразные структуры с различающимся химическим составом.

Результаты указывают на то, что асимптотически часть таких структур может сливаться и передавать каскад перемешивания на меньшие масштабы вблизи зоны слияния.

Исследуется влияние разрешения численной схемы на характер перемешивания.

Дефицит атомарного водорода в спиральных галактиках скоплений

Шалденкова Евгения Сергеевна

Соискатель

Государственный Астрономический Институт им. П.К. Штернберга, МГУ им.

Ломоносова, Москва, Россия

E-mail: mirtel@yandex.ru

Окружение галактик может оказывать довольно сильное влияние на их эволюцию и физические свойства. Одним из примеров влияния плотного окружения является дефицит атомарного водорода (HI) в спиральных галактиках в скоплениях галактик. Он обычно объясняется лобовым давлением обтекающего галактику потока горячего (рентгеновского) межгалактического газа, выметающего газ галактики из периферийных областей диска. В работе [4] параметр дефицита атомарного водорода был определен как логарифмическая разность между наблюдаемой массой HI и средней массой HI для галактик с таким же оптическим радиусом и морфологическим типом, но находящихся вне скоплений.

Мы применили новый метод оценки дефицита водорода в галактиках скоплений, сравнивая их с изолированными галактиками. Метод не требует использования средних значений содержания водорода для галактик различных морфологических типов (сам тип галактики может измениться при ее движении в скоплении), и опирается на оценки размера и скорости вращения галактики, слабо подверженные эволюции. В качестве опорной зависимости была взята полуэмпирическая зависимость между удельным моментом вращения диска и полной массой HI, существование которой следует из условия гравитационной устойчивости газового слоя [1, 2, 5]. Ее преимущество в том, что она оказалась единой для всех галактик типов Sab – Irr, в то время как соотношение между массой HI и линейным размером зависит от типа галактики [3].

Для галактик скоплений Virgo и Coma мы сравнили значения $(\text{def HI})_D$ и $(\text{def HI})_{VD}$, полученные на основе зависимостей “ M_{HI} - линейный оптический диаметр” и “ M_{HI} - удельный угловой момент” для изолированных галактик, соответственно. Средние оценки значений практически не отличаются друг от друга, хотя для отдельных объектов расхождение значительно.

Сравнение изолированных галактик с галактиками Местного Сверхскопления (по каталогу, представленному в работе [5]) показало отсутствие заметного дефицита HI в последних - и это несмотря на то, что существенная доля галактик Каталога относится к группам различной компактности.

На рис.1 представлены диаграммы “def HI - расстояние до центра скопления” для галактик Virgo (слева) и Coma (справа). Видно, что в Virgo значительный дефицит HI наблюдается у части галактик до расстояния около 2 Мпк от центра скопления, в скоплении Coma — до 3-4 Мпк. Однако в обоих случаях галактики с нормальным содержанием газа встречаются практически на всех расстояниях от центра, и составляют большинство. Это говорит о том, что для существенного уменьшения содержания газа требуются специфические условия, отличающиеся даже для галактик одного типа на том же расстоянии от центра скопления. Оказалось, что наиболее сильному уменьшению количества газа подвержены дисковые галактики более высокой светимости и

спиральные галактики ранних типов, что объясняется их изначально более низкой поверхностной плотностью газа.

В работе рассматриваются возможные физические причины уменьшения количества газа. Показано, что по крайней мере в скоплении Virgo на том расстоянии, до которого наблюдаются галактики с существенным дефицитом HI, лобового давления рентгеновского газа недостаточно для выметания значительного количества газа галактики. Либо эти галактики уже успели пройти через плотный центр скопления, либо дефицит газа связан другими причинами, например, с прекращением аккреции газа на диск при приближении галактики к скоплению (“starvation effect”), или со взаимодействием галактики с более холодным газом, чем газ, заполняющий внутреннюю область скопления. Частично недостаток газа в дисках галактик может быть обусловлен усилением темпов звездообразования за счет сжатия слоя межзвездного газа внешним давлением.

Литература

1. Засов А.В., Рубцова Т.В., ПАЖ, 15, 118 (1989)
2. Засов А. В., Смирнова А. А., ПАЖ, 31, 160 (2005)
3. Gavazzi et al, 2005, A&A, 429, 439
4. Giovanelli, R., Haynes, M. P., AJ, 88, 881 (1983)
5. Karachentsev, I. D., Karachentseva, V. E.; Huchtmeier, W. K.; Makarov, D. I., AJ, 127, 2031 (2004)

Иллюстрации

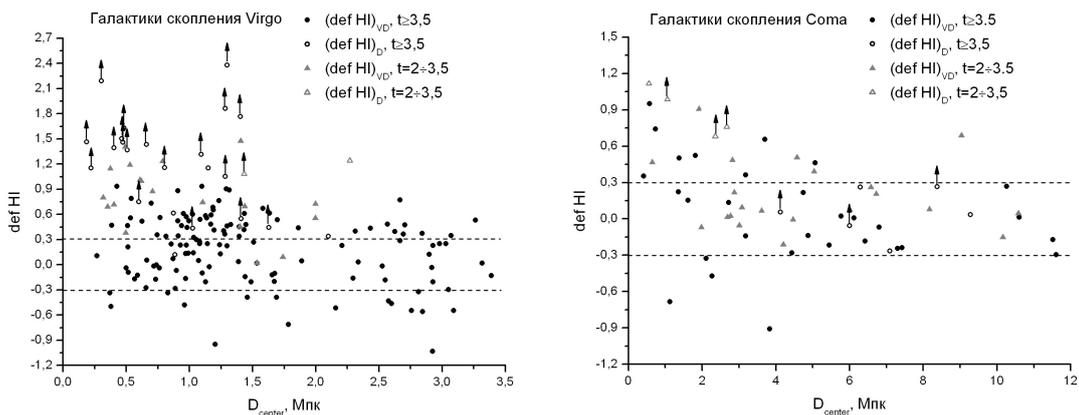


Рис. 1: Диаграмма “def HI — расстояние до центра скопления” для галактик Virgo (слева) и Coma (справа). Заполненные и не заполненные символы относятся к двум методам оценки дефицита газа ($(\text{def HI})_{VD}$ и $(\text{def HI})_D$ соответственно) Пунктирные линии ограничивают область с $\text{def HI} = 0 \pm 0.3$, соответствующую нормальному содержанию газа.

Возможность регистрации черенковского света от широких атмосферных ливней от частиц предельно высоких энергий детектором космического базирования**Шустова Ольга Павловна***Аспирант**Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия
E-mail: olga.shustova@gmail.com*

В настоящее время подготавливаются эксперименты с целью регистрации космических лучей предельно высоких энергий установками космического базирования [1, 2]. Первичная частица такой энергии создает в атмосфере интенсивный ливень вторичных частиц, сопровождающийся рождением огромного количества флуоресцентных и черенковских фотонов. Основным объектом изучения космических экспериментов должно стать флуоресцентное излучение, так как оно имеет изотропное распределение и, следовательно, большую вероятность быть зарегистрированным орбитальным детектором. Напротив, черенковское излучение концентрируется в основном вокруг оси ливня, и вероятность того, что фотон в результате рассеяния пойдет вверх, мала. Однако возможность регистрации космическим детектором также черенковского излучения существенно повысила бы надежность экспериментальных данных.

Благоприятные условия для такой регистрации появляются, когда орбитальный спутник проходит над поверхностью с высоким альбедо (например, покрытой снегом). В данной работе рассматривается водная поверхность: хотя отражательная способность воды не очень высока, однако работа космического детектора в основном будет проводиться над океанами (они занимают около 70 % поверхности земного шара). В этом случае возникает сразу несколько источников черенковских фотонов. Во-первых, черенковские фотоны, рожденные ливнем в атмосфере, могут отразиться от поверхности воды и пойти вверх. Кроме того, остаток ливня, попавший в воду, также рождает черенковские фотоны, которые способны выйти на поверхность воды и пойти вверх. Наконец, существует возможность регистрации черенковских фотонов, рассеянных в атмосфере.

Расчеты, выполненные методом Монте-Карло, дают следующие оценки для ливней, близких к вертикальному. Если принять за единицу полное число черенковских фотонов, рожденных в ливне, то доля отраженных фотонов составляет $\sim 2\%$, доля фотонов, образованных в воде и вышедших на поверхность, — $\sim 0.2\%$. Наконец, доля фотонов, рассеянных назад в атмосфере, составляет $\sim 2\%$.

Учитывая тот факт, что число черенковских фотонов, генерированных в атмосфере в диапазоне длин волн 300÷400 нм, примерно в 5 раз превосходит выход флуоресценции со всей траектории ливня, можно рассчитывать на обнаружение детектором “черенковской вспышки” в конце флуоресцентного трека.

Литература

1. Ebisuzaki T. et al. TUS space detector as a pathfinder for the next generation space detectors // Proc. 30th ICRC. 2007.
2. JEM-EUSO Collaboration. Instrument overview of the JEM-EUSO mission // Proc. 30th ICRC. 2007.

Слова благодарности

Автор выражает глубокую признательность научному руководителю д.ф.-м.н., профессору Калмыкову Н.Н. за неоценимую помощь в выполнении работы.

Тезисы доклада основаны на материалах исследований, проведенных в рамках гранта РФФИ 09-02-12162-офи_м.

АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

**Председатель подсекции
проф. Гришин Владислав Константинович**

Секция «Физика»

Вычисление коэффициентов корреляции электронов в оболочках nd- и nf-элементов

Авдеев А.М., Фокин И.М.

Студент

Смоленский государственный университет, Физико-математический факультет,
Смоленск, Россия
E-mail: drjuxa@mail.ru

Переходные (3d-, 4d- и 5d-) металлы, а так же (4f-) лантаноиды и (5f-) актиноиды по причине своих особых физико-химических свойств находят широкое применение в самых различных современных технологиях.

Поэтому представляется интересным исследовать особенности электронного строения атомов этих элементов.

В данной работе вычислены коэффициенты корреляции между числами заполнения 3d- и 4s-, 4d- и 5s-, 5d- и 6s-, а также 4f- и 5d-, 5f- и 6d- оболочек.

Коэффициенты корреляции (q) определялись в соответствии с [1]

Проведённые вычисления дали следующие результаты:

$$q_3d4s=-0,303 \quad q_4d5s=-0,529 \quad q_5d6s=-0,613$$

$$q_4f5d=-0,380 \quad q_5f6d=-0,829$$

Наибольшая корреляция наблюдается между 5f- и 6d- оболочками.

Литература

1. Д. Худсон. Статистика для физиков. М. Мир. 1967 – 244 стр.

Слова благодарности

Авторы выражают благодарность доценту Ершову Д. К. за постановку задачи и помощь в вычислениях.

**Исследование упругого рассеяния $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ при энергиях вблизи
кулоновского барьера**

Амангельды Н., Мауей Б., Ильясова А.Ж.

Аспирант

*Евразийский национальный университет имени Л.Н. Гумилева, Физико-технический
факультет, Астана, Казахстан
E-mail: nur19792@mail.ru*

Изучение упругого рассеяния тяжелых ионов на легких ядрах при энергиях вблизи кулоновского барьера представляют интерес как с точки зрения установление достоверных значений параметров потенциалов взаимодействия тяжелых ионов при низких энергиях, так и для изучения механизма кластерных передач в процессах рассеяния [1].

Целью данной работы является анализ упругого рассеяния, экспериментальных данных системы $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ при энергиях $E_{\text{lab}} = 28; 75; 80,2; 86,7$ МэВ.

В настоящей работе приведены результаты по подробному изучению механизмов упругого рассеяния ионов кислорода на ядрах ^{16}O при энергиях вблизи кулоновского барьера. Дифференциальные сечения упругого рассеяния ионов кислорода на ядрах ^{16}O были измерены на выведенном пучке циклотрона ДЦ – 60 ИЯФ НЯЦ РК (г. Астана) в интервале углов $240 - 1240$ в системе центра масс при энергии $1,75$ МэВ/нуклон. В качестве мишеней были использованы пленки из окиси Al_2O_3 с толщиной порядка 20 мкг/см². Энергетические спектры рассеянных частиц регистрировались полупроводниковым детектором из кремния фирмы ORTEC с толщиной чувствительного слоя 100 мкм. Энергетическое разрешение системы регистрации составило $250 - 300$ кэВ, которое, в основном определялось энергетическим разбросом первичного пучка [1, 2]

Из анализа экспериментальных данных в рамках оптической модели получены достоверные значения параметров потенциала взаимодействия для системы $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$.

Литература

1. Бактыбаев М.К., Буртебаев Н., Буртебаева Д.Т., Дуйсебаев А., Сахиев С.К., Керимкулов Ж.К., Колобердин М.В., Зазулин Д.М., Амангельды Н., Дегтярев В.В., Дзюбин В.В., Сакута С.Б., Артемов С.В., Ахмат Амар. Исследование упругого рассеяния ионов кислорода на ядрах ^{12}C , ^{16}O при энергиях вблизи кулоновского барьера // Тезисы докладов 7-й международной конференции “Ядерная и радиационная физика”, 8-11 Сентября, 2009 года, Алматы, Казахстан, с.45.
2. Baktybayev M.K., Burtebayev N., Burtebayeva J.T., Duisebayev A., Kerimkulov Zh.K., Koloberdin M.V., Zazulin D.M., Amangeldy N., Degtiarev V.V., Dziubin V.N., Sakuta S.B., Artemov S.V., Radyuk G.A. $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ elastic scattering at 28 MeV // Book of abstracts of the seventh international conference “Modern problems of nuclear physics”, 22-25 September 2009, Tashkent, Uzbekistan, p.72.

Иллюстрации

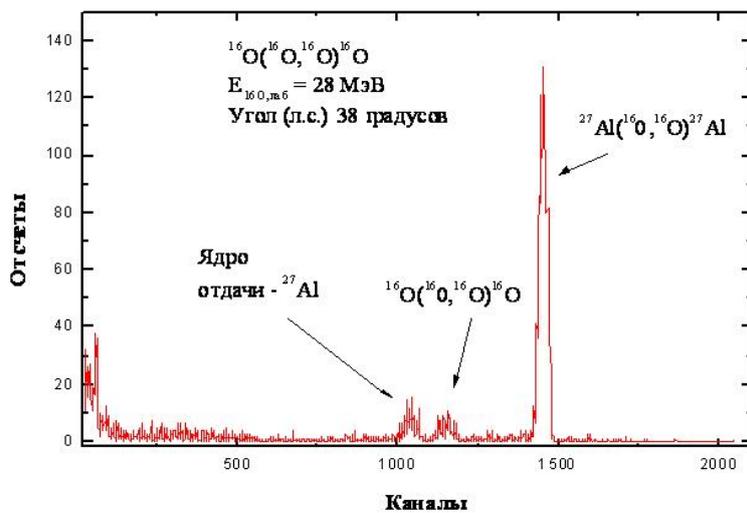


Рис. 1: Энергетический спектр рассеянных ионов кислорода на мишени из алундовой пленки (Al_2O_3)

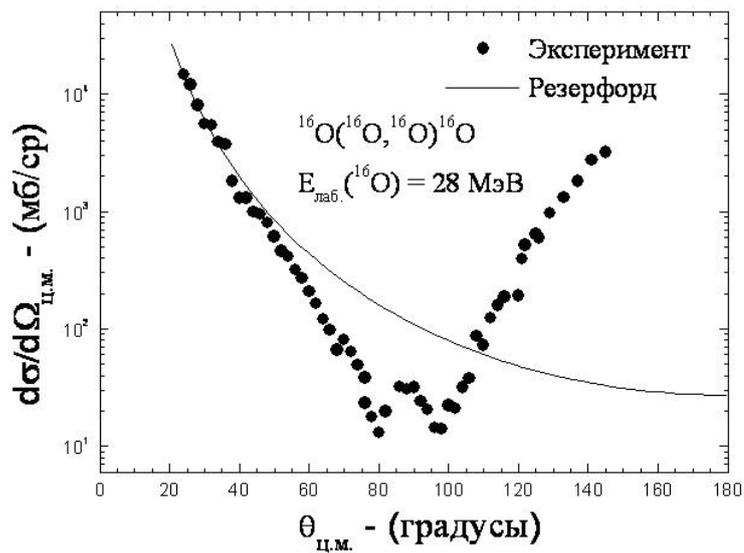


Рис. 2: Угловые распределения упругого рассеяния ионов кислорода на ядрах ^{16}O .

**Спектры адронов в соударениях тяжелых ионов при энергиях коллайдеров
RHIC и LHC**

Беляев Андрей Владиславович

Студент

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический
факультет, Москва, Россия*

E-mail: belyaev@lav01.sinp.msu.ru

Одним из фундаментальных вопросов физики является проблема возникновения и эволюции наблюдаемой материальной Вселенной. Теория сильных взаимодействий, квантовая хромодинамика (КХД), предсказывает, что при достаточно высоких плотностях энергии и температурах (условия, которые согласно современным космологическим представлениям существовали в ранней Вселенной в первые микросекунды после "Большого взрыва") должно формироваться новое состояние ядерной материи - кварк-глюонная плазма (КГП). Поиск КГП и изучение её свойств в релятивистских столкновениях тяжёлых ионов на коллайдерах нового поколения RHIC и LHC является одной из актуальнейших задач современной физики высоких энергий.

В настоящем докладе представлены результаты моделирования различных характеристик физических процессов в соударениях тяжелых ионов при энергиях коллайдеров RHIC [1,2,3] и LHC (в частности, спектров чармированных адронов). Моделирование проведено с помощью генератора событий HYDJET++ [4], конечное состояние ядерной реакции в котором представляет собой суперпозицию двух независимых компонент: мягкой, гидродинамической части (процессы рождения адронов с малыми поперечными импульсами) и жёсткого, много-партонного состояния (процессы рождения адронов с большими поперечными импульсами в результате фрагментации кварк-глюонных струй).

Литература

1. J. Adams, et al., STAR Collaboration, Nucl. Phys. A 757 (2005) 102.
2. A. Adare et al., PHENIX Collaboration, Phys.Rev.Lett.98:232301,2007.
3. B.B. Back, et al., PHOBOS Collaboration, Nucl. Phys. A 757 (2005) 28.
4. I.P. Lokhtin, L.V. Malinina, S.V. Petrushanko, A.M. Snigirev, I. Arsene, K. Tywoniuk, Comput. Phys. Commun. 180 (2009) 779–799

Слова благодарности

Автор выражает благодарность научному руководителю, д.ф.-м.н. Лохтину И.П. и старшему научному сотруднику отдела ЭФВЭ НИИЯФ МГУ Малининой Л.В за постановку задачи и полезные обсуждения.

Тестирование методики реконструкции D-мезонов с помощью детектора ATLAS на pp-коллайдере LHC.

Белянов Александр Александрович

Студент

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия

E-mail: alexander.belyanov@gmail.com

Для тестирования пКХД (пертурбативная квантовая хромодинамика) и оценки фонов важно измерение сечения рождения тяжелых кварков, c и b . Для этих целей участниками коллаборации ATLAS от МГУ было предложено два метода, использующих доступный триггер мюонов и электронов:

- Одновременная регистрация лептона от распада одного из рожденных тяжелых кварков и полная реконструкция D -мезона от распада другого;
- Реконструкция распада $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+ \rightarrow (K^- \mu \nu) \pi^+$.

Предварительные оценки на генераторном уровне показали, что с помощью первого метода удастся получить сигнал от рождения $b\bar{b}$ и $c\bar{c}$, однако вклад от $b\bar{b}$ больше, чем от $c\bar{c}$. В то же время второй метод позволяет реконструировать сигнал, основной вклад в который дают события прямого рождения $c\bar{c}$. В нашей задаче данные были смоделированы в программе Pythia методом Монте-Карло.

Реконструкция сигналов от распадов $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+ \rightarrow (K^- \pi^+) \pi^+$ и $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+ \rightarrow (K^- \mu X) \pi^+$ была проведена с помощью метода разности масс. Анализ реконструированных данных проведен с помощью программы ROOT.

По построенным гистограммам видно, что реконструирование происходит практически одинаковым образом для двух методов.

Для получения вершины $D^* \rightarrow D^0 \pi_s^+ \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_s^+$ стандартная функция из набора библиотек B-physics не подошла ввиду ограничения ее области применения: она использует треки, исходящие из одной точки. Необходимо создать новые функции, позволяющие проводить реконструкцию вершин каскадных распадов. Для этих целей в качестве дополнения к стандартной библиотеке CDFVertexing была создана отдельная функция.

Выполнено измерение прицельного параметра и угла для мюонов, а также произведено фитирование. Помимо этого были фитированы прицельные параметры D^* и D_0 мезонов, как отдельно для $b\bar{b}$ - и $c\bar{c}$ - распадов, так и для их суммы.

Итого: Выполнена реконструкция вершины распада D^0 -мезона. Сравнение методов реконструкции вершин CDF и VRT показало практически одинаковые результаты, что говорит об отсутствии ошибок в их реализации (т.к. методы независимы) и о возможности их дальнейшего использования для решения различных задач.

Иллюстрации

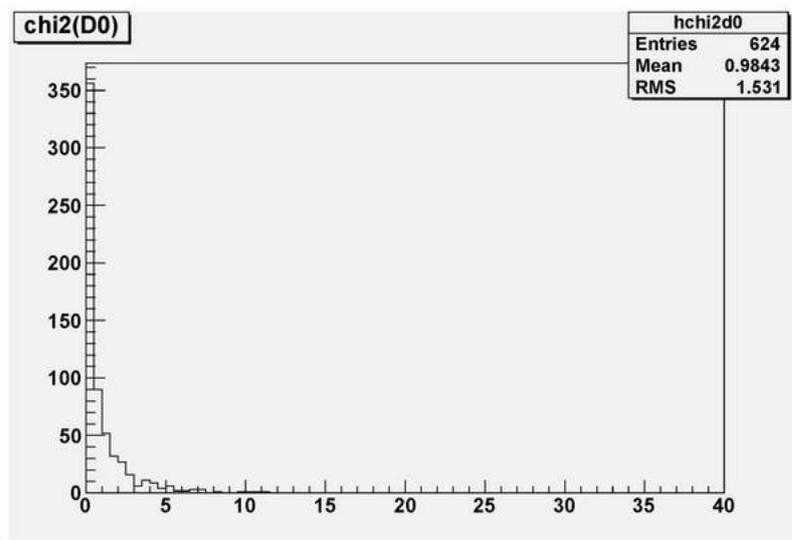


Рис. 1

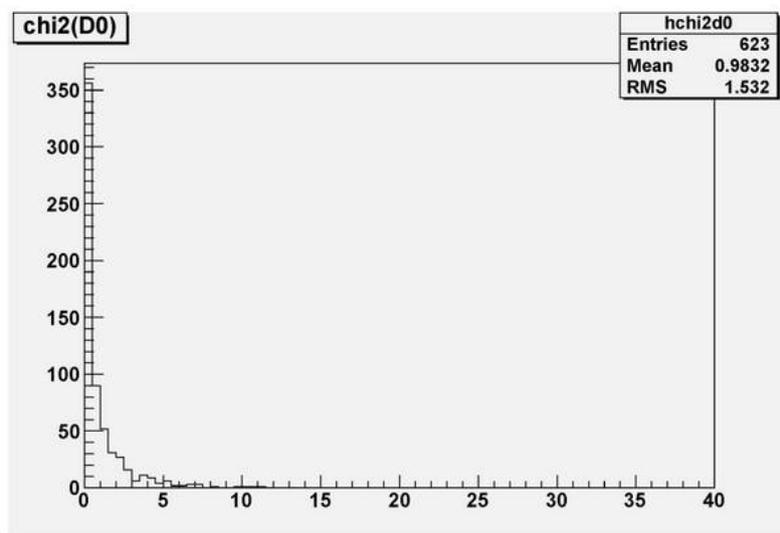


Рис. 2

**Мониторинг детектора переходного излучения в эксперименте АТЛАС на
Большом Адронном Коллайдере**

Болдырев Алексей Сергеевич

Аспирант

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический
факультет, Москва, Россия*

E-mail: alexey.boldyrev@gmail.com

Детектор переходного излучения (TRT) является частью Внутреннего детектора АТЛАС [1]. Основной задачей TRT в АТЛАС является идентификация частиц и реконструкция треков в магнитном поле соленоида 2 Т. В качестве регистрирующих элементов в TRT применяются пропорциональные тонкостенные дрейфовые трубки. В процессе эксплуатации детектора TRT проводится мониторинг большого набора параметров, характеризующих стабильность работы детектора и его программного обеспечения.

Мониторинг проводится по трём направлениям: тестирование программной среды (Run Time Testing - RTT), качества данных (Offline Data Quality) и калибровки (Calibration) [2].

RTT-мониторинг предназначен для моделирования, оцифровки и реконструкции одиночных частиц. Для этого используются текущие и контрольные версии программного обеспечения детектора АТЛАС. Задачей RTT-мониторинга является определение корректирующих параметров текущего программного обеспечения TRT.

В процессе контроля качества данных оценивается состояние реконструируемых объектов, которые в дальнейшем используются в физическом анализе.

Регистрация временных параметров сигнала от прохождения частиц преобразуется в пространственные координаты трека внутри трубки. Процесс калибровки обеспечивает преобразование временных характеристик сигнала (формы сигнала с анода трубки) к пространственным – определению координат прохождения частицы через трубку. Калибровка обеспечивает пространственное разрешение детектора 170 мкм.

Приведён анализ результатов мониторинга, выполненного автором в период октябрь-декабрь 2009 г.

Литература

1. ATLAS Collaboration, G. Aad et al., The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider, JINST 3 (2008) S08003
2. ATLAS Collaboration, G. Aad et al., Expected Performance of the ATLAS Experiment, Detector, Trigger and Physics, CERN-OPEN-2008-020, 2008

Экспериментальные измерения сечений реакций (n, x) на редкоземельных элементах

Каденко Артем Александрович

Аспирант

Киевский Национальный Университет имени Тараса Шевченко, Физический

факультет, Киев, Украина

E-mail: Tomasenko@yandex.ru

Нейтронные сечения находят свое применение в относительно новых областях, в том числе, таких как трансмутация долгоживущих элементов и реализация термоядерного синтеза, расчетов радиационных нагрузок для конструкционных материалов атомных станций. Таким образом, нужно брать во внимание необходимость изучения взаимодействия нейтронов с ядрами в широком энергетическом и массовом диапазонах. Кроме того, актуальность исследования в области измерения нейтронных сечений вызывает большой интерес в связи с проектированием реакторов нового поколения (Gen-IV type), возможность создания которых неразрывно связана с применением надежных ядерных данных.

Ядерные данные могут рассматриваться как неотъемлемая часть современной ядерной физики. Одним из основных требований к ядерным данным, которые будут использоваться на сегодняшний день и в будущем, является их надежность, что может рассматриваться как приемлемое согласование экспериментально полученных данных и теоретических расчетов. Несмотря на тот факт, что многие исследования были выполнены для изучения (n,x) реакций, проблемы, связанные с неполнотой и несоответствием между существующими данными, все еще остаются. Поэтому наша группа большое внимание уделила реакциям $92\text{Zr}(n,p)92\text{Y}$, $94\text{Zr}(n,p)94\text{Y}$ для уточнения существующих расхождений значений экспериментальных результатов и снятия неопределенности в ходе функции возбуждения, а также реакциям $156\text{Dy}(n,2n)155\text{Dy}$, $156\text{Dy}(n,p)156\text{Tb}$ вследствие отсутствия экспериментальных данных в базе EXFOR. Сечения реакций были измерены в интервале энергий налетающих нейтронов 14 MeV. Один из ключевых факторов выбора данных реакций является их значительный потенциал в области применения новых материалов, используемых для ядерных энергетических установок.

Литература

1. В.Д. Рисованый, А.В. Захаров, Е.М. Муралева ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ. 2007. № 2.

Слова благодарности

Выражаю благодарность Дзысюк Наталье Руслановне и Каденку Игорю Николаевичу за неоценимую помощь при проведении научных работ.

**ИССЛЕДОВАНИЕ альфа-РАССЕЯНИЯ НА ^{28}Si ПРИ ЭНЕРГИИ
альфа-ЧАСТИЦ 30.3 МЭВ**

Конюхова Ирина Александровна

Аспирант

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический
факультет, Москва, Россия
E-mail: itr999@rambler.ru

Рассчитаны угловые зависимости дифференциальных сечений с возбуждением нижних состояний ядра ^{28}Si 0^+ (осн.), 2^+ (1.78 МэВ), 4^+ (4.62 МэВ) 0^+ (4.98 МэВ), 3^- (6.879 МэВ) в коллективной модели (программа FRESKO [2]). В отличие от предыдущих расчетов [1] в данных не используются времена жизни соответствующих уровней (поскольку ошибки в их определении велики) и не предполагается существование вращательной полосы в ^{28}Si (поскольку отсутствует переход $4^+ - 0^+$ _{осн.}), а коэффициенты связи (КС) между уровнями рассчитываются в рамках модели Нильссона.

В этой модели возбужденные исследуемые состояния ^{28}Si соответствуют переходу нуклона из нильссоновских орбиталей (№6), (№5) и (№7) на орбитали (№8), (№9) 1d-2s оболочки для уровней 2^+ , 4^+ , 0^+ и на орбиталь (№12) для уровня 3^- . Используя таблицы разложений собственных функций различных орбиталей в модели Нильссона с параметром деформации $\beta = -0.35$, мы рассчитали приведенные вероятности $V(E\lambda)$ -переходов, а тем самым КС между всеми рассматриваемыми уровнями. Коэффициенты были отнормированы на известную экспериментально вероятность $V(E2)$ -перехода. При этом коэффициент пропорциональности не превышал 1.5.

Расчет по модели Нильссона дает завышенное значение $V(E\lambda)$ для переходов с уровня 3^- . Это связано с тем, что орбиталь (№12) имеет очень большую компоненту с $l=2$. Поэтому приведенные вероятности переходов с этого уровня мы отнормировали в сторону уменьшения.

В результате нам удалось описать угловые распределения упругого и неупругого рассеяния α -частиц на ^{28}Si во всем интервале углов (рис. 1) для всех рассмотренных уровней при разумном выборе параметров потенциала Вудса–Саксона во входном и выходном каналах реакции.

Работа выполнена при поддержке Федерального Агентства по науке и инновациям (контракт № 02.740.11.0242) и Фондом поддержки ведущих научных школ (грант № 6618.2010.2).

Литература

1. Галанина Л.И. и др. // ЯФ 73, No.7, 2010.
2. Fresco: Antonio M. Moro <http://www.fresco.org.uk/moro/frnotes/index.html>

Слова благодарности

Огромное спасибо научной группе Лаборатории исследования ядерных процессов Отдела ядерных и космических исследований НИИЯФ МГУ им. М.В. Ломоносова, в составе которой были проведены данные работы.

Иллюстрации

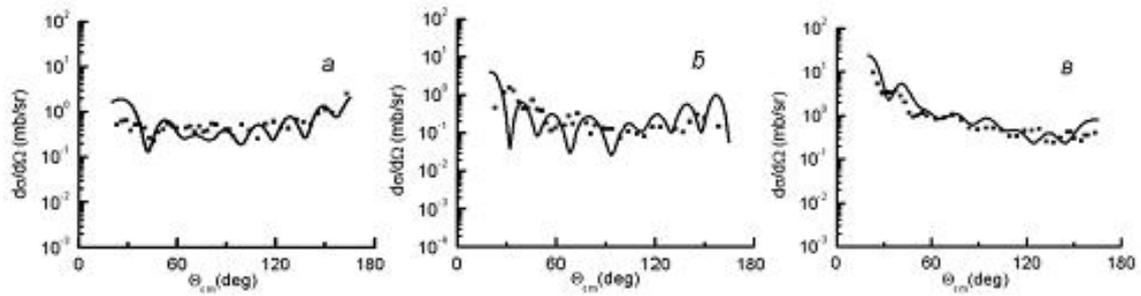


Рис. 1: Угловые распределения неупруго рассеянных альфа-частиц на ^{28}Si с возбуждением уровней $4+$ (а), $0+$ (б), $3-$ (в).

Секция «Физика»

Проблема утилизации РАО и переработки ОЯТ в связи с ренессансом атомной промышленности. Наиболее перспективные пути решения.

Крутиков Виталий Александрович

Студент

НИЯУ МИФИ СФТИ, Динамика и прочность машин, Снежинск, Россия

E-mail: 38758@mail.ru

Сегодня в мире на атомных электростанциях действуют 440 блоков, и большинство стран не собираются сворачивать свои ядерные программы. В ближайшие 50 лет альтернативы ядерной энергетике не видно, ядерное оружие также сохранится.

Однако не стоит забывать и о том, что кроме столь необходимой человечеству электроэнергетики, АЭС производят еще и радиоактивные ядерные отходы (РАО). Их переработка и утилизация — одна из основных проблем, касающихся не только представителей атомной промышленности, но и экологов, и политиков, а по большому счету и каждого из нас. В настоящее время ни одна из стран не перешла к использованию технологий, позволяющих полностью решить проблему обращения с отработанным ядерным топливом (ОЯТ) и РАО.

Радиоактивные отходы образуются на всех технологических этапах ядерного топливного цикла (ЯТЦ) - при добыче и переработке урановой руды, при изготовлении и использовании ядерного топлива, регенерации облученного топлива, вывода из эксплуатации ядерных объектов.

Если кратко, ОЯТ – это уран, поработавший в ядерном реакторе и содержащий радиоактивные продукты деления. Существует два типа отработавшего ядерного топлива: природная смесь изотопов урана, которая длительно облучалась в промышленном реакторе с целью накопления оружейного плутония и тепловыделяющие сборки энергетических реакторов, содержащие ТВЭЛы (тепловыделяющие элементы) из обогащенного урана, выгорание которого достигло технологического предела из-за накопления продуктов деления.

Отработавшее ядерное топливо содержит разнообразные продукты деления, а также значительное количество невыгоревшего урана, при этом первоначальная активность составляет миллионы Кюри на тонну. Одна из основных проблем в обращении с ОЯТ состоит в том, что оно представляет собой смесь различных веществ, часть из которых еще может принести пользу, а часть уже не пригодна для использования. Так, среди продуктов деления содержатся радионуклиды (радиоактивные изотопы), которые можно с успехом применять в промышленности, медицине, а также в научных исследованиях.

Одним из самых острых вопросов ядерного нераспространения является факт переработки оружейного плутония в ОЯТ в результате работы атомного реактора. С одной стороны, один из пунктов МАГАТЭ говорит о том, что ядерные державы обязаны помогать остальным государствам в развитии мирной атомной энергетике. С другой, неизбежна потенциальная опасность того, что эти государства, имея мирные технологии, смогут тайно создать и военные. Выделение плутония из отработанного ядерного горючего требует специальных достаточно сложных и дорогих радиохимических производств. Однако некоторые страны, относящиеся к группе риска, не говоря об орга-

низованных террористических группировках, готовы многое отдать, чтобы завладеть столь мощным оружием.

В связи с этим, получила развитие идея о так называемом Всемирном банке ядерного топлива. Смысл заключается в том, что развивающиеся страны будут иметь ограниченный доступ к чувствительным технологиям, прежде всего технологиям обогащения, наравне с предоставлением возможностей мирного использования атома за разумную плату.

Однако в этом случае, вопрос об утилизации РАО ядерными державами, встает ребром. Прежде всего, необходимо уменьшить само количество отходов – значит нужно замыкать ЯТЦ, используя ядерное топливо многократно. Затем, каким-либо образом, избавиться от долгоживущих радиоэлементов РАО, превратив их в менее опасные. Наиболее эффективным методом является использование подкритической гибридной установки синтеза-распада, когда ОЯТ загружают в качестве топлива в относительно небольшой реактор, где в результате синтеза происходит ускорение процесса трансмутации элементов. Следующим этапом является утилизация. Наиболее перспективны, на сегодня, геологические захоронения в скалистых горных породах с использованием методов витрификация (остекловывание) и синрок, а также «перемещение и возврат», суть которого состоит в том, что высокоактивные РАО, смешанные с отходами из урановых рудников и обогатительных фабрик до первоначального уровня радиоактивности урановой руды будут затем помещены в пустые урановые рудники. Существуют также предложения по утилизации РАО на дне океана и в космосе, однако, в жизнь пока что они так и не были реализованы.

Сегодня акценты проблемы ядерного нераспространения сдвигаются в сторону нераспространения чувствительных технологий. С одной стороны необходимо обеспечить доступ всем заинтересованным странам к использованию атомной энергии в мирных целях и, вместе с тем, поставить заслон бесконтрольному распространению ядерных материалов и технологий.

Не смотря на все многообразие инициатив, ни одна из них не решает вопрос о судьбе отработавшего ядерного топлива, его переработке, хранении и захоронении. В проекте GNEP (глобальное ядерное энергетическое партнерство), эта проблема озвучивается, но решения, равно как и в других проектах, она не находит. Безусловно, большинство инициатив носит дискриминационный характер, поскольку в их основе лежит отказ стран от права, на развитие ядерных технологий, закрепленного статьей 4 ДНЯО (договор о нераспространении ядерного оружия), в том числе и технологии обогащения, для мирного использования атомной энергии. Это негативно сказывается на привлекательности инициатив для неядерных государств.

Из 30 государств, развивающих ядерную энергетику, только Великобритания, Франция и Россия построили и эксплуатируют РХЗ для переработки ОЯТ с АЭС. Дело в том, что проектирование, строительство и функционирование радиохимического предприятия экономически оправдано только для государств с развитой самостоятельной ядерной энергетикой. К тому же страна, решившая построить радиохимический завод, должна обладать соответствующими технологиями и высококвалифицированным персоналом. В России все это есть.

Литература

1. Пшакин Г.М., Гераскин Н.И., Мурогов В.М., Коровин Ю.А. Ядерное нераспространение. М.: МИФИ. 2006.
2. Дмитриев С.А. Предложение по совершенствованию государственной системы обращения с радиоактивными отходами в Российской Федерации. М.: Ядерное общество. 2006.

Слова благодарности

Спасибо организаторам за предоставленную возможность участия в столь престижной конференции

**Исследование возможностей анализа изотопного состава
урана с помощью кода MGAU**

Кузнецов Михаил Сергеевич

аспирант

Национальный исследовательский Томский политехнический университет

E-mail: kms@tpu.ru

Быстрое и точное определение изотопного состава урана и плутония необходимо при решении ряда задач. Мировая тенденция к ядерному разоружению, наряду с растущим беспокойством по поводу возможности применения делящихся материалов в злоумышленных целях, увеличивает значимость аналитического контроля за ядерными материалами. Методы измерения должны быть оперативными, точными и простыми, чтобы исключить возможность ошибок персонала.

В настоящее время существует большое число методов определения изотопного состава урана, среди которых наибольшее применение получил неразрушающий анализ с помощью гамма-спектрометров.

Определение степени обогащения урана является сложной задачей. Сложность определяется тем, что интерпретация полученных данных зависит от тщательности калибровки и от того, насколько точно условия измерения воспроизводят условия, в которых была выполнена калибровка. При небольших изменениях в условиях анализа в отношении геометрии измерений, параметров детектирования, гомогенности образца, его химического состава, массы, формы и т.д. по отношению к калибровочному стандарту. Указанная проблема задает одно из направлений, по которому идет развитие приборной и методической базы гамма-спектрометрических анализов.

Целью данной работы являлось определение влияния условий проведения экспериментов на результаты изотопного анализа урана при использовании кода MGAU в сочетании со спектрометрическим трактом на основе LeGe детектора.

Для достижения поставленной цели было необходимо провести обзор литературных источников по использованию программы MGAU; разработать программу экспериментов; провести измерения и определить изотопного состава урана; проанализировав полученные данные; разработать рекомендации.

Рекомендации касаются следующих аспектов анализов: с помощью какого образцового источника урана (ОСО) предпочтительнее выполнять калибровку спектрометрического тракта; каким должно быть время анализа; на каком расстоянии от детектора лучше располагать источник излучения.

На основании данных, полученных в ходе литературного обзора, были сделаны выводы об особенностях расчетного кода MGAU. Наиболее значимыми среди них являются следующие:

- программа может работать с широким набором образцов, различного элементного состава и массы;
- отсутствуют требования по выполнению предварительной калибровки по эффективности;
- простота рабочих алгоритмов;
- погрешность измерений может быть в пределах процента, при времени измерений, составляющем несколько минут.

Ограничениями кода MGAU является то, что для измерений требуется германиевый детектор высокой разрешающей способности; толщина стальных стенок контейнера с образцом должна быть менее 7 мм; содержание ^{236}U в образцах должно быть низким, продукты деления и/или активации в образцах должны отсутствовать. К основному недостатку программы MGAU можно также отнести то, что код является закрытым. Пользователь не может изменить его настройки, связанные с расчётами изотопного состава и калибровки по энергии.

Для определения изотопного состава урана использовалась портативная спектрометрическая система "U-Pu InSpector 2000". Эксперименты выполнялись с образцовыми изотопными источниками урана (ОСО) с обогащением 3,6; 21; 36 и 90%.

Для решения поставленных задач было проведено две серии экспериментов. В первой серии исследовалась зависимость качества определения изотопного состава урана от времени измерения, во второй - определялось, каким образом геометрия «источник излучения – детектор» влияет на результаты анализов. Основными определяемыми величинами при анализе результатов анализов являлись отклонение полученных результатов от паспортного значения на ОСО и погрешность анализов. По результатам каждой серии экспериментов были построены таблицы и графики, пример представлен на рис. 1.

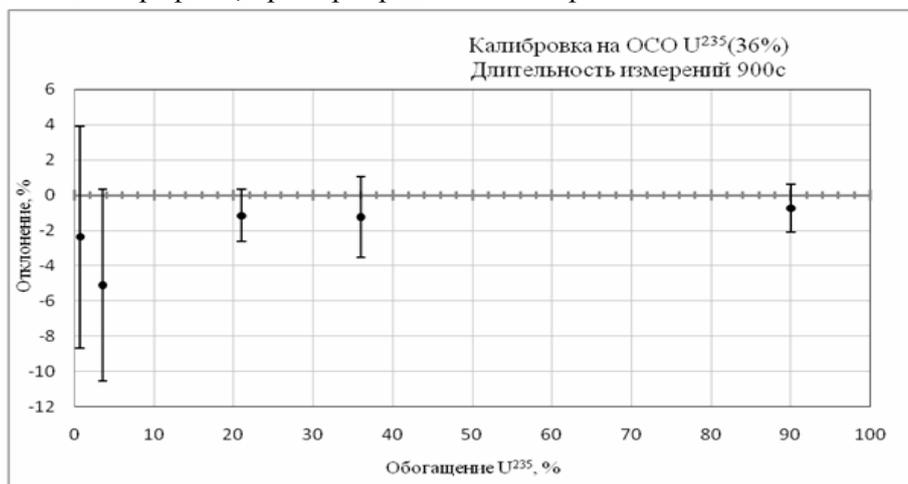


Рисунок 1 Результаты измерений ОСО, расположенного вплотную к торцевой поверхности детектора. Времени набора спектра 900 с, калибровка спектрометра по ОСО с содержанием U²³⁵ 36%.

На основании полученных результатов были сделаны следующие выводы:

- калибровка спектрометрического тракта может быть выполнена с помощью ОСО с любым изотопным составом урана за исключением 90% по ²³⁵U;
- калибровку спектрометрического тракта предпочтительнее выполнять с образцом 36% обогащения;
- 300с является оптимальным временем набора спектра для получения точных результатов (погрешность 1-3%);
- удаления источника излучения от детектора, также как и близкая геометрия оказывает значительное влияние на результаты измерений. В этих случаях наблюдается не точность результатов (погрешность превышает 2%).

Литература:

1. Дуглас Райли, Норберт Энслин, Хэйстингс Смит, Сара Крайнер. Пассивный неразрушающий анализ ядерных материалов. – «Бином», Москва, 2000.
2. Методы измерений ядерных материалов: учеб.пособие для вузов / Бушуев А.В. - М. : МИФИ, 2001. - 172 с. - ISBN 5-7262-0386-0.
3. S. Abousahl, A. Michiels, M. Bickel, R. Gunnink and J. Verplancke Applicability and limits of the MGAU code for the determination of the enrichment of uranium samples. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment Volume 368, Issue 2, 1 January 1996, Pages 443-448.
4. A.N. Berlizov, R. Gunnink, J. Zsigrai, C.T. Nguyen, V.V. Tryshyn Performance testing of the upgraded uranium isotopics multi-group analysis code MGAU. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Volume 575, Issue 3, 1 June 2007, Pages 498-506.
5. R.Gunnink, W.D.Ruhter, P.Miller, J.Goerten, M.Swinhoe, H.Wagner, J.Verplancke, M.Bickel, and S.Abousahl MGAU: A New Analysis Code for Measuring U-235 Enrichments in Arbitrary Samples. IAEA Symposium on International Safeguards. Vienna, Austria, March 8-14, 1994. UCRL-JC-114713.

**НОВАЯ ВЕРСИЯ РЕАЛИСТИЧЕСКОГО NN-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ –
ПОТЕНЦИАЛ JISP16₂₀₁₀.**

Куликов Василий Андреевич

Аспирант

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический
факультет, Москва, Россия
E-mail: kulikov@iastate.edu*

В рамках J-матричного формализма обратной задачи рассеяния был предложен NN-потенциал типа JISP (J-matrix inverse scattering potential) [1], имеющий вид небольшой матрицы в осцилляторном базисе. Данное взаимодействие, с высокой точностью описывающее данные по NN-рассеянию ($\chi^2/datum = 1.03$), затем модифицировалось [2,3] с помощью фазово-эквивалентных преобразований (ФЭП) в различных парциальных волнах для получения согласия с экспериментально наблюдаемыми характеристиками дейтрона, а также для описания различных характеристик легких ядер (до $A=16$), расчеты которых проводились в модели оболочек без инертного кора (МОБИК). Полученный потенциал JISP16 обеспечивает, видимо, наилучшее на сегодняшний день описание экспериментальных наблюдаемых [3] в легких ядрах, причем без привлечения трехчастичных сил. Впоследствии был развит метод экстраполяции расчетов в МОБИК [4] на случай модельного пространства бесконечной размерности, что позволило добиться существенного улучшения точности предсказаний МОБИК, а также разработан подход к описанию в рамках МОБИК непрерывного спектра ядер [5]. В этих новых исследованиях были выявлены определенные недостатки NN-взаимодействия JISP16, например, на основе более точных расчетов по методу работы [4] было продемонстрировано, что взаимодействие JISP16 приводит к определенной пересвязке ядер ^{14}C , ^{14}N и ^{16}O . Кроме того, взаимодействие JISP16 завышает энергии некоторых широких резонансов в ядрах ^5He и ^5Li [5].

В связи с этим, с использованием описанных выше новых более точных методов расчетов характеристик ядерной структуры, было построено новое взаимодействие JISP16₂₀₁₀, обеспечивающее более точное описание ядерных характеристик, в частности, получено хорошее описание энергий связи ядер ^{14}C , ^{14}N и ^{16}O .

Литература

1. A.M.Shirokov, A.I.Mazur, S.A.Zaytsev, J.P.Vary, T.A.Weber // Phys. Rev. C, 2004, V. 70, 044005.
2. A.M.Shirokov, J.P.Vary, A.I.Mazur, S.A.Zaytsev, T.A.Weber // Phys. Lett. B, 2007, V. 621, P. 96.
3. A.M.Shirokov, J.P.Vary, A.I.Mazur, T.A.Weber // Phys. Lett. B, 2007, V. 644, P. 33.
4. P.Maris, J.P.Vary, A.M.Shirokov // Phys. Rev. C, 2009, V. 79, 014308.
5. A.M.Shirokov, A.I.Mazur, J.P.Vary, E.A.Mazur // Phys. Rev. C, 2009, V. 79, 014609.

**Запуск и первые результаты с электромагнитного жидкоаргонового
калориметра в эксперименте АТЛАС на Большом адронном коллайдере**

Максимов Дмитрий Александрович

Аспирант

*Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Novosibirsk ATLAS group,
Новосибирск, Россия*

E-mail: dmaximov@gmail.com

В настоящее время в ЦЕРНе начинаются эксперименты на Большом адронном коллайдере. Все эксперименты имеют обширную физическую программу, включая проверку и уточнение стандартной модели, поиск бозона Хиггса, поиск новой физики [1]. К примеру, согласно различным моделям на энергиях в несколько ТэВ могут стать доступными для изучения новые калибровочные бозоны (W' и Z'), изучение их лептонных распадов требует высокого разрешения в измерении лептонов и идентификации заряженных частиц с p_T вплоть до нескольких ТэВ. Новая физика может быть обнаружена в измерениях струй с высоким поперечным импульсом, к примеру, в случае составной природы кварков результаты будут отличаться от предсказаний КХД. Распады суперсимметричных частиц, при сохранении R-чётности будут всегда давать в конце легчайшую суперсимметричную частицу, которая будет оочень слабо взаимодействовать с детектором. Подобные процессы будут проявляться в детекторе в виде событий с большой потерей энергии. Изучение распадов нарушающих лептонное число ($\tau \rightarrow 3\mu, \tau \rightarrow \mu\gamma$), а также распада $B_s^0 \rightarrow \mu\mu$ может открыть путь к новой физике. Несколько новых моделей предполагают существование дополнительных размерностей, приводящих характеристическому масштабу квантовой гравитации в области порядка нескольких ТэВ. Экспериментальными проявлениями этого явления может быть рождение гравитонов, которые будут уходить в дополнительные размерности и будут вызывать события с потерянной энергией. Другими экспериментальными проявлениями могут быть рождения пары струй с аномально высокой массой или рождение миниатюрных чёрных дыр.

Большинство процессов пречисленных выше имеют очень малое сечение, поэтому для их изучения необходима высокая светимость, однако сечение неупругого протон-протонного рассеяния при рабочей энергии составляет порядка 80 мб, что будет давать около 10^9 событий неупругого рассеяния в секунду. Это представляет собой серьёзную экспериментальную проблему, поскольку каждое событие-кандидат новой физики будет сопровождаться одновременными 23 событиями неупругого рассеяния.

Из-за экспериментальных условий на ЛHC детекторам требуется быстрая и радиационно стойкая электроника. Высокая множественность событий (около 1000 частиц в каждом столкновении) требует высокой гранулярности и максимальной возможной герметичности детектора. Для выполнения физической программы детектору также необходимо иметь трековую систему и калориметры высокого разрешения.

На ЛHC установлено 4 детектора: два близких по характеристикам детектора общего назначения — ATLAS и CMS, детектор ALICE, специализированный на изучении столкновений тяжёлых ядер и кварк глюонной плазмы, и детектор LHCb — предназначенный для изучения физики B-мезонов.

Детектор АТЛАС имеет в своём составе множество подсистем. Электромагнитный калориметр выполнен в виде сэмплинг калориметра, со свинцовыми пластинами поглотителя и жидким аргоном между ними в качестве активной среды. Калориметр имеет “аккордеонную” геометрию, для обеспечения полной азимутальной симметричности и исключения мертвых направлений.

Сборка калориметра велась с 1997 года. Калориметр имеет барельную и торцевую части, каждая из которых размещена в своём криостате. Центральный соленоид размещён перед калориметром и расположен с ним в общем вакуумном объёме. В торцевой части калориметра, непосредственно за электромагнитным размещён адронный калориметр и так называемый передний (forward) калориметр, расположенный особо близко к оси пучков. Закрывая тем самым области по псевдобыстроте вплоть до $|\eta| = 4.9$. Электромагнитная часть калориметра имеет 170 000 каналов.

К началу 2008 года установка калориметра в экспериментальном зале была закончена, и затем велись работы по изучению стабильности электроники и качеству энергетической реконструкции, проверялось согласие с моделированием, записывались космические события, настраивалась совместная работа с другими системами детектора. В ноябре 2009 года были получены первые стабильные пучки в ЛНС, 23 ноября были записаны события первых столкновений на энергии 900 ГэВ, 8 декабря были записаны события столкновений с энергией 2.36 ТэВ.

Энергетическое разрешение калориметра описывается формулой[2]:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c,$$

где a — стохастический член, b — шумовой член и c — постоянный член, $a \approx 10\%$, $b \approx 170 \text{ MeV}$ без учёта pile-up и $c \approx 0.7\%$.

Временное разрешение калориметра составляет несколько наносекунд и должно быть улучшено в дальнейшем. Сигнал, снимаемый с ячеек, четко виден в подавляющем большинстве каналов и совпадает с ожидаемым на уровне 4%. Разброс пьедесталов различных каналов между собой находится на уровне 0.02 единиц АЦП, т.е. менее 2 МэВ. Шум в канале варьируется от 10 до 50 МэВ в зависимости от геометрии канала, когерентная составляющая находится на уровне 2%. Разброс коэффициентов наклона находится на уровне 0.3%.

Все калибровочные константы демонстрируют отличную временную стабильность.

В целом электромагнитный калориметр показывает хорошее энергетическое и временное разрешение, доля работоспособных каналов составляет 98.6%. На основе полученных результатов можно сделать вывод, что калориметр успешно работает, демонстрирует отличную временную стабильность своих параметров и готов продолжительному набору данных.

Литература

1. The ATLAS Collaboration, G Aad et al, The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider // 2008 JINST 3 S08003
2. The ATLAS Collaboration, Readiness of the ATLAS Liquid Argon Calorimeter for LHC Collisions // arXiv:0912.2642v3 [physics.ins-det]

Секция «Физика»

Цифровые методы обработки сигнала от сцинтилляционного фосфич детектора, регистрирующего рентгеновское и гамма излучение от Солнца.

Маркелова Александра Кирилловна

Студент

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия
E-mail: iskandera@inbox.ru*

Одним из наиболее ярких проявлений солнечной активности являются солнечные вспышки. Во вспышках может генерироваться кратковременное электромагнитное излучение (всплески) в широком диапазоне длин волн – от радио до жесткого рентгеновского излучения, а иногда и до гамма-излучения. В данной работе рассматривается диапазон рентгеновского и гамма излучения. Излучение в рентгеновском диапазоне можно разделить на «жесткий» и «мягкий» компонент, такое разделение характеризует различные механизмы ускорения частиц [1,3]. Исследования в данной области позволят уточнить механизмы образования солнечных вспышек. Для изучения рентгеновского и гамма излучения используются различные детекторы на спутниках.

Для проведения будущих экспериментов было предложено использовать так называемый сцинтилляционный фосфич детектор. Подобный детектор входит в аппаратуру SOLORAD, которая участвует в эксперименте на Российско-Индийском университетском спутнике Youthsat [2]. Детектор представляет собой два оптически соединенных сцинтилляционных вещества NaI и CsI, просматриваемых одним ФЭУ (фотоэлектронный умножитель). Данные вещества характеризуются разными временами высвечивания (NaI-3мкс, CsI-10мкс), что позволяет разделить жесткое рентгеновское излучение и гамма излучение.

Так как сцинтилляторы просматриваются одним ФЭУ, возникает ряд сложностей при разделении сигналов, пришедших с разных кристаллов. Целью данной работы является усовершенствование процесса снятия сигнала с детектирующего вещества. Для решения поставленной задачи в электронной части детектора была использована одна из недавних разработок в области цифровых технологий - ПЛИСы (программируемые логические интегрируемые схемы). Была создана принципиальная схема электронной части платы, включающую в себя: АЦП (аналого-цифровой преобразователь), контроллер АЦП и контроллер USB. Был разработан принципиальный алгоритм программы ПЛИСа и создан первый макет цифровой части платы. Также была проведена модификация программного обеспечения для обработки данных, поступающих с платы, на компьютере.

В результате проделанной работы были проведены первые испытания платы по разделению сигналов, снятых с генератора. В этом случае получено хорошее разделение сигналов. Для испытаний на реальном детекторе была создана плата с характеристиками, приближенными к условиям эксперимента в космосе.

Литература

1. Курт В.Г., Свертилов С.И., Юшков Б.Ю., Богомоллов А.В., Гречнев В.В., Галкин В.И., Богомоллов В.В., Кудела К., Логачев Ю.И., Морозов О.В., Мягкова И.Н.

Динамика и энергетика теплового и нетеплового компонентов солнечной вспышки 20 января 2005г. По данным детекторов жесткого электромагнитного излучения на спутнике КОРОНАС-Ф // Письма в астрономический журнал, 2010 (в печати).

2. Панасюк М.И., Богомоллов В.В., Веденькин Н.Н., Денисов Ю.И., Курт В.Г., Морозов О.В., Свертилов С.И., Яшин И.В. Методика проведения космического эксперимента по прогнозу космической погоды // (в печати)
3. Li H., Berlicki A., Schmieder B. Thermal and non-thermal effects driven by magnetic reconnections observed in a confined flare // Astronomy and Astrophysics, Vol. 438 №1, 2005, с. 325–339.

**Изучение черенковского излучения трековым детектором на основе
камеры обскура**

Мохначевская В.П., Кнуренко С.П.

Соискатель

*Институт космических исследований и аэронавтики им. Ю.Г.Шафера СО РАН,
лаборатория широких атмосферных ливней, Якутск, Россия*

E-mail: serene1983@mail.ru

В последнее время в состав Якутской установки широких атмосферных ливней (ЯКУШАЛ) введен в эксплуатацию трековый детектор, который регистрирует черенковское излучение и дает возможность получить информацию с различных высот над уровнем наблюдения [1, 2]. Для получения линейной развертки импульса черенковского излучения необходим комплекс фотоприемников, где каждый фотоэлектронный умножитель отслеживает определенный участок атмосферы по высоте. При этом такой приемник должен иметь узкий угол обзора по вертикали и максимально широкий угол охвата по горизонтали. Наиболее простым решением этой задачи является конструкция камеры с узкой прямой и длинной щелью, под которой перпендикулярно ее направлению расположена мозаика из десяти фотоумножителей. Такой трековый детектор на основе камеры обскура расположен на расстоянии 300 м от центра действующей Якутской установки ШАЛ. Данное местоположение дает возможность детектору работать как часть установки и использовать «мастерный» сигнал установки для запуска трекового детектора. Таким образом, локализация оси ливня в пространстве выполняется по данным действующей установки.

Особенность работы детектора состоит в том, что засвечиваемая площадь фотокатода фотоумножителя меняется в процессе измерения потока черенковского излучения. При движении ливня от верхней границы участка к нижней границе, эта площадь плавно меняется от нуля до некоторого максимального значения, когда ливень достигает примерно середины обозреваемого участка атмосферы.

Линейную развертку импульса черенковского излучения можно получить при условии, что детектор находится на значительном расстоянии от его оси. При измерении амплитуды сигнала каждого фотоумножителя быстрым линейным аналого-цифровым преобразователем (частота дискретизации 100 МГц) существует возможность дополнительного разбиения толщины обозреваемого участка.

Локализация оси ливня в пространстве выполняется по данным действующей установки. Для энергий более чем 10^{17} эВ используется информация от сцинтилляционных детекторов основной установки и в диапазоне энергии 10^{16} эВ — от малой автономной черенковской установки. Регистрация черенковского света с помощью трекового детектора увеличивает время наблюдения ливневых событий, так как детектор может работать в сумерках и в лунные ночи.

В результате реализации нового метода на установке, стало возможным прямо измерять каскадную кривую развития ШАЛ. Сравнение полученных экспериментальных данных с расчетами по модели QGSJETII-03, выполненными для первичных частиц - протона и ядра железа показали: космические лучи с энергией $\sim 10^{17}$ эВ вероятнее всего генерируются ядрами с массовым числом от $A = 1$ (протон) до $A = 56$ (железо).

Причем доля ядер железа может составлять от 20 до 40 %. Результаты, полученные по данным измерениям черенковского дифференциального детектора, носят предварительный характер, так как пока мала статистика ливней в области энергий выше 10^{17} эВ. В настоящее время проводятся работы по модернизации установки с целью улучшения точности измерений, в том числе углов прихода ливня.

Проведение исследований поддержано грантом РФФИ №09-02-12028

Литература

1. Garipov G.K., Khrenov B.A. Camera Obscura Network: an Array for registration of EAS Cherenkov radiation in the presence of high-intensity sky noise // J. Phys. G: 2 Nucl. Part. Phys. 1995. V. 21. P. 879–887.
2. Garipov G.K., Grigoryev V.M., Efremov N.N., et al. The Cherenkov track detector consisting of the Yakutsk complex EAS array // Proc. 27th ICRC, Hamburg, 2001. V. 2. P. 885–887.

Слова благодарности

Автор выражает глубокую признательность своему научному руководителю, доктору физ.-мат. наук Слепцову И.Е. за интересную тему работы и помощь в подготовке тезисов.

Экспериментальное исследование и анализ упругого рассеяния

12C(16O,16O)12C при энергии 28 МэВ

Сауханбек Е.Н., Эшбеков Н.У.

Студент

Евразийский национальный университет имени Л.Н. Гумилева, Физико-технический факультет, Астана, Казахстан

E-mail: es_engineering@mail.ru

Исследование упругого рассеяния представляет собой реакцию между ядром-снарядом и ядром-мишенью и наряду с этим является важным источником информации о ядерных свойствах. Угловой диапазон при рассеянии несимметричных систем значительно увеличивается. В этом случае наиболее перспективным для изучения является система $16\text{O} + 12\text{C}$ [2].

Данная работа выполнена на базе ускорителя тяжелых ионов ДЦ-60 ИЯФ НЯЦ РК (г. Астана). Циклотрон ДЦ-60 может производить интенсивные пучки тяжелых ионов от лития (Li) до ксенона (Xe) с энергией от 0.35 до 1.77 МэВ/нуклон. Циклотрон имеет три канала для пучков ускоренных ионов. Каждый канал имеет установку для проведения определенного круга исследований. Многочargedные ионы получают в ЭЦР источнике и по каналу инжекции транспортируются в центр магнита циклотрона, где происходит ускорение пучка до финальной энергии. Система вывода пучка из циклотрона осуществляется с помощью электростатического дефлектора и фокусирующего магнитного канала [3].

В качестве мишеней были использованы пленки из углерода с толщиной порядка 20 мкг/см². Энергетические спектры рассеянных частиц регистрировались полупроводниковым детектором из кремния фирмы ORTEC с толщиной чувствительного слоя 100 мкм [1].

Анализ экспериментальных данных по упругому рассеянию в настоящей работе выполнялся в рамках метода связанных каналов по программе ECIS88, в котором предусмотрены автоматический поиск параметров оптического потенциала. Далее представлены энергетические спектры рассеянных ионов кислорода на мишени из углерода.

Полученные дифференциальные сечения упругого рассеяния ионов кислорода на ядрах 12C анализировались в рамках оптической модели. Были получены оптимальные параметры потенциала взаимодействия для системы « $16\text{O} + 12\text{C}$ ».

Литература

1. Бактыбаев М.К., Буртебаев Н., и др. Исследование упругого рассеяния ионов кислорода на ядрах 12C , 16O при энергиях вблизи кулоновского барьера // Тезисы докладов 7-й международной конференции «Ядерная и радиационная физика», Алматы, Казахстан, 2009, с.45.
2. Родионова Е.Е. Квантовое и квазиклассическое описание упругого рассеяния ионов 16O на ядрах 12C и 16O в широком диапазоне энергий // Автореферат, Санкт-Петербург, 2008.

3. 3.Gikal B., Gulbekian G., Dmitriev S. et al. Project of the DC-60 Cyclotron with smoothly Ion Energy Variation for Research Center at L.N. Gumilev Eurasia State University in Astana (Kazakhstan) // Proceedings XVII International Conference on Cyclotrons and their Applications. Tokyo, Japan, 2004. p.205-207.

Иллюстрации

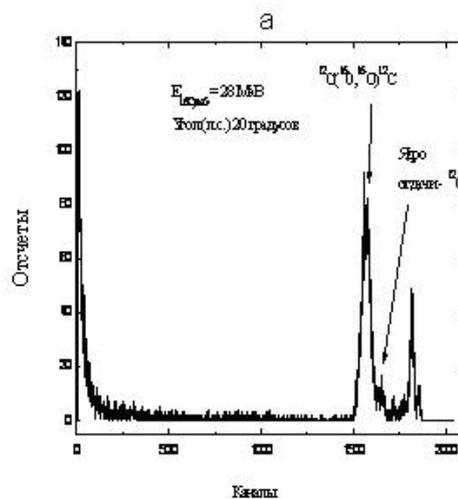


Рис. 1: Энергетические спектры при $\Theta_{л.с.} = 20$ (а) градусов.

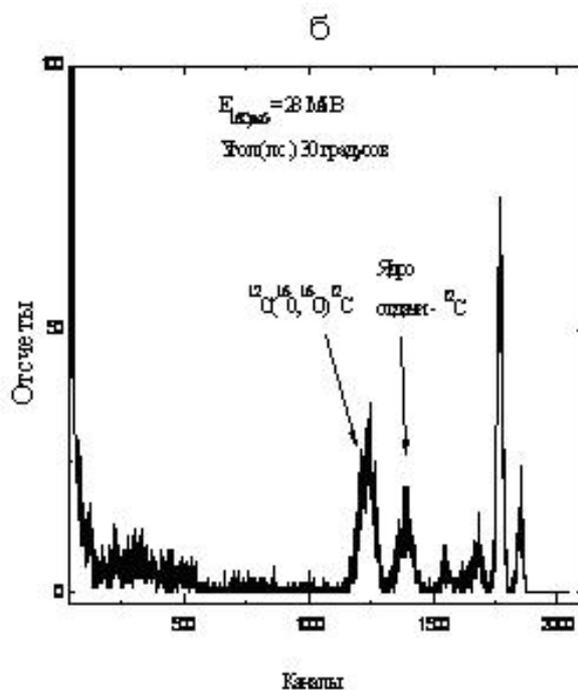


Рис. 2: Энергетические спектры при $\Theta_{л.с.} = 30$ (б) градусов.

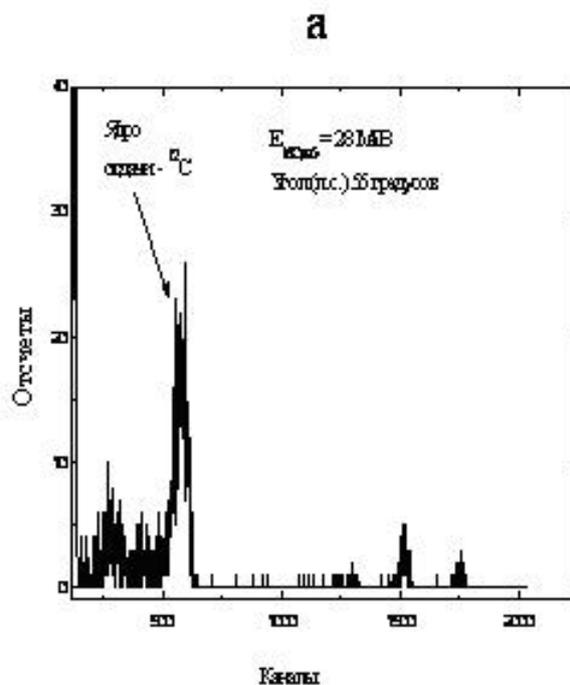


Рис. 3: Энергетические спектры при $\Theta_{л.с.} = 55$ (а) градусов.

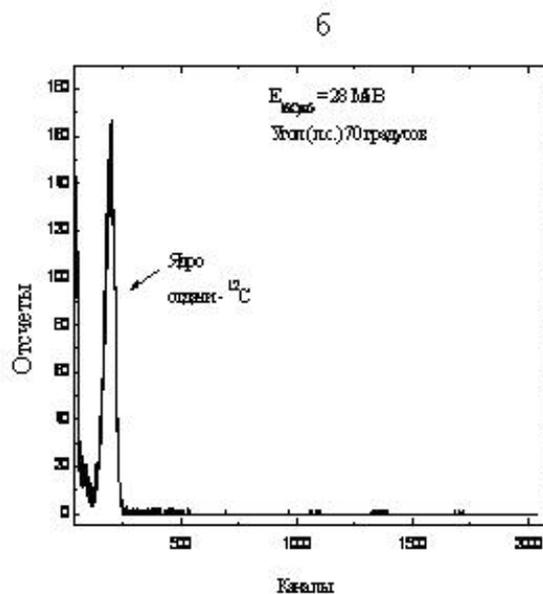


Рис. 4: Энергетические спектры при $\Theta_{л.с.}=70$ (б) градусов.

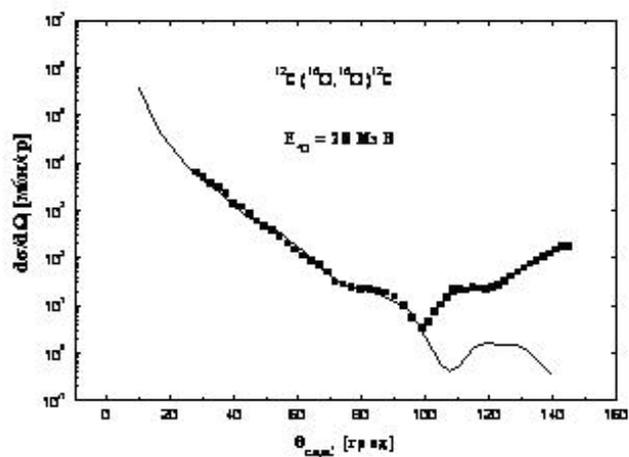


Рис. 5: Угловые распределения упругого рассеяния ионов кислорода на ядрах ^{12}C .

Влияние температуры предварительного подогрева на направленный синтез материалов, применяемых для иммобилизации радиоактивных материалов.

Семенов Андрей Олегович

Аспирант

Томский политехнический университет, физико-технический факультет, Томск, Россия

E-mail: semenov_ao@tpu.ru

Научно-технический прогресс и последняя научно-техническая революция конца XX в. привели к возникновению по существу новой - техногенной цивилизации, достижения которой, такие, как электричество, атомная энергия, электроника, космическая связь и др., имеют свою обратную сторону - экологический кризис. Одновременно с внедрением в нашу жизнь новых перспективных технологий, основанных на все более широком и полном использовании природных ресурсов, постоянно увеличивается и количество вредных для человека и окружающей его природной среды веществ - так называемых промышленных отходов, основными из которых по токсичности и сложности их утилизации и захоронения в настоящее время являются радиоактивные отходы, отходы нейтрализации пестицидов и боевых отравляющих (в основном фосфорноорганических) веществ, отходы нефтегазового комплекса[1].

В последнее время наиболее перспективным методом иммобилизации и захоронения радиоактивных отходов является метод их отверждения при включении в так называемую минералоподобную матрицу, получаемую либо высокотемпературным остекловыванием смеси таких отходов со стекольными шихтами (в основном фосфатными или боросиликатными), либо высокотемпературным спеканием смеси отходов с керамическими шихтами.

Основная идея этого метода - включение активных атомов радионуклидов и токсичных компонентов отходов в химически связанном состоянии в виде твердых растворов в структуру или матрицу.

В настоящее время для иммобилизации ВАО используются боросиликатные и алюмофосфатные стекла. Однако стеклоподобные керамики имеют много недостатков: недостаточная химическая и радиационная устойчивость, низкая стабильность и термостойкость[2]. Кристаллические матрицы, в которых радионуклиды входят в минералы в виде изоморфной примеси, лишены указанных недостатков. В частности, полифазная титанатная керамика Synroc обладает исключительной химической устойчивостью и, благодаря широкому изоморфизму, способна аккумулировать большое количество различных радионуклидов.

Как показали исследования состава Synroc, основной кристаллической фазой в составе керамики является цирконолит. Цирконолит рассматривается как перспективная матричная фаза для иммобилизации актиноидов, в том числе и оружейного плутония и РЗЭ - компонентов РАО.

Существуют несколько способов получения цирконолита с зафиксированными РАО. Одной из наиболее перспективной и ресурсоэффективной технологией является метод самораспространяющегося высокотемпературного синтеза.

Создание СВС-материалов различного целевого назначения обуславливает большое число рассматриваемых систем. Причем синтез должен сопровождаться как получением конечного продукта, так и обеспечиваться определенными условиями осуществления СВ-синтеза. Это подразумевает проведение большого числа экспериментов с целью определения теплофизических параметров, определяющих режимы получения материалов. Поэтому актуальной становится задача проведения расчетно-теоретического анализа для определения принципиальной возможности осуществления процесса горения в той или иной системе. А также определение предварительных параметров подготовки исходной шихты реагентов и режимов проведения СВ-синтеза. К таковым, прежде всего, относятся: количественное соотношение входящих в систему исходных реагентов; величина давления прессования реакционно-способной системы; температура предварительного подогрева исходной шихты.

Для определения принципиальной возможности осуществления СВ-синтеза проводится расчетно-теоретический анализ, основанный на определении адиабатических температур горения СВС-материалов. Расчет адиабатической температуры не дает однозначного ответа на вопрос о возможности протекания СВ-синтеза, однако в сочетании с экспериментальным изучением СВ-синтеза материалов различных классов такой подход позволяет спрогнозировать возможность осуществления процесса горения.

Процедура расчета адиабатической температуры горения достаточно хорошо изучена. Основным условием для определения адиабатической температуры является равенство энтальпий исходных веществ при начальной температуре и конечных продуктов при адиабатической температуре, зависящих от величины теплоемкости продуктов горения.

Предлагается методика по определению температурной зависимости теплоемкости продуктов горения, базирующаяся на квантовой модели Дебая, которая в отличие от традиционной экспериментальной методики расчета теплоемкостей, позволяет определить адиабатическую температуру горения как функцию ряда параметров состояния системы: плотность реакционной системы, массовое соотношение компонентов в шихте исходных реагентов, начальная температура процесса.

Исследования проводились для различных плотностей прессования исходной шихты компонентов и предварительной температуры подогрева системы начальной температуре предварительного подогрева 1200 К.

В ходе работы было произведено сравнение зависимостей теплоемкости в области температур протекания СВС (примерно 750–1700 К), рассчитанных по модели Дебая и традиционными методами (рис. 1). Отличие составляет не более 20% и говорит об удовлетворительной согласованности теплоемкостей между собой.

Также были изучены зависимости адиабатической температуры от температуры предварительного нагрева образца для различных плотностей прессования (рис. 2) и адиабатической температуры от плотности прессовки исходной шихты при различных температурах начального подогрева (рис. 3).

Зависимость адиабатической температуры от плотности прессовки носит менее выраженный характер при фиксированном значении температуры. Можно сказать, что основным фактором, влияющим на возможность получения минералоподобных керамик в режиме СВС, является температура начального подогрева. Также можно заметить, что повышением плотности прессовки можно снизить начальную температуру

подогрева исходной системы, что, вероятнее всего, объясняется улучшением теплофизических свойств образца, уменьшением минимального размера реакционной ширины прохождения волны горения.

Литература

1. Ляшенко А.В. СВЧ-иммобилизация высокоактивных промышленных отходов.- М.: Наука, 2004.
2. Духович Ф.С., Куличенко В.В. О радиационной устойчивости стекловидных радиоактивных препаратов. // Атомная Энергия, 1965. Т. 18, № 4. С. 361-367.

Иллюстрации

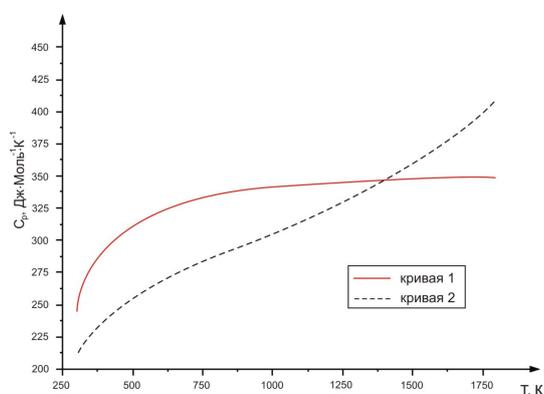


Рис. 1: Зависимость теплоемкости от температуры. Данные основанные на квантовой модели Дебая (кривая 1) и экспериментальным методом (кривая 2).

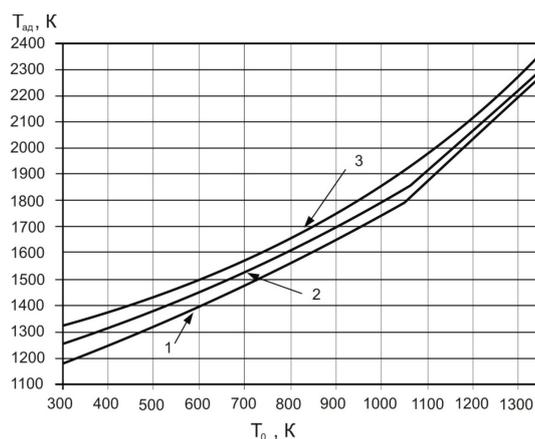


Рис. 2: Зависимость адиабатической температуры от начальной температуры предварительного нагрева образца для различных плотностей прессования: 1 – 1200 кг/м³; 2 – 2400 кг/м³; 3 – 3600 кг/м³.

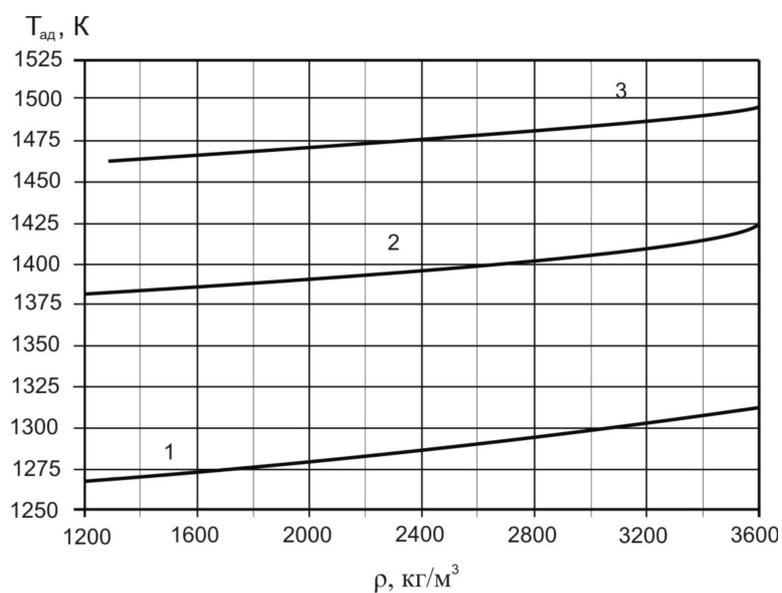


Рис. 3: Зависимость адиабатической температуры от плотности прессовки исходной шихты при различных температур начального подогрева: 1 – температура составляет 400 К; 2 – температура составляет 500 К; 3 – температура составляет 600 К.

Моделирование процессов рождения пар b -кварков в протонных соударениях в эксперименте ATLAS на Большом Адронном Коллайдере

Турчихин Семён Михайлович

Студент

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический

факультет, Москва, Россия

E-mail: tursom@gmail.com

Установка ATLAS на Большом Адронном Коллайдере является многоцелевым детектором [1]. Одной из его задач является изучение процессов рождения b -кварков. Экспериментальное исследование этих процессов важно для проверки предсказаний квантовой хромодинамики (КХД) и таких явлений как нарушение CP-симметрии, осцилляции нейтральных B -мезонов и др. [2].

В КХД выделяются 3 механизма парного рождения b -кварков: 1) собственно парное рождение (flavour creation), при котором пара $b\bar{b}$ рождается в жёстком взаимодействии двух глюонов; 2) возбуждение аромата (flavour excitation), при котором один морской b -кварк помещается на массовую поверхность в результате жёсткого взаимодействия, а второй вылетает внутри партонного ливня для сохранения аромата; и 3) расщепление глюона (gluon splitting), в котором пара рождается от одного высокоэнергичного глюона.

Было проведено моделирование всех трёх механизмов с использованием Монте-Карло-генератора PYTHIA 6.4 при энергиях соударений 2, 7 и 14 ТэВ. Оценены их полные сечения, построены спектры b -кварков. Установлено, что при энергиях БАК доминируют вклады механизмов нелидирующего порядка (2, 3). Рассчитаны угловые корреляции в паре кварков. Вид распределений по разности азимутальных углов кварков отличается для механизмов лидирующего (1) и нелидирующего (2, 3) порядков: в первом случае имеется чёткий максимум при углах, близких к 180° , соответствующих противоположным направлениям вылета кварков, во втором распределения близки к равномерным.

Рассчитаны азимутальные распределения плотности конечных адронов в событиях относительно направления вылета B -мезона для разных механизмов рождения b -кварков. В случае парного рождения (1) в распределении выделяются максимумы, соответствующие частицам лидирующей струи B -мезонов и частицам, компенсирующим её импульс и летящим в противоположном направлении, а в поперечных областях присутствуют сопутствующие частицы, не участвующие в жёстком взаимодействии. Для механизмов нелидирующего порядка эти распределения не имеют чётко выраженной структуры. Таким образом, выделять и изучать сопутствующие частицы можно только в событиях, где имеет место механизм лидирующего порядка.

Предложены два метода выделения таких событий в эксперименте. Первый заключается в отборе событий с большой разностью азимутальных углов между восстановленным B -мезоном и мюоном от второго b -кварка [3, 4]. Второй метод вытекает из различий в форме распределений адронов в событиях. Характер распределения адронов может быть выражен через параметр сферичности события S . Показано, что сферичность событий с парным рождением b -кварков (1) значительно меньше, чем в событиях

с их рождением через механизмы (2, 3). Это позволяет использовать параметр S для отбора событий с парным рождением b -кварков (1).

Литература

1. The ATLAS Collaboration. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. JINST 3 (2008) S08003.
2. The ATLAS Collaboration. Expected Performance of the ATLAS Experiment. Detector, Trigger and Physics. CERN-OPEN-2008-020, Geneva, 2008
3. T. Lagouri. Study of $b\bar{b}$ correlations with ATLAS at the LHC. ATL-COM-PHYS-2004-063, Geneva, 2004
4. S. Robins. Measuring $b\bar{b}$ Correlations in ATLAS. ATL-PHYS-2000-026, Geneva, 2000

**Математическое моделирование систем радиационной защиты на основе
нанокомпозитов**

Чирская Наталья Павловна

Студент

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический
факультет, Москва, Россия
E-mail: chirskaya.sinp@yandex.ru*

При проектировании космических аппаратов важнейшей задачей является обеспечение защиты оборудования и экипажа от радиационных воздействий, создаваемых частицами радиационных поясов Земли, солнечных космических лучей и галактических космических лучей [1]. Традиционно для пассивной защиты применяются экраны, изготовленные из алюминиевых сплавов. Однако для защиты от частиц высоких энергий требуется большая толщина и масса экрана. С увеличением массы возрастает вероятность рождения вторичных частиц в материале защитного экрана. Экраны, состоящие из водородсодержащих материалов, позволяют снизить эффективность процессов, связанных с рождением в них вторичных частиц и весовые параметры радиационной защиты. К таким материалам относится значительная часть полимеров, а также созданные на основе полимеров композиты. Применение наноразмерных элементов для создания композитов на основе водородсодержащих материалов позволяет существенно улучшить их свойства. Оценка эффективности применения различных материалов в качестве радиационной защиты может быть проведена с помощью методов математического моделирования.

Целью данной работы является исследование эффективности применения различных материалов при создании радиационно-защитных экранов. Для проведения расчетов использовался программный комплекс GEANT3, построенный на основе метода Монте-Карло. Комплекс GEANT позволяет проводить расчеты пространственного распределения поглощенных доз космической радиации и остановившихся заряженных частиц для экранов различной конфигурации и структуры. С помощью комплекта GEANT3 были созданы модели радиационно-защитных экранов из алюминия, полиэтилена и композитов на основе полиэтилена, в том числе с использованием бора и нитрида бора [2]. Были выполнены расчеты распределений поглощенной дозы по глубине защиты, зависимости доли остановившихся в материале заряженных частиц от толщины защиты и эффективности экранирования при облучении моделей протонами и электронами различных энергий. В результате работы было показано, что экраны из водородсодержащих композитных материалов позволяют получить требуемый уровень защиты при значительно меньшей массе по сравнению с алюминием.

Литература

1. Новиков Л.С., Милеев В.Н., Воронина Е.Н., Галанина Л.И., Маклецов А.А., Синолиц В.В.. Радиационные воздействия на материалы космической техники // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2009, No 3, С. 32-49.
2. Harrison C., Weaver S., Bertelsen C., et al. Polyethylene/Boron Nitride Composites for Space Radiation Shielding // Journal of Applied Polymer Science, 2008, Vol. 109, pp. 2529–2538.

Моделирование взаимодействий мюонных и тау нейтрино со свинцовой мишенью для задач в эксперименте OPERA.

Кузнецов Алексей Михайлович

Студент

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,

физический факультет, Москва, Россия

E-mail: alix_misha@mail.ru

Исследование осцилляций нейтрино в эксперименте OPERA предусматривает поиск взаимодействий таонных нейтрино в детекторе лаборатории Gran Sasso, сопровождающееся рождением тау-лептона. Основной проблемой эксперимента являются фоновые события, связанные с рождением чармированных мезонов, образованных при взаимодействии мюонных нейтрино с веществом детектора. Так как времена жизни тау-лептонов и чармированных D^+, D^0, D_s^+ мезонов близки ($\sim 10^{-13}$ с), основным способом выделения редких таонных событий является анализ топологии события – сопоставление углов разлета частиц, образовавшихся при взаимодействии таонного нейтрино и фонового мюонного нейтрино с детектором.

В настоящей работе для исследования возможностей определения типа нейтрино было проведено моделирование взаимодействия мюонных и таонных нейтрино со свинцовой мишенью с помощью пакета программ NEUGEN. На основании моделирования предложены критерии отбора осцилляционных событий, позволяющих провести режекцию фона.

Литература

1. А.М.Анохина., Т.А.Джатдоев, В.И. Галкин и др. «Моделирование взаимодействия тау-нейтрино в эмульсионном трековом детекторе» Вестник Московского Университета. Серия 3. Физика. Астрономия, 2009, № 6, стр 34-39 .
2. www.operaweb.lngs.infn.it (Сайт эксперимента Opera)

БИОФИЗИКА

**Председатель подсекции
проф. Твердислов Всеволод Александрович**

Электронный транспорт и кинетические характеристики флуоресценции растений.

Алексеев А.А., Киржанов Д.В.

Аспирант

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия

E-mail: alekseev@physics.msu.ru

Важное место в изучении фотосинтетических объектов занимают исследования с применением РАМ-флуорометров. В этих исследованиях для возбуждения флуоресценции исследуемого объекта применяют три вида светового воздействия: слабый измерительный свет, насыщающий импульсный свет и актиничный свет постоянной интенсивности, включаемый после второго насыщающего импульса. При таком способе возбуждения образца обычно регистрируют следующие величины: $(F_V)_M$, $(F_V)_V$, $(F_V)_S$ [4]. Из этих величин определяют величины так называемых коэффициентов фотохимического и нефотохимического тушения q_Q и q_E , которые затем применяются для изучения состояния фотосинтезирующего объекта. Из литературных данных известны лишь эмпирические корреляционные соотношения между этими коэффициентами и количественными характеристиками фотосинтезирующего объекта, в том числе концентрациями промежуточных восстановленных переносчиков в цепи электронного транспорта и константами скоростей отдельных стадий фотосинтеза.

Мы попытались получить теоретическое описание кинетики флуоресценции, исследуемой с помощью РАМ-флуорометра при разных моментах записи величины флуоресценции относительно фронта насыщающих импульсов. В настоящее время не ясна природа особенностей кинетических кривых, полученных при измерениях на РАМ-флуорометре. Одной из таких особенностей является медленный спад кинетики флуоресценции после окончания насыщающего импульса очень большой интенсивности. Этот спад флуоресценции после окончания насыщающего импульса можно было бы объяснить существованием так называемой «замедленной люминесценции». Замедленная люминесценция имеет многокомпонентный характер [5] и содержит наносекундные, микросекундные, миллисекундные и децисекундные компоненты. Однако все эти компоненты затухают существенно быстрее, чем затухает люминесценция после первого насыщающего импульса. Это противоречие остается в настоящее время неразрешенным.

Впервые, насколько нам известно, теоретическое описание результатов, полученных с помощью РАМ-флуорометра, было предпринято в работе [2]. Подробное описание математической модели и вывод всех уравнений приведены в работе [1]. Модель описывает миграцию энергии, разделение зарядов, транспорт электронов в хлоропластах, цикл Кальвина и его взаимодействие с первичными процессами через синтез и потребление НАДФН и АТФ. В настоящей работе использовалась несколько измененная программа из работы С.А.Кузнецовой [3]. Значения флуоресценции хлорофилла фотосистемы II (E_1) мы определяли в моменты времени, отстоящие на определенную величину по времени от заднего фронта насыщающего импульса (T_{dist}). На рис. 1 представлены зависимости величины E_1 , пропорциональной величине флуоресценции, при

разных значениях T_{dist} . Поскольку регистрация происходит после заднего фронта импульса флуоресценция объясняется замедленной люминесценцией, происходящей от обратных реакций переноса электрона в ФСII. Эти графики показывают, что в данном случае зависимости интенсивности флуоресценции от времени, в свою очередь, зависят от времени наблюдения после окончания сильного насыщающего импульса.

Для выявления теоретической связи между интенсивностью флуоресценции ФСII и состоянием цепи электронного транспорта мы выполнили численные эксперименты при параметрах, соответствующих скоростям разных стадий фотосинтеза, и параметрах, близких к ним. Для выполнения этих численных экспериментов была использована математическая модель [1], уравнения которой были изменены таким образом, чтобы было возможно рассматривать как быстрые, так и медленные этапы индукции фотосинтеза. На основании выполненных численных экспериментов мы выявили условия, которые выполнены на значительном участке индукционных кривых, и получили при этих условиях однозначную связь между интенсивностью флуоресценции и концентрацией восстановленных первичных акцепторов ФСII. Эта связь однозначно определена константами скоростей процессов поглощения квантов света, излучения флуоресценции, миграции энергии между пигментами антенн и реакционных центров, "разделения" и "рекомбинации" зарядов в ФСII, а также константами миграции энергии между пигментами антенн двух фотосистем. Полученная связь является нелинейной и подтверждена выполненными численными экспериментами.

Мы полагаем, что изучение зависимостей, полученных при разных величинах T_{dist} , позволит объяснить разнообразие результатов, получаемых при помощи РАМ-флуорометров с разной постоянной времени на выходе синхронного детектора, а также при различных состояниях фотосинтетической системы [4]. При анализе экспериментальных данных РАМ-флуорометров следует учитывать временные характеристики РАМ-флуорометров, на которых получены эти результаты.

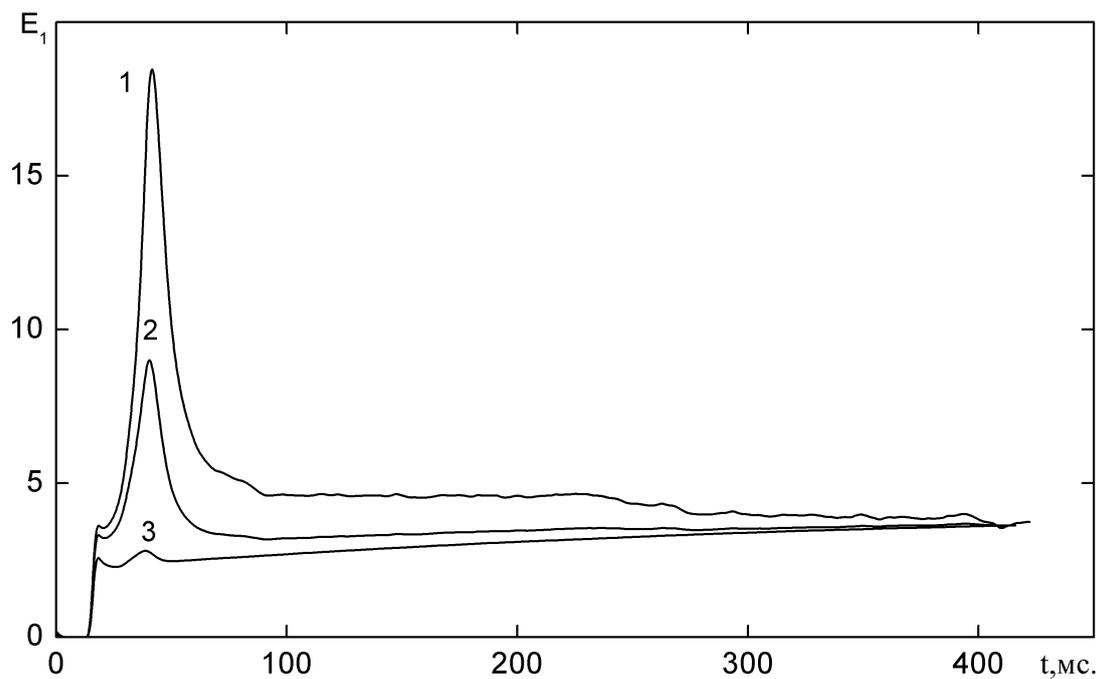
Исследование предложенной теоретической зависимости между интенсивностью флуоресценции ФСII и состоянием цепи электронного транспорта позволит получить данные о состоянии фотосинтезирующей системы в ходе анализа экспериментальных кривых индукции флуоресценции.

Литература

1. Караваев В.А., Кукушкин А.К. Теоретическая модель световых и темновых процессов фотосинтеза: проблема регуляции // Биофизика. 1993. Т.38. №.6. С. 958-975.
2. Кузнецова С. А., Кукушкин А. К., Белов А. А. Теоретическое исследование импульсного метода анализа тушения флуоресценции фотосистемы 2 // Биофизика. 2001. Т.46. №.1. С. 141-145.
3. Кузнецова С. А. Влияние режимов освещения и концентрации неорганического фосфата на индукцию фотосинтеза. Автореф. дисс. канд. физ.-мат. наук. Москва, 2000.

- Schreiber U. Pulse-Amplitude-Modulation (PAM) fluorometry and saturation pulse method: An Overview // Chlorophyll A fluorescence: A Signature of Photosynthesis. Netherlands, 2004. P. 279-319.
- Van Best. J. A. Studies of primary reactions of system 2 of photosynthesis by means of luminescence and fluorescence // Thesis. Leiden, 1977.

Иллюстрации



Зависимости E_1 от времени при разных значениях T_{dist} : (1) $T_{\text{dist}} = 0.001$,
(2) $T_{\text{dist}} = 0.01$, (3) $T_{\text{dist}} = 0.1$. Свет постоянной интенсивности включается в 16 мс.

Рис. 1

Определение модуля Юнга путидаредоксинредуктазы с помощью атомно-силового микроскопа.

Бухарина Н.С., Плешакова Т.О., Французов П.А.

Соискатель

Московский физико-технический институт, факультет молекулярной и биологической физики, Москва, Россия

E-mail: natalie_buharina@list.ru

Атомно-силовая микроскопия (АСМ) широко используется для характеристики физико-химических свойств различных биообъектов таких как белки, полисахариды, ДНК на уровне единичных молекул.

В работе с помощью АСМ были исследованы физико-химические свойства и оценен интегральный и локальный модуль Юнга молекул белка путидаредоксинредуктазы (PdR) по их деформации под воздействием АСМ-зонда разной геометрии.

Иммобилизация белков осуществлялась за счет нековалентной адсорбции молекул на АСМ-чипе. Эксперименты по измерению упругих свойств PdR были проведены на зондовой нанолаборатории NTEGRA Aura (NT-MDT) двумя типами зондов: сверхтонкими NSG01_DLC (NT-MDT) с радиусом кривизны зонда $1 \div 3$ нм и стандартными NSG10 (NT-MDT) с радиусом кривизны зонда 10 нм. Эксперименты проводились на воздухе и в вакууме (10-2 Торр) в полуконтактном режиме.

Величина деформации белка под воздействием стандартного и сверхтонкого зондов при давлениях, создаваемых этими зондами, может быть использована для расчета модуля Юнга единичного белка, используя модель Татара и Герца [1] с уточненными нами коэффициентами.

Измеренный модуль Юнга составил $E = 0,3 \div 5,1$ МПа (среднее значение $1,8 \pm 0,6$ МПа) при воздействии сверхтонким зондом и $E = 36 \div 143$ МПа (среднее значение 85 ± 26 МПа) при воздействии стандартным зондом.

Как видно, для двух типов зондов значения модуля Юнга не совпадают и деформация молекулы под действием сверхтонкого зонда больше почти в 2 раза. Такое расхождение в значениях модуля Юнга можно объяснить тем, что стандартная игла имеет диаметр больше диаметра молекулы и позволяет определить интегральный модуль Юнга молекулы белка, а сверхтонкая игла меньше латеральных размеров PdR и позволяет определить локальный модуль Юнга, характеризующий упругость локальной области молекулы белка.

Литература

1. Afrin R., Alam M.T., Ikai A. Pretransition and progressive softening of bovine carbonic anhydrase II as probed by single molecule atomic force microscopy // Protein Science. 2005. No. 14. PP. 1447–57.

Слова благодарности

Выражаю благодарность Иванову Юрию Дмитриевичу, Арчакову Александру Ивановичу.

Разработка методов ингибирования белков ВИЧ с учетом квазивидового разнообразия на основе предсказания пространственных структур белков жизненного цикла вируса – новый подход к лечению вирусных заболеваний

Годзи М.Г., Миронов П.В.

Соискатель

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия

E-mail: mzx@mail.ru

Несмотря на большое разнообразие противовирусных препаратов, многие вирусные заболевания, в частности, вирус иммунодефицита человека, не поддаются полному лечению средствами современной медицины. Это объясняется в первую очередь широкой мутационной изменчивостью вирусов, которая приводит к появлению различных разновидностей одного и того же вируса с различными свойствами. Это может выражаться как в заметных различиях в структуре вирусных белков у различных вариаций одного и того же вируса, так и в выработке устойчивости к принимаемым препаратам в ходе лечения.

В настоящее время выработанные вирусом в ходе лечения мутации служат лишь в качестве индикации степени устойчивости вируса к принимаемому лекарству. По количеству и типу выработанных мутаций можно судить, является ли тот или иной препарат эффективным или же его дальнейшее применение не принесет результата. Однако для многих мутаций неизвестно, как именно они влияют на устойчивость, так как такие исследования *in vitro* слишком дорогостоящи. Кроме того, разработка лекарств к мутантным вариантам вируса с устойчивостями к большинству современных лекарств не проводится, данные исследования ведутся лишь для вируса «дикого типа».

Как показали результаты работы, выполненной одним из авторов ранее [1], пути мутаций вируса в организме и, следовательно, его возможные пути к устойчивости при приеме конкретного лекарственного препарата, могут быть предсказаны средствами современной биоинформатики. Полученные для определенной вирусной формы пути наиболее вероятных мутаций используются для построения схемы лечения конкретного пациента в соответствии с диагностическими данными.

Целью настоящего исследования является разработка соответствующих инновационных схем и препаратов для лечения вируса иммунодефицита человека.

В мировой науке до сих пор не предпринимались попытки ингибировать белки жизненного цикла вируса с учетом квазивидового разнообразия, поскольку для подбора каждого ингибитора необходима точная пространственная структура белка. При этом очевидно, что определение пространственных структур белков, соответствующих всем мутантным квазивидам вируса иммунодефицита человека остается по-прежнему невозможным. Однако последние достижения нашей научной группы в области моделирования белков позволяют проводить предсказания пространственных структур белков с помощью суперкомпьютерного моделирования белков [2], существенно ускоряют подбор ингибитора к структурно близкому белку и анализ связывания выбранного ингибитора с широким классом белков квазивидового разнообразия.

Первая из поставленных для задач состоит в определении наиболее часто реализуемых в организмах инфицированного человека мутаций вируса ВИЧ, а также определить те из них, которые максимально повышают устойчивость к лекарственным препаратам – именно к белкам с этими мутациями будут подобраны ингибиторы. Это позволит ограничить круг исследуемых мутантных белков до наиболее часто встречаемых и в то же время учесть квазивидовое разнообразие вирусов в новом методе лечения. В результате исследования впервые будут подобраны ингибиторы для сразу многих мутантных вариантов белка, основываясь на экспериментальной пространственной структуре этого белка лишь одного из квазивидов вируса.

Литература

1. Миронов П.В. Анализ встречаемости различных мутаций и составление базы данных по вирусу гепатита В // Материалы докладов XVI Международной конференции студентов, аспирантов и молодых ученых «Ломоносов-2009», подсекция биофизика. 2009. С. 40-41.
2. Годзи М.Г., Иванов П.С. Новый подход к предсказанию пространственной структуры белков известной аминокислотной последовательности методами функционального сравнения // Сборник тезисов восьмой международной конференции «Проблемы биологической физики». 2009. С. 39.

Исследование структурных особенностей и механических свойств мембран тромбоцитов методом атомно-силовой микроскопии

Дрозд Елизавета Сергеевна

Аспирант

Институт тепло- и массообмена им. А.В. Лыкова НАН Беларуси, Факультет физико-математических и естественных наук, Минск, Белоруссия

E-mail: drozd.elizaveta@gmail.com

Атомно-силовая микроскопия (АСМ) является эффективным методом визуализации (с высоким пространственным разрешением) и оценки локальных механических свойств (эластичности) микро-, нанообъектов. Анализ механических свойств биологических структур позволяет более глубоко изучать различные клеточные процессы. Среди них такие важнейшие свойства как эластичность, мобильность поверхностных слоев, адгезия, молекулярное связывание и электростатичность [1-2].

Цель исследования – оценить возможности применения АСМ для оценки структурных особенностей и упругих свойств мембран интактных и дезагрегированных тромбоцитов.

Для проведения АСМ исследований тромбоциты фиксировали в 1,5 глутарового альдегида, после чего отмывали, наносили на предметные стекла и высушивали на воздухе. Для оценки упругих свойств мембраны клеток использовался метод силовой спектроскопии.

На рисунке представлены АСМ изображения интактных, фиксированных на стадии спонтанной АДФ-индуцированной агрегации и тромбоцитов после добавления нитропрусида, которые демонстрируют значительные изменения формы клеток после АДФ стимуляции. Были исследованы процессы, связанные с активацией тромбоцитов: изменение формы клетки, детали цитоскелета, а также проведена количественная оценка механических свойств мембраны тромбоцитов. Значение модуля упругости клеточной мембраны спонтанно агрегированных и дезагрегированных тромбоцитов ниже на 38.3соответственно, чем у интактных клеток.

Полученные данные указывают на возможность использования АСМ для контроля изменений цитолеммы клетки на разных стадиях ее жизнедеятельности, а также проведения количественной оценки механических свойств мембраны тромбоцитов.

Литература

1. Czajkowsky D.M., Iwamoto H., Shao Zh. Atomic force microscopy in structural biology: from the subcellular to the submolecular // J. of Electron Microscopy. 2000. № 49(3). Pp. 395–406.
2. Radmacher M. Studying the Mechanics of Cellular Processes by Atomic Force Microscopy // Methods in cell biology. 2007. №. 83. Pp. 91–189.

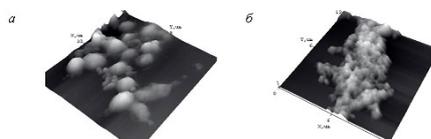


Рис. 1: Трехмерное АСМ-изображение: поверхность интактных тромбоцитов (а) - область сканирования $20,0 \times 18,0$ мкм и дезагрегированных тромбоцитов (б) - область сканирования $13,0 \times 13,0$ мкм.

Электрическое поле атмосферы как биометеорологический фактор

*Дурагин Евгений Михайлович**Студент**Российский Государственный Гидрометеорологический Университет,**метеорологический, Санкт-Петербург, Россия**E-mail: eduryagin@yandex.ru*

Электрическое поле атмосферы является значительным фактором, оказывающим воздействие на жизнедеятельность человека. Известно, что параметры здоровья человека изменяются в зависимости от степени ионизации воздуха, коэффициента униполярности, величины положительной и отрицательной проводимости и напряженности электрического поля. Вариации характеристик электрического поля атмосферы могут быть связаны и изменчивостью воздушных масс, приводящее к вариациям полей метеорологических величин и к различным атмосферным явлениям. Поэтому мы считаем целесообразным при исследовании биометеорологического режима атмосферы учитывать и характеристики электрического поля атмосферы.

В докладе рассматривается изменчивость электрического поля (ЭП) атмосферы вблизи Санкт-Петербурга на станции «Воейково», расположенной вблизи Санкт-Петербурга и оценивается возможное воздействие характеристик ЭП на параметры здоровья человека.

Наши исследования, также как и данные Р. Рейтер и М. Израэль, Я.М. Шварца, показывают, что в период прохождения атмосферных фронтов изменение давления и изменение электрического поля тесно связаны между собой. Так, повышение атмосферного давления в течение 5 ч на 5 гПа сопровождается иногда появлением отрицательного поля с максимальным значением градиента потенциала до ≈ 1000 В/м. При прохождении фронтов резко увеличивается изменчивость градиента потенциала электрического поля атмосферы. Возмущения ЭП в виде изменчивости его значений и полярности проявляются также при местной неустойчивости атмосферы способствующей образованию ливней и гроз нефронтального характера.

Нами была исследована связь между среднесуточным изменением атмосферного давления и среднесуточным изменением градиента потенциала ЭП атмосферы за десятилетний период. Результаты показали, что в январе и феврале, когда условия погоды мало изменялись, положительная корреляционная связь между вышеуказанными величинами выражена достаточно четко. В марте и апреле из-за возникновения волн тепла и холода формируется большая изменчивость погоды, разрушающая связь между среднесуточными показателями давления и градиента потенциала электрического поля.

В качестве показателей здоровья человека были выбраны величина проницаемости эритроцитных мембран (ПЭМ), и число сердечно-сосудистых катастроф. Выполнены исследования вариаций этих величин в зависимости от характеристик электрического поля атмосферы. Использован метод наложения эпох. В качестве нулевого дня избраны даты величины и знака градиента потенциала электрического поля атмосферы и даты значительного роста отношения полярных проводимостей, т.е. коэффициента униполярности. Найдена связь между резкими изменениями частоты смертности и величины ПЭМ и вариации характеристик электрического поля. Правда эта зависимость имеет сезонный характер. Определены барические образования, вызывающие наибольшую изменчивость ЭП, т.е. вызывающие патогенные реакции жителя Санкт-Петербурга.

Модель деполимеризующейся микротрубочки на основе Ланжевенской динамики.

Железняков А.О., Салова Е.В.

Студент

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия

E-mail: andrey.zheleznyakov@gmail.com

Для каждой делящейся клетки чрезвычайно важным является точное распределение генетического материала по дочерним клеткам. Распределение хромосом во время деления эукариотической клетки является результатом работы веретена деления, которое состоит из полюсов деления, микротрубочек и сцепленных с микротрубочками белков. Движение хромосом к полюсам деления во многом обусловлено деполимеризацией прикрепленных к ним микротрубочек. Механизм работы такой системы до конца не ясен, однако были измерены её некоторые характеристики – сила, развиваемая микротрубочкой в процессе транспортировки хромосомы, и скорость разборки микротрубочки. Существующие модели, созданные для анализа механизмов деполимеризации микротрубочек используют вероятностный подход, основанный на методе Монте-Карло [1].

В настоящей работе был предложен подход с точки зрения Ланжевенской динамики [2], которая дает возможность напрямую получить значение скорости деполимеризующейся микротрубочки. В данной модели предлагается рассматривать микротрубочку как систему связанных мономеров белка тубулина в гидродинамическом приближении.

Ввиду вычислительной сложности модель был произведен анализ скорости работы алгоритма моделирования на различных архитектурах, включая кластерные системы и графические процессоры SIMD архитектуры на основе технологии CUDA [3].

Произведена оптимизация работы алгоритма и выбор некоторых переменных для достижения максимальной производительности. Получена зависимость скорости деполимеризации от параметров модели.

Литература

1. Molodtsov, M.I., Grishchuk, E.L., Efremov, A.K., McIntosh, J.R., Ataullakhanov, F.I. . Force production by depolymerizing microtubules: A theoretical study. Proc. Natl. Acad. Sci. USA, 2005, 102(12), 4353-4358.
2. Mikkelsen, A., Knudsen, K.D., Elgsaeter, A. Brownian dynamics simulation of needle-spring chains, 1998, Physica A, 253, 66-76.
3. NVIDIA Corporation. NVIDIA CUDA compute unified device architecture: CUDA programming guide version 2.3. Santa Clara: NVIDIA Corporation, 2009.

**Термодинамическое моделирование диссоциативного захвата
низкоэнергетического электрона при его транспорте оксикислотами.**

Зубков А.С., Артюхов В.И.

Аспирант

ИБХФ РАН, Отдел биокатализа и физической химии биопроцессов, Москва, Россия

E-mail: aszubkov@gmail.com

Транспорт электрона – неотъемлемый этап многих химических и биохимических реакций. Однако, в некоторых случаях из-за низких концентраций расстояние между донором электрона и его акцептором слишком велико для переноса. Наличие в таком растворе в достаточном количестве молекул, способных выполнять промежуточную функцию в транспорте электрона, может служить катализатором соответствующих реакций. Экспериментальные исследования показывают, что оксикислоты, содержащие кислый протон (в частности, H_3PO_4 , $H_2PO_4^-$, HPO_4^{2-} , H_2SO_4 , HSO_4^- , $B(OH)_4^-$ и $B(OH)_3O^{2-}$), а также оксоний, способны захватывать низкоэнергетический (менее 4,5 эВ) электрон и переносить его на вторичный акцептор, а значит, могут быть такими однопериодными ретрансляторами. При отсутствии вторичного акцептора оксикислота с избыточным электроном диссоциирует с образованием атомарного водорода, сигнал которого регистрируется методом ЭПР. Если в растворе есть вторичный акцептор, но в низкой концентрации, то ЭПР-сигнал от вторичного акцептора, получившего избыточный электрон, наблюдается лишь в присутствии оксикислоты, и его интенсивность пропорциональна её концентрации [1, 2].

В данной работе с помощью квантово-химического моделирования был проведён расчёт термодинамических параметров процесса диссоциативного захвата электрона. В рамках него были найдены свободные энергии вышеупомянутых оксикислот, а также оксония, (общая формула HOX^{n-}) в их различных зарядовых формах и состояниях протонирования, соответствующих сети процессов, представленной на рис. 1. Из этих данных были вычислены изменения свободной энергии Гиббса для захвата электрона молекулой HOX^{n-} с образованием $HOX^{(n+1)-}$, диссоциации молекул HOX^{n-} и $HOX^{(n+1)-}$ с высвобождением протона (а именно, передачи его на молекулу воды с образованием оксония) и диссоциации молекул HOX^{n-} и $HOX^{(n+1)-}$ с высвобождением атома водорода. Полученные данные приведены на рис. 1 (значения, выделенные жирным шрифтом, соответствуют реакциям, отмеченным на схеме жирными стрелками). Расчёты были выполнены в программе Gaussian 03 методом MP2 с использованием базиса aug-cc-pVDZ. Влияние водного окружения учтено путём использования модели поляризуемого континуума.

Распределение спиновой плотности после захвата электрона (т.е. для молекул $HOX^{(n+1)-}$) указывает на то, что избыточный электрон преимущественно локализован на протонах О-Н групп. В трёх молекулах ($H_2PO_4^{2-}$, $B(OH)_4^{2-}$ и $B(OH)_3O^{3-}$) присоединенный электрон локализуется не на одном, а сразу на двух (трёх) водородах, образуя дополнительную слабую ненаправленную "связь" и вызывая соответствующие изменения в геометрии молекул - поворот атомов водорода в одну сторону.

Из приведённых данных можно сделать четыре основных вывода. Во-первых, в «основной» зарядовой форме отдача в раствор протона термодинамически предпочти-

тельно по сравнению с отдачей атома водорода. При этом расчётные значения энергии депротонирования находятся в согласии с реальными значениями pK_α (возрастают в ряду $H_2SO_4 \dots HSO_4^- \dots H_3PO_4 \dots H_2PO_4^- \dots HPO_4^{2-} \dots B(OH)_4^- \dots B(OH)_3O^{2-}$). Во-вторых, в «основной» зарядовой форме захват электрона энергетически выгоден (для окружающих молекул воды он не выгоден – по нашим расчётам энергия захвата равна +0.79 эВ). В-третьих, захваченный избыточный электрон локализован преимущественно на протонах О-Н групп. В-четвёртых, энергии, высвобождающейся в результате захвата электрона, достаточно для отщепления атома водорода и недостаточно для отщепления протона.

Таким образом, расчёты указывают на то, что захват низкоэнергетического электрона перечисленными оксикислотами энергетически возможен (локализуется электрон при этом на кислом протоне) и в дальнейшем может привести к отрыву атома водорода.

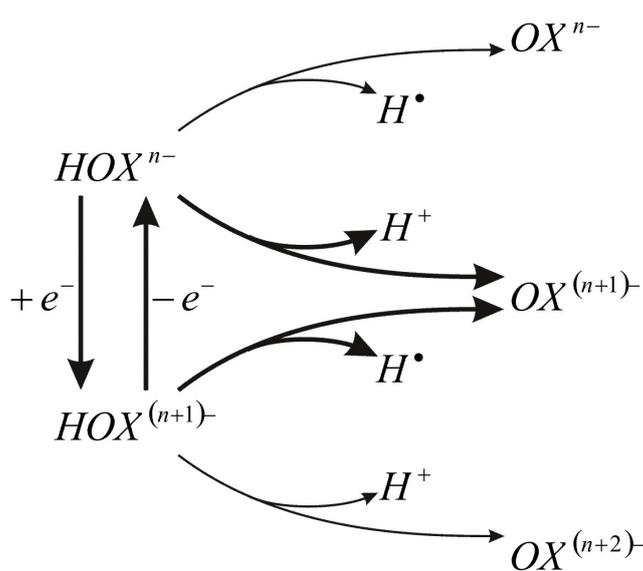
Литература

1. Неделина О.С., Бржевская О.Н., Дегтярев Е.Н., Зубков А.С., Артюхов В.И., Чернозатонский Л.А. Химические интермедиаты в фотомоделях синтеза АТФ // Проблемы зарождения и эволюции биосферы. М., 2008. С. 179-188.
2. Неделина О.С., Бржевская О.Н., Дегтярёв Е.Н. Неорганические оксикислоты $AO^{\delta-} - H^{\delta+}$ как одноэлектронный ретранслятор в механизме кислотного катализа окислительно-восстановительных реакций // Докл. Акад. Наук. 2009. Т.428. №. 4. С. 474-479.

Слова благодарности

Мы хотим выразить благодарность нашим научным руководителям - Неделиной О.С. и Чернозатонскому Л.А.

Иллюстрации



	ΔG_{-e^-} , эВ	ΔG_{H^+} , эВ	$\Delta G_{H\cdot}$, эВ
H_3PO_4	-1.71	1.21	4.91
$H_3PO_4^-$		1.96	-0.54
$H_2PO_4^-$	-0.96	2.09	4.62
$H_2PO_4^{2-}$		2.41	-0.41
HPO_4^{2-}	-0.64	2.75	4.42
HPO_4^{3-}		3.43	-0.07
H_2SO_4	-2.87	0.65	4.83
$H_2SO_4^-$		1.59	0.05
HSO_4^-	-1.93	1.66	4.55
HSO_4^{2-}		3.58	0.13
$B(OH)_4^-$	-0.76	3.38	4.50
$B(OH)_4^{2-}$		3.47	0.67
H_3O^+	-1.96	—	5.49
H_3O		2.75	-1.51

Рис. 1: Схема сети процессов, моделируемой в данной работе, и значения вычисленных изменений свободной энергии Гиббса для трёх типов реакций (захват электрона, диссоциация с образованием протона и диссоциация с образованием атома водорода) с участием оксония и семи оксикислот: H_3PO_4 , $H_2PO_4^-$, HPO_4^{2-} , H_2SO_4 , HSO_4^- , $B(OH)_4^-$ и $B(OH)_3O^{2-}$.

Регуляторная роль хиральных соединений в биологических системах

Ивлиева А. А.

Студент

*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия
E-mail: lvlievaAnna@gmail.com*

Автор развивает гипотезу, согласно которой первичное разделение аминокислот на хиральные стереоизомеры играет фундаментальную роль в синтезе биологических веществ и регуляции их взаимодействия в важнейших физиологических процессах. Причем, в рибосомальном синтезе белков участвуют исключительно L-стереоизомеры, а в регуляцию работы нервной, эндокринной и половой систем включаются D-аминокислоты.

Ранее было установлено, что исходная удаленность протоклеток от состояния термодинамического равновесия непосредственно связана со спонтанным возникновением в неравновесном тонком поверхностном слое морской воды двух сопряженных фундаментальных биологических асимметрий: клеточной – ионной и молекулярной – хиральной [1]. Первая определила способность дискретных пробионтов к реагированию на внешние возмущения и их включение в биологическую эволюцию, вторая – однозначную молекулярную стереоспецифичность углеродных соединений.

Понятие «хиральной чистоты» биосферы устоялось в мировой литературе [1], однако, в процессе старения организмов в тканях с медленным обменом белков (дентин зубов, кристаллин, коллаген) происходит накопление D-аминокислотных остатков (в первую очередь, аспартата и серина). Помимо этого, спонтанная рацемизация аминокислот отмечена в амилоидных белках клеток мозга (при болезнях Альцгеймера и Паркинсона).

Более того, отклонения от принципа хиральной чистоты связаны не только с патологиями или старением организма, но и с важнейшими регуляторными механизмами [3]. Мы не отвергаем принцип гомохиральности («чистоты» биосферы), а развиваем его, разделяя эволюционные потоки энантиомеров аминокислот по двум направлениям: L – в синтез белков, а D – в регуляцию. Мы выдвигаем гипотезу, согласно которой важнейшие механизмы, действующие в раннем эмбриогенезе, воспроизводят процессы происхождения предшественников живых клеток [2].

Исследованиями последних лет установлено, что D-аминокислоты непосредственно или в составе пептидов участвуют в формировании эмбриональных листов [3], в нейродифференцировке клеток, а также участвуют в закладке нервной и эндокринной систем эмбриона. Существенно, что D-Asp и NO играют важную роль в выработке тестостерона: аспартат усиливает, а оксид азота ингибирует его действие в разных фазах репродуктивного цикла [4].

В лабораторных экспериментах на базе ЭКО клиники ранее получены результаты, продемонстрировавшие повышение активности и коррекцию двигательной дисфункции сперматозоидов, улучшение их морфологических характеристик при криоконсервации с D-аминокислотами. Эти результаты развивают представления о регуляторных функциях D-аминокислот в

эмбриогенезе, в частности, D-аспартата. Намечено проведение серии экспериментов на половых клетках амфибий и млекопитающих для выявления первичных морфогенетических регуляторных механизмов развития эмбриона под действием различных концентраций энантиомеров аминокислот, добавленных в околоплодную питательную среду.

Таким образом, соотношение L- и D-энантиомеров аминокислот действительно играет существенную роль в регуляции развития организма во время эмбриогенеза и после рождения. Можно считать, что общая схема подобной регуляции является одной из первичных, а ее нарушения способны приводить к развитию патологий.

Настоящая работа выполнена при частичной поддержке Гранта РФФИ 08-05-12031-офи.

Автор выражает глубокую признательность своему научному руководителю, профессору Твердислову В.А., за интересную тему работы и помощь в подготовке тезисов.

ЛИТЕРАТУРА:

1. Твердислов В.А., Яковенко Л.В. Физические аспекты возникновения предшественников живой клетки. О двух фундаментальных асимметриях – ионной и хиральной.// Вестник Московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия. 2008. №3, с. 3 – 16
2. Твердислов В.А., Яковенко Л.В., Ивлиева А.А. Начала Жизни и филогенетический закон Геккеля.// Юбилейный сборник кафедры биофизики физфака МГУ, 2010.
3. Furuchi T, Homma Free D-aspartate in mammals.// Biol Pharm Bull. 2005 Sep;28(9):1566-70.
4. Maria M Di Fiore, Claudia Lamanna, Loredana Assisi and Virgilio Botte Opposing effects of D-aspartic acid and nitric oxide on tuning of testosterone production in mallard testis during the reproductive cycle.// Reproductive Biology and Endocrinology 2008, 6:28

Влияние L- и D- энантимеров аминокислот на подвижность сперматозоидов
Каминова Саглар Юрьевна, Симоненко Екатерина Юрьевна

студент, к.ф.-м.н., ст. преп.

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

E-mail: saglara@inbox.ru

Мы знаем, что в живых клетках для рибосомального синтеза белков используются только L-аминокислоты, однако, в последние десятилетия было обнаружено, что D-форма аминокислот не только присутствует в живых организмах, но и может выполнять важные регуляторные функции. Так D-аспарагиновая кислота играет ключевую роль в гормональной регуляции мужской половой системы, активируя синтез тестостерона клетками Лейдига по принципу положительной обратной связи [2]. В семенной плазме обнаружили D-аспарагиновую кислоту в концентрации 80 мкМ/л, также содержание D-аспарагиновой кислоты в цитоплазме сперматозоида [1]. Нарушение синтеза тестостерона приводит к нарушению сперматогенеза, отражающееся на мужской фертильности. В связи с этим определен интерес вызывает исследование влияния концентрации D-аспарагиновой кислоты на мужскую фертильность.

Данное исследование проводилось впервые и в литературе ранее описано не было. После проведения контрольных экспериментов по выявлению возможного токсического воздействия аминокислот на сперматозоиды нами был определен рабочий диапазон концентраций исследуемых аминокислот (10мМ, 1мМ, 100мкМ, 10мкМ, 1мкМ, 100нМ) и выбрана подходящая буферная среда. Оценку действия аминокислот проводить по анализу подвижности сперматозоидов (от А-быстрого прямолинейного до D-неподвижного).

Нами установлено, что присутствие L- и D- аспарагиновой кислоты в среде увеличивает подвижность сперматозоидов на $17\pm 5\%$ при концентрациях 1мМ.

Эффект воздействия D-энантимеров аспарагиновой кислоты на $7\pm 2\%$ превосходит активирующий эффект L-энантимеров (для концентрации 1мМ). Было обнаружено, что в контрольных образцах всех серий экспериментов отсутствуют сперматозоиды с типом подвижности А (лучших для применения в ЭКО). В то время как в средах, содержащих аспарагиновую кислоту, сперматозоиды с типом подвижности А обнаруживаются во всех сериях экспериментов (рис. 1).

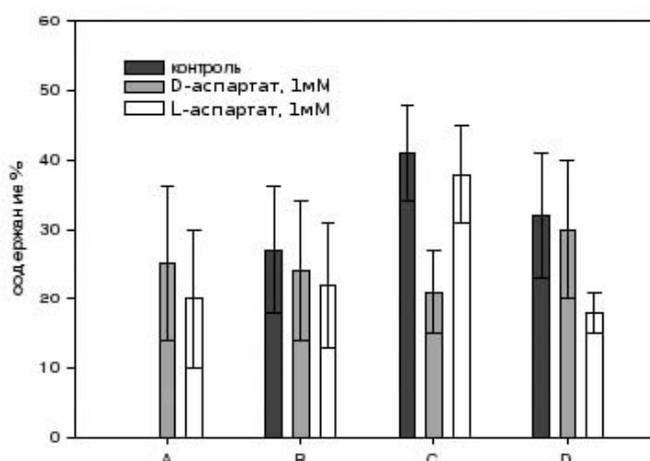


Рисунок 1. Влияние контроль-D-asp-L-asp1мМ на типы подвижностей A,B,C,D,%

Для сохранения донорской спермы с целью последующего использования ее в циклах ИКСИ в клиниках искусственного оплодотворения разработаны методы ее

криоконсервации. Мы установили, что присутствие в среде 1 мМ D-аспартата улучшает процесс криоконсервации с последующей разморозкой спермы и достоверно увеличивает количество подвижных сперматозоидов в 1,4 раза по сравнению с контрольными образцами. Сравнение воздействия энантиомеров растворов, показало, что активирование подвижности сперматозоидов D-аспарагиновой кислотой на $6\pm 2\%$ превышает эффект воздействия L-аспарагиновой кислоты (рис. 2).

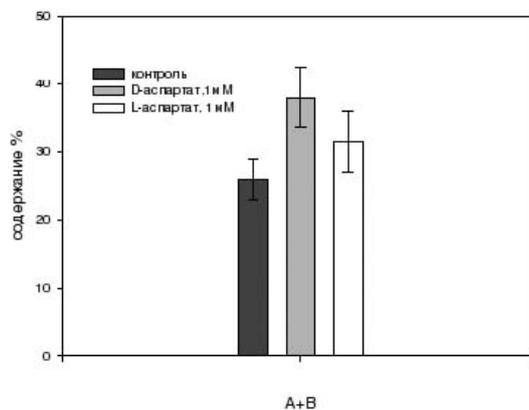


Рисунок 2. Криоконсервация образцов, содержащих 1мМ L- или D- аспартата, и контрольного образца.

Таким образом, мы провели серии экспериментов, в ходе которых было показано, что присутствие в среде L- и D- аспарагиновой кислоты не только не оказывает токсического действия на сперматозоиды, но и увеличивает количество активных клеток.

Литература

1. D'Aniello G., Ronsini S., Guida F., Spinelli P., D'Aniello A. Occurrence of D-aspartic acid in human seminal plasma and spermatozoa: Possible role in reproduction // Fertility and Sterility. 2005. Vol. 84. No. 5. P. 1444-9.
2. Furuchi T., Homma H. Free D-Aspartate in Mammals // Biol. Pharm. Bull. 2005. Vol. 28. No. 9. P. 1566.

FLUORESCENCE DIAGNOSTICS OF BIOLOGICAL TISSUE

Маряхина Валерия Сергеевна

Соискатель

*Оренбургский государственный университет, Физический факультет, Оренбург,
Россия*

E-mail: valemar@mail.ru

Fluorescence diagnostics is new method for investigation of biological and tumor tissues. This method is uninvaseive, painlessness, highly selective and allows determine pathologies of tissues under investigation. Due to fast response, productivity and opportunity to obtain information about the patients under study, this method can be used for diagnostics of oncological diseases as well as for diagnostics of gastritis, gastric ulcer and other pathologies.

The purpose of the given work is investigation of luminescent and kinetic properties of xanthene dye molecules inside pathogenic cells of mice's mammary cancer in vitro to offer recommendations for their usage as molecular probes.

For these purposes the following preliminary works have been done:

- Cell dissociation method for mice's mammary cancer tissues (line BYRB) was devised.
- The fluorescence spectra of organic dyes (luminescent probes) in tumor and normal cells of mammary cancer tissues were investigated.
- The kinetics of delayed fluorescence of molecular probes' in tumor and normal cells were searched.
- Spectral and kinetic characteristics of luminescent probes in tumor (mammary cancer tissue) and normal cells of mice (line BYRB) were explored.

Mammary cancer cells of female mouse (line BYRB) with unprompted malignant tumors were the subject of investigation. For optical studies the method of mammary cancer cell dissociation was worked out. This method provides tissue zymolysis and production of cell monolayer. Dissociated cells of tumor and normal tissues of mammary cancer were cultivated in nutritional medium.

Mechanisms of enzymatic dissociation kinetics were established. As a result the effective times of cell dissociation of tumor and normal mammary cancer tissue were defined ceteris paribus. The tumor tissues were found to dissociate more effectively than the normal ones. The differences of luminescent properties of fluorescent probes in cells of tumor and normal mammary cancer tissues were found out also. There were fluorescent probe spectral broadening, and large spectrum shift to the long-wave region for the tumor cells.

Delayed fluorescence (DF) kinetics of xanthene dyes (erythrosine) in different cells and the influence of the air pressure above the samples have been studied. Erythrosine molecules were excited by the second harmonic of pulsed laser to YAG:Nd (532 nm, pulse duration 10 ns).

Kinetic of DF decay was nonexponential even after degassing the chamber containing the samples. Kinetic curves had two typical components. Initially the DF decays with the lifetime 250 mcs. The lifetime of the long-living part was 550 mcs. Rate constant ratio is 2.2 and shows that at the first stage erythrosine DF was the annihilation one. We supposed that there was static annihilation of motionless triplet dye excitations that were fixed in a

matrix. After “burning-out” of annihilation pairs the thermo stimulated DF of erythrosine can be registered.

Investigations of DF kinetic curves of erythrosine in pathologic and normal cells under air pressure above samples were the most interesting. It was found out that the lifetime of triplet states of erythrosine molecules is 3.5 times longer in tumor cells than in normal ones. It means that there is less free oxygen in pathogenic cells than in normal ones, thus, DF lifetime measurements can be the basis for future alternative methods of biological tissue state diagnosis.

The differences in spectral and spectrally luminescent characteristics of luminescent probes in tumor and normal mammary cancer tissue were experimentally explored. The perspectives of their usage for fluorescence diagnostics will be discussed.

Металлизация ДНК

Пучкова Анастасия Олеговна, Соколов Петр Александрович

Студентка, студент

Санкт-Петербургский Государственный Университет,

Физический факультет, Санкт-Петербург, Россия

E-mail: aopuchkova@mail.ru, farshmac@inbox.ru

Молекула ДНК имеет уникальные свойства, которые позволяют использовать ее в различных нанотехнологических разработках, в частности, в нанoeлектронике. Так как низкая проводимость ДНК затрудняет ее применение в электронных схемах, большой интерес представляет ее модификация металлами, которая позволяет значительно повысить проводимость макромолекулы. Таким образом можно изготавливать ультратонкие (диаметром порядка десятков нанометров) нанопроволоки или нанокластеры металлов на поверхности молекулы ДНК, которые могут быть использованы при изготовлении элементов электронных схем, а так же в качестве высокочувствительных биосенсоров.

В данной работе исследуется способ металлизации молекулы ДНК серебром методом



Рис.1.

химического восстановления. Применяется как уже описанный в литературе метод восстановления серебра гидрохиноном (с некоторыми модификациями), так и новый способ с использованием катехина - биологически активного соединения. Последний способ имеет преимущества по сравнению с использованием гидрохинона, т.к., как показали спектральные исследования, гидрохинон оказывает существенное влияние на структуру ДНК, в то время как катехин с ДНК вообще не взаимодействует. В связи с возможностью применения нанопроволок на основе ДНК в качестве элементов электронных схем, важным вопросом является способ фиксации и ориентации молекулы ДНК на подложке.

Данные УФ и КД спектроскопии свидетельствуют о возможном взаимодействии ионов Ag с основаниями ДНК в растворе. Изображения подложки, на которую были высажены из раствора молекулы ДНК, связанные с ионами серебра, были получены с помощью атомно-силового микроскопа. Показано, что после восстановления серебра двумя способами наблюдается появление кластеров на ДНК, фиксированной на слюде. Получено равномерное покрытие кластерами серебра молекулы ДНК, высаженной на поверхность монокристалла кремния (рис.1). В работе исследована также возможность дальнейших конформационных изменений ДНК после ее фиксации на слюде путем добавления конденсирующих агентов.

Литература:

1. Alivisatos *et al* 1996 *Nature* **382** 609;
2. Braun *et al* 1998 *Nature* **391** 775;
3. J. Richter / *Physica E* 16 (2003) 157 – 173.
4. Erez Braun, Yoav Eichen, Uri Sivan & Gdalyahu Ben-Yoseph *Nature* 1998
5. Keren *et al* 2003 *Science* **302** 1380
6. J. Lu, *et al.*, *Biophys. Chem.* (2009)

**О новом методе исследования влияния тяжелой воды (D_2O) на организм
млекопитающего.**

Семенов К. Т.

Студент

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия
E-mail: vr1988@yandex.ru

В последнее время широко исследуются эффекты, связанные с влиянием тяжелой воды (D_2O) на живые системы [2,3]. Обнаружено неоднозначное воздействие тяжелой воды на растения, живые организмы, биологические объекты [1]. Суммируя результаты различных экспериментов, можно сделать вывод о том, что, в зависимости, от концентрации тяжелая вода может выступать как ингибитор или же, как активатор (в зависимости от концентрации) различных биологических процессов.

Вследствие этого появилось предположение о влиянии тяжелой воды на рост опухолевых клеток, так как при определенной концентрации D_2O существует возможность существенного сокращения скорости роста раковых клеток. Данная идея подвергалась рассмотрению [3], однако убедительных результатов получено не было. Кроме того, были недостаточно исследованы пути «оседания» дейтерия в организме млекопитающих. Это направление исследований, согласно нашим предположениям, могло бы внести определенный вклад в изучение влияния тяжелой воды на организмы млекопитающих. Нами в данной работе предложен иной метод исследования изменений роста опухолевых клеток (у крыс) под действием D_2O . Планируется введение тяжелой воды внутривенно и использование методики ЯМР-спектроскопии дейтерия (2H ЯМР), чтобы более детально наблюдать и анализировать локализацию и влияние тяжелой воды. Для этого нами был разработан резонатор, настраиваемый на диапазон частот 40 - 60 МГц (благодаря наличию в конструкции двух конденсаторов переменной емкости) который позволяет детектировать D_2O в организме крысы. Таким образом, данный метод предположительно должен дать ответ на два важных вопроса:

- 1) Каким образом тяжелая вода, попав в организм млекопитающего (крысы), распределяется по органам полости тела?
- 2) Каков характер влияния тяжелой воды D_2O на рост опухоли?

Ожидается, что использование данной методики позволит с качественно новой стороны узнать о той роли, которую играет введение D_2O в организм млекопитающего, в том числе в организм с раковыми заболеваниями.

Автор выражает глубокую признательность профессорам В.И. Лобышеву и В.А. Твердислову.

ЛИТЕРАТУРА:

1. Лобышев В.И., Калинин Л.П., Изотопные эффекты D_2O в биологических системах. Изд. «Наука», М., 1978.
2. Денько Е.И. Влияние тяжелой воды D_2O на клетки животных, растений и микроорганизмы. Успехи совр. биол., 1970, т. 20. -№1(4) . – с.41 – 85.
3. Hartmann J, Bader Y, and others. Effects of heavy water (D_2O) on human pancreatic tumor cells. Anticancer Res. 2005 Sep-Oct; 25(5):3407-11.
4. Landowne D, Heavy water (D_2O) Alters the Sodium Channel Gating Current in Squid Giant Axons. Biol. Bull. 199: 164-165. (October 2000)

Комплексообразование ДНК со смешаннолигандным нейтральным комплексом Pd(II), содержащими 2,9- диметилфенантролин.

Соколов Пётр Александрович

Студент

Санкт-Петербургский государственный университет, Физический факультет,

Санкт-Петербург, Россия

E-mail: farshmac@inbox.ru

Из-за токсичности и неизбирательности действия противоопухолевых препаратов на основе платины большой интерес вызывает тестирование цитостатической активности координационных соединений, содержащих в качестве комплексообразующего иона палладий, который в ряде случаев показывает меньшую токсичность и большую избирательность действия. Удобной системой для проведения предварительного отбора перспективных препаратов и исследования молекулярного механизма действия биологически активных соединений являются водные растворы ДНК.

В работе изучали взаимодействие высокомолекулярной тимусной ДНК с новым соединением палладия(II) (Рис. 1) в растворе с использованием спектральных (круговой дихроизм, спектрофотометрия), гидродинамических (низкоградиентная вискозиметрия) методов, атомной силовой микроскопии. Структура комплекса палладия с 2,9- диметилфенантролином установлена методом рентгеноструктурного анализа.

В работе обсуждается молекулярный механизм взаимодействия ДНК с соединением палладия.

Иллюстрации

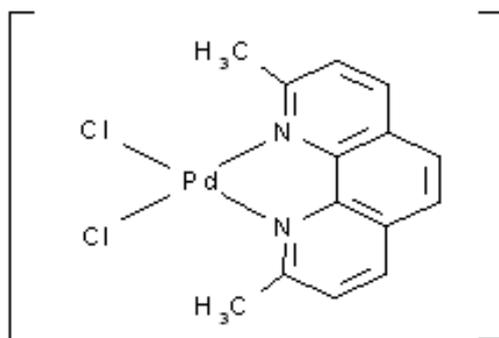


Рис. 1: Структура соединения

Пентагональная симметрия в живой природе

Тушканов Александр Владимирович

Студент 1 курса магистратуры

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,

физический факультет, Москва, Россия

E-mail: s.tushkanov@gmail.com

Изучение проявления эффектов самоорганизации в химии, биологии, физике, социологии и во многих других областях научного знания показало повсеместное распространение процессов самоорганизации на всех уровнях развития живой материи и актуальность вопросов, которые ставит перед собой синергетика, давно не вызывает сомнений. Особый интерес представляет изучение морфогенеза. Один из феноменов данной области незаслуженно остался без внимания. По неизвестным пока причинам оси симметрии пятого (пентагонального) порядка практически не встречаются в «неживой» природе, ни один из известных науке минералов не содержит подобного типа симметрии. Однако, в живой природе пентагональная симметрия встречается довольно часто, например, в поперечных разрезах плодов растений (яблоко, лимон, апельсин). Гексагональный отросток некоторых фагов (вирусы, избирательно поражающие бактериальные клетки) определённым образом присоединен к макушке головки по плану пентагональной симметрии. Морские звезды и цветы с пятью или более лепестками – также являются наглядными примерами проявления данного вида симметрии в живой природе. В неживой природе пентагональность встречается, например, в фуллеренах. Существует несколько гипотез, связанных с этой проблемой, одна из которых объясняет наличие пентагональной симметрии только у живых объектов тем, что пятерная ось у микроорганизмов является инструментом борьбы за существование, средством против свойственной неживой природе кристаллизации. В связи с описанной проблемой возникает несколько вопросов:

1. Как подобный феномен связан с теорией развития и эволюции живых организмов?
2. Целесообразен ли подобный выбор симметрии для живой природы, и какова его функциональность?
3. Был ли этот эффект заложен в начале эволюции или он проявляется на каждом уровне иерархической организации биологических систем отдельно?

Цель проводимого исследования – попытаться продвинуться в области изучения описанного феномена и попробовать дать ответы на поставленные выше вопросы. Однозначных выводов ожидать не следует, проблема велика и древна, но на наш взгляд освещение данного вопроса необходимо и актуально.

Литература:

1. А.Н.Липов. Формообразование в живой природе. Биологические основы красоты//Полигнозис, 2(35), 2009
2. Твердислов В.А., Сидорова А.Э., Дмитриев А.В. Синергетические аспекты региональной и глобальной экологии, «Издательский дом «Липецкая газета», 2009
3. Стахов А.П., Метафизика и Золотое Сечение // «Академия Тринитаризма», М., Эл № 77-6567, публ.13198, 10.04.2006
4. Викарчук А.А., Воленко А.П. Пентагональные кристаллы меди: многообразие форм роста и особенности внутреннего строения // Физика твёрдого тела, 2005, том 47, вып.

Величина стимулирующего воздействия на семена инфракрасным излучением.

Шаренова Н.В.

Студент (специалист)

Орловский государственный аграрный университет

Стимуляция семян применяется много лет для увеличения энергии прорастания и всхожести, ускорения пробуждения семян и созревания урожая, повышения сопротивляемости неблагоприятной окружающей среде. Она не может повысить урожайность до биологического предела или вывести из состояния покоя неживые семена. Но в нашей стране урожайность ниже биологического предела данного сорта семян, и стимуляция их в неблагоприятных природных условиях обеспечивает существенную прибавку урожая [1].

Одним из известных методов стимуляции семян является облучение их инфракрасным излучением. В Орловском аграрном университете на кафедре физики проводятся исследования величины стимулирующего воздействия на семена культурных растений инфракрасным излучением. Под руководством доцента кафедры физики С.Ю. Гришиной нами облучались семена горчицы различными дозами по времени. Кроме этого, использовалось постоянное и импульсное облучение. Все измерения проводились в сравнении с необлученными семенами.

Большое значение в агрономии имеет пробуждение семян. От этого фактора зависит дальнейшая урожайность и его сохранность. Как показали наши опыты, лучшим ускорением пробуждения семян горчицы характеризуется импульсное излучение (рис.1), в отличие от постоянного (рис.2). В обоих случаях отличный результат показало время облучения - 30 минут. Хороший показатель ускорения выхода семян из состояния покоя при постоянном облучении – 2 мин, 15 мин, 10 мин и 20 мин, при переменном излучении – 2 мин, 5мин, 10 мин, 15мин (100% всхожесть). Однако наблюдалось и угнетение пробуждения семян при постоянном излучении – 5 мин и 1 час, при переменном излучении – 20 мин.

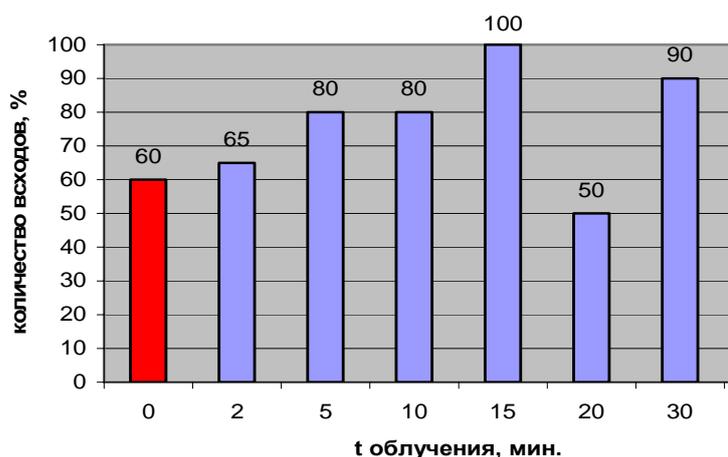


Рис. 1 Зависимость количества пробужденных семян от времени облучения импульсным инфракрасным излучением

Сравнивая облученные с необлученными экземплярами, можно сделать вывод о значительном ускорении пробуждения семян горчицы инфракрасным излучением. Хотя из-за

неправильно выбранной дозы предпосевной обработки семян можно не только не получить прибавку к урожаю, но и сократить его.

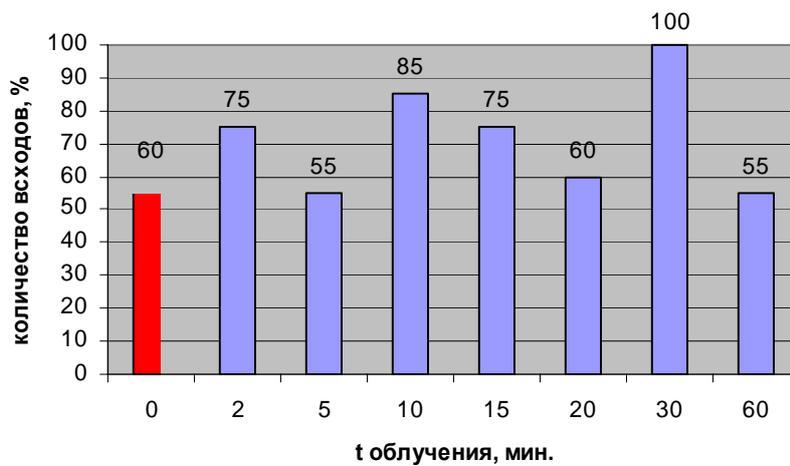


Рис. 2 Зависимость количества пробужденных семян от времени облучения постоянным инфракрасным излучением

Литература

1.Бородин И.Ф. Нанoeлектротехнология в семеноводстве.//сб.докл.Применение нанотехнологий и наноматериалов в АПК. – М.:ФГНУ «Росинформагротех», 2008. – С.12-19

ГЕОФИЗИКА

**Председатель подсекции
проф. Носов Михаил Александрович**

Вихреволновой энергообмен в системе стратифицированных течений

Авилкин Иван Андреевич

Студент

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический

факультет, Москва, Россия

E-mail: avilkin.ivan@gmail.com

Под системой стратифицированных течений понимается совокупность потоков, развивающихся на разных глубинах от поверхности до дна и взаимодействующих между собой [2]. Входящие в эти системы течения, распространяющиеся под слоями вод меньшей плотности в морях, озерах и водохранилищах, активно изучаются для решения фундаментальных проблем геофизической гидродинамики и задач, связанных с ее практическими приложениями. Среди важнейших прикладных задач выделяется разработка методов прогноза формирования качества воды с учетом загрязнений гидросферы естественными и техногенными примесями, включая продукты донной эрозии, транспортируемые в системах течений.

Цели данной работы: 1) выявление механизма энерго- и массопереноса из придонного потока в вышележащие слои в системе течений, включающей придонный поток, промежуточную струю и циркуляцию, вызванную ветром в заливе.; 2) разработка методики теоретического описания вихреволнового энергообмена в изучаемой системе течений.

Экспериментальная часть данной работы выполнена в экспедиции кафедры физики моря и вод суши физического факультета МГУ на Онежском озере в августе 2008 г. Исследования проводились с применением методов многопараметрических измерений на долгосрочной станции. Использовались доплеровский профилограф скорости RDSP – 600 (AANDERA), зонды RCM 9 (той же фирмы) и другие для съемок вертикальных распределений скорости течения, температуры воды, концентраций взвеси, растворенных солей и кислорода.

В ходе экспедиции получены уникальные, репрезентативные данные о пространственно-временной эволюции полей течений и параметров состава воды. При анализе преобразований полей скорости, а также возмущений скорости и концентрации взвеси был выявлен процесс энерго- и массообмена между придонным потоком и промежуточной струей, развивавшийся в термоклине. Были выделены следующие этапы этого процесса.

1. Развитие внутренней волны индуцирует увеличение неустойчивости по числу Ричердсона Ri в придонном слое.
2. Спад устойчивости приводит к подъему возмущений, наблюдаемых в полях скорости и концентрации взвеси. Высота возмущений соответствует высоте внутренней волны, которая способствует их появлению.
3. В определенных фазах волны, когда подъем возмущений максимален, они достигают термоклина и попадают в зону действия промежуточной струи, усиливая ее.
4. По структуре поля скорости в придонном слое процесс выброса возмущений аналогичен процессу развития неустойчивости, описанному на численной модели в работе [4].
5. Влияние такого процесса энерго- и массопереноса наблюдалось также в поле концентрации взвеси, где зарегистрированы выбросы облаков мутности из придонного потока и появление нефилоидного слоя в промежуточной струе.

Для описание этого процесса в данной работе принята за основу упрощенная теория распространения завихренности, генерируемой при развитии неустойчивости в придонном слое [1]. Распределения завихренности имеет квазигармонический вид с амплитудой, экспоненциально затухающей с высотой над уровнем дна. Аппроксимация поле возмущений скорости с применением этой модели, дополненной полученными зависимостями характеристик возмущений от параметров изучаемого процесса, привела к удовлетворительным результатам. Полное теоретическое вертикальное распределение скорости течения, включающее осредненный профиль скорости по [1] и профиль соответствующий возмущениям, согласуется с данными измерений и таким образом подтверждает гипотезу о вихреволновом механизме зарегистрированного процесса.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 08-05-00574-а).

Литература

1. Бетчов В., Криминале В. Вопросы гидродинамической устойчивости. М.: Мир, 1971.
2. Самолюбов Б.И. Взаимодействие между потоками в системах течений со стратифицированными струями // Международн. конф. "Потоки и структуры в жидкостях". Москва, 24-27 июня 2007 г., 2009. Ч. 2. С. 173-177.
3. Самолюбов Б.И. Плотностные течения и диффузия примесей. ЛКИ, 2007.
4. Stastna M., Lamb K.G. Sediment resuspension mechanisms associated with internal waves in coastal waters //J. of Geoph. Res. 2008. V. 113, C10016, doi:10.1029/2007JC004711.

Региональное моделирование климата Черноморского региона

Анисимов Анатолий Евгеньевич

Аспирант

*МГИ НАНУ - Морской Гидрофизический Институт Национальной Академии Наук
Украины, о. взаимодействия атмосферы и океана, Севастополь, Украина*

E-mail: anisimov1@mail.ru

Задача моделирования климата на протяжении десятков лет остаётся одной из важнейших прикладных проблем наук о Земле. Непрерывно совершенствуются глобальные климатические модели (ГКМ), использующиеся как для изучения климата прошлого на временных отрезках от нескольких лет до сотен и даже тысяч, так и для прогнозирования изменений климата в будущем, вызванных, в том числе, антропогенным воздействием. Однако, пространственное разрешение глобальных климатических моделей остаётся слишком грубым для воспроизведения регионального климата. Кроме того, значительным препятствием для изучения регионального климата является отсутствие достаточно продолжительных рядов измерений с приемлемой временной дискретностью. Не составляет исключения и территория Черноморского региона: до настоящего времени многолетние ряды наблюдений климатических параметров оставались крайне малочисленными.

В этой связи становится актуальным применение региональных климатических моделей (РКМ). В представляемой работе обсуждаются результаты интегрирование региональной модели атмосферной циркуляции HadRM3P в рамках проекта PRECIS (Providing Regional Climate for Impact Studies [1]. Физическое описание, используемое в региональной модели, идентично используемому в глобальной модели HadAM3P, разработанной в Hadley Centre (Великобритания), эксперимент с которой описан в [2].

РКМ была адаптирована к региону, охватывающему всю территорию Украины, Чёрное море, Кавказ, Турцию и юг европейской части России. В модели используется сетка с пространственным разрешением в 25×25 км и 17 расчётных уровней в атмосфере, что позволяет воспроизводить реакцию атмосферы на региональные особенности орографии, такие как Крымские горы и очертания берегов Чёрного моря.

Процедура моделирования заключается в интегрировании РКМ на заданном промежутке времени при непрерывной «подпитке» информацией на боковых границах области. Были проведены серии экспериментов с различными граничными условиями. Во-первых, это интегрирование модели со входными данными адаптированного европейского реанализа ERA-40 [3] за промежутки времени 1958-2002 гг. Региональный реанализ позволяет получить все основные характеристики атмосферной циркуляции: давление, скорость ветра, влажность и температура с временной дискретностью в 1 час. На базе данных реанализа в подготовлен и опубликован Атлас экстремального ветрового волнения Чёрного моря, и Атлас ветрового энергopotенциала Крымского региона. Выполнены оценки изменения климата в регионе на протяжении интервала интегрирования. Например, в режиме приземной температуры произошли заметные изменения, выходящие за пределы оценок глобальной изменчивости. Наибольшие величины они имеют в зимний период – повышение температуры до $2,5^{\circ}\text{C}$ на севере домена. Летом

тренды значений приземной температуры, в основном, статистически значимыми не являются. Кроме того, выполнен анализ ветровой атмосферной циркуляции над Черным морем. Выделены мезомасштабные области циклонической и антициклонической завихренности скорости ветра, связанные с краевыми эффектами и орографией, не представленными в исходном реанализе. Полученные численные оценки годового хода величин завихренности приводной скорости ветра над Черным морем позволили сделать вывод об определяющем влиянии поля ветра на формирование сезонной изменчивости и осредненной циклонической циркуляции вод в Черном море.

Во-вторых, проведены численные эксперименты для составления сценариев изменения регионального климата в XXI столетии с учётом антропогенного воздействия. Использовался т.н. подход «временных интервалов». Идея эксперимента состоит в том, чтобы интегрировать РКМ на двух временных интервалах и рассчитывать изменение климата как разность между этими периодами. Модель была интегрирована на контрольном и будущем периодах, которые соответствуют 1961–1990 и 2071–2100 гг, со входными данными из глобальной модели HadAM3P. Для обоих периодов произведено три варианта интегрирования модели, образующих ансамбль реализаций. Отличие членов ансамбля состоит в разном задании начальных условий из соответствующего ансамбля реализаций ГКМ и, следовательно, и различных боковых граничных условиях. Этот шаг необходим для получения статистически более обоснованного результата, поскольку в силу внутренней модельной изменчивости в каждом из членов ансамбля воспроизводится своя траектория поведения климата. В случае будущего периода, состав атмосферы в РКМ задаётся аналогично ГКМ, в соответствии со сценарием эмиссий A2, представленном в третьем докладе IPCC.

Полученные результаты показывают, что летом сценарная оценка потепления для территории Украины наиболее значительна, до 8,5°C, для Малой Азии - до 7,5°C. В зимний сезон потепление несколько слабее и носит широтное распределение, также с максимумом на севере домена. Интенсивность осадков в июле значительно уменьшается, более чем на 60 % в некоторых областях Украины, и ещё сильнее – на юге домена. Зимой моделируется значимое увеличение осадков, для некоторых областей Украины - на 20-30 %, а в южных областях Турции осадки уменьшаются на 30-40 %.

Отметим, что все приведённые оценки реализованы в предположении об интенсивных выбросах парниковых газов согласно сценарию A2, который является одним из самых неблагоприятных с точки зрения влияния на окружающую среду. Кроме того, поскольку глобальная модель не включает в себя модель океана, в ней отсутствуют элементы изменчивости климатической системы, связанные с процессами в океане, которые могут играть весьма важную роль на подобных временных масштабах.

Литература

1. Jones R.G. et al. Generating high resolution climate change scenarios using PRECIS // Met Office Hadley Centre. Exeter. Uk. 2004. 40 pp.
2. David P. Rowell. A scenario of European climate change for the late twenty-first century: seasonal means and interannual variability // Clim Dyn. 2005. 25, С. 837–849
3. Uppala S.M. et al. The ERA-40 re-analysis // Q.J.R.Meteorol.Soc. 2005. – v.131. – p.2961-3012.

**Перемещение наносов в зоне действия прибойного потока
(Балтийское море)**

Бебиева Яна Станиславовна

Студент

Московский физико-технический институт, факультет аэрофизики и космических исследований, Долгопрудный, Россия

E-mail: yanabebieva@gmail.com

В береговой зоне океанов, морей и крупных замкнутых водоемов происходят разнообразные и очень интенсивные процессы изменения рельефа. В представленной работе рассматриваются зоны потока заплеска волн. Актуальность темы обусловлена необходимостью оценки состояния побережья, так как Калининградское побережье Балтийского моря подвержено разрушению. Цель данной работы: изучение процессов, изменяющих очертания морской береговой линии Вислинской косы в районе пос. Коса. В настоящей работе стояли задачи: разработать собственную модель, демонстрирующую процесс перемещения наносов вдоль берега; проанализировать полученные профили берега и сравнить с данными измерений 2007 и 2008 годов.

При анализе береговых перемещений можно выделить два процесса: инерционное движение и движение под действием сил тяжести. Результирующая сила образует прибойный поток, захватывающий частицы наносов, которые совершают миграции вдоль уреза и по вертикали. Величина перемещения наносов пропорциональна косинусу угла α подхода волны: $l = m * \cos \alpha$. Одна из целей работы - выяснить имеет ли место аналогичная связь для данного региона. По теории Мунх-Петерсена о движении морских наносов наносодвижущая сила включает ряд дополнительных факторов, влияющих на значение коэффициента m в зависимости от характеристик исследуемого водного бассейна. Таким образом, для решения этой задачи необходимо учитывать структуру прибрежной зоны.

Были выполнены тригонометрические нивелировки части морского побережья Балтийского моря. Исследования проводились по типичным поперечникам (реперам), установленным на участках с разной интенсивностью и направленностью береговых процессов.

Экспериментально обнаружено, что перемещение наносов зависит от размеров частиц грунта. Выявлен эффект, состоящий в том, что в результате действия инерционной силы и силы тяжести, действующих в различных направлениях, водные струи на поверхности пляжа, возникшие при заплеске волн, представляют собой асимметричные кривые, напоминающие параболы. Эти струи перемещают грунтовый материал пляжа. К настоящему моменту описана собственная модель перемещения наносов, установлена динамика элементов берега за период 2007-2009 гг.

Практическая значимость работы: полученные профили региона включены в пятилетний береговой мониторинг Вислинской косы.

Литература

1. Зенкович В.П. Основы учения о развитии морских берегов. М., 1962.

Геостационарные навигационные измерения в ионосферных исследованиях

Васильев Алексей Евгеньевич

Аспирант

Государственное учреждение "Институт прикладной геофизики имени академика Е.

К. Фёдорова, Москва, Россия

E-mail: alex_vass@mail.ru

В настоящее время широко распространены навигационные системы GPS, ГЛО-НАСС, хорошо известна система GALILEO. Космические аппараты этих систем круглосуточно передают навигационные импульсы и цифровую информацию на двух рабочих частотах, обеспечивая возможность приёмникам пользователей измерять задержки импульсов радиосигналов и изменения фаз несущих частот для последующего вычисления координат приёмников. При этом вклад ионосферы в общую задержку выделяется двухчастотным методом и учитывается при решении задачи определения координат двухчастотными приёмниками. Использование двухчастотного метода также позволяет и проводить исследования ионосферы - определять изменения электронного содержания (ТЕС, Total Electron Content) в областях, через которые проходят радиосигналы спутников, и решать задачи томографии ионосферных неоднородностей [1].

В настоящее время также развивается сервис спутниковой коррекции ионосферного вклада в задержки навигационных сигналов - SBAS (Satellite-Based Augmentation System). Система состоит из наземных сетей GPS-приёмников, на основе данных которых в специальных центрах обработки данных автоматически составляются карты ионосферных поправок. Карты поправок загружают на геостационарные спутники, круглосуточно вещающие такие карты рядовым приёмникам мобильных пользователей. Главным образом, эта система актуальна для одночастотных приёмников, не способных двухчастотным методом выделять вклад ионосферы в свои индивидуальные измерения. Для технологического удобства изготовления приёмников частота несущей, формат вещания и кодирование сигналов спутников SBAS совместимы с сигналами GPS, что позволяет проводить полностью аналогичные навигационные измерения по самим спутникам SBAS, как минимум, на несущей частоте L1 [2].

Благодаря такому совпадению возможно и во многом аналогичное определение полного электронного содержания ионосферы на пути сигналов спутников SBAS одночастотным способом - по разнице фазовой и групповой задержек, которая тоже обусловлена дисперсией среды распространения сигналов.

Такой способ имеет и свои недостатки: кроме одночастотности большинства спутников SBAS, ощутимым неудобством является обязательное условие расположения геостационарных спутников - они могут быть расположены только в плоскости экватора. Это означает, что в средних широтах углы возвышения таких спутников будут всегда невелики (менее 20 градусов), что предполагает большой продольный путь в ионосфере и неоднозначность данных об ионосферных неоднородностях. Кроме того, не все регионы обеспечены такой системой в различных долготах (в настоящее время, сервис представлен в Европе - "EGNOS Индии - "GAGAN Японии - "MSAS" и США - "WAAS").

В экспериментальной части работы используются геодезические приёмники Javad (с активированной функцией WAAS/EGNOS) с фирменными комплектующими, фир-

менной программой сохранения данных на ПК, а также разработано собственное программное обеспечение для анализа данных, проведения вычислений и представления результатов.

По данным измерений в МГУ им. М. В. Ломоносова (Физический факультет) демонстрируется принципиальная возможность подобных измерений относительного наклонного ТЕС несмотря на значительную зашумлённость данных из-за малых углов возвышений спутников, а также других помех и препятствий в месте измерений.

По данным аналогичных измерений в п. Галибиха (Нижегородская область) демонстрируется возможность оценки суточного хода относительного наклонного ТЕС при условии отсутствия промышленных помех и препятствий. Отмечается влияние небольшого суточного хода орбиты спутника EGNOS 124 на флуктуации ТЕС.

Совместно с производителем приёмника (Javad) в штате Калифорния (США) также проведён демонстрационный эксперимент. Использование трёхчастотного приёмника Triumph1 для приёма американских двухчастотных спутников WAAS (L1, L5) позволяет в сочетании с подходящими углами возвышений спутников (около 45 градусов) провести более высокоточный и однозначный эксперимент. Демонстрируется низкая зашумлённость данных, проводятся двухчастотные фазовые измерения относительно наклонного ТЕС, аналогичные традиционным ионосферным измерениям по GPS. Успешно проводится сравнение одночастотного метода определения ТЕС с традиционным двухчастотным методом. Для американского региона демонстрируется возможность высокоточного измерения флуктуаций наклонного ТЕС как в долгих периодах (включая суточный ход ТЕС), так и в коротких периодах, включая слабые минутные колебания.

В качестве результатов работы отмечается возможность определения относительного ТЕС по навигационным геостационарным спутникам SBAS. Для исследования долгопериодных изменений ТЕС предлагается сглаживание одночастотных ТЕС за продолжительные периоды. Для исследования короткопериодных изменений ТЕС предлагается использование только фазы (единственной частоты), с вычтенным сглаженным трендом суточного хода спутника на орбите. Условие геостационарности удобно при использовании спутников SBAS в целях слежения за пространственными и временными изменениями ионосферных неоднородностей по сетям на основе известных серийных геодезических GPS приёмников. Отмечаются неудобства расположения геостационарных спутников по широте и в отдельных регионах по долготе: такие измерения актуальны, главным образом, в экваториальных и субэкваториальных широтах.

Литература

1. Куницын В.Е., Терещенко Е.Д., Андреева Е.С. Радиотомография ионосферы. Москва, Наука, 2007.
2. GREIS (General Reference External Interface Specification), JAVAD GNSS Inc.: <http://javad.com/j>

Анализ нейтронов альbedo как фонового излучения при регистрации нейтронов от гроз на борту низкоорбитального спутника

Дроздов Александр Юрьевич

Аспирант

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия

E-mail: aleksandr.drozdov@gmail.com

Первое экспериментальное подтверждение генерации нейтронного излучения вследствие грозовой активности было получено в 1985 году [6]. Позже, по результатам анализа экспериментальных данных по потокам нейтронов, полученных на борту орбитального комплекса «МИР» (эксперимент «Рябина-2», с 1990г. по 2000 г.) и ИСЗ «Колибри» (эксперимент «Колибри-2000», 2002 г.) на высоте около 400 км, был сделан вывод о возможной корреляции наблюдаемого повышения нейтронного фона с грозовой активностью [1].

Современные исследования показывают принципиальную возможность регистрации нейтронов от гроз [2,3]. Подтверждение регистрации грозовых нейтронов на орбитальных высотах связано со множеством трудностей [4]. В экспериментах на ИСЗ «Колибри» величина наблюдаемого повышения потока нейтронов была сравнима с величиной фона. Полный поток нейтронов, регистрируемых на ИСЗ, равен сумме потоков нейтронов альbedo, локальных нейтронов и нейтронов от других источников. В случае малых аппаратов, поток локальных нейтронов является небольшим [5] и практически не влияет на величину полного потока. В отличие от локальных нейтронов, поток нейтронов альbedo не зависит от аппарата. Зная величину и особенности потока нейтронов альbedo можно выделить влияние других источников нейтронов на величину потока.

В данной работе проводится анализ нейтронов альbedo и их влияния на регистрацию малых эффектов, таких как регистрация нейтронов от гроз на борту ИСЗ.

Литература

1. Bratolyubova-Tsulukidze L.S., Grachev E.A., Grigoryan O.R., Kunitsyn V.E., Kuzhevskij B.M., Lysakov D.S., Nechaev O.Yu., Usanova M.E. Thunderstorm as the probable reason of high background neutron fluxes at $L < 1.2$ // Adv. Space Res. 34. 2004. p. 1815-1818.
2. Grigoriev A.V., Drozdov A.Yu., Grigoryan O.R., Iudin D.I., Mareev E.A., Pastushenkov D. D. Thunderstorm Neutrons at Altitudes up to 400 km: Theoretical Estimations and Numerical Simulation // AGU Chapman Conference on Effects of Thunderstorms and Lightning in the Upper Atmosphere, USA, State College. 2009. p 53.
3. Grigoriev A.V., Drozdov A.Yu., Grigoryan O.R., Iudin D.I., Mareev E.A., Pastushenkov D. D. Thunderstorm Neutrons at Altitudes up to 400 km: Theoretical Estimations and Numerical Simulation // J. Geophys. Res. 2010. в печати.

4. Drozdov A.Yu., Amelushkin A.M., Bratolyubova-Tsulukidze L.S., Grigoriev A.V., Grigoryan O.R., Iudin D.I., Mareev E.A., Nechaev O.Yu., Petrov V.L., Experiment Based On Spacesuit "Orlan-M". Neutron Fluxes From Thunderstorm // J. Geophys. Res. 2010. в печати.
5. Panasyuk M.I., Bogomolov A.V., Germantsev Yu., Kuzhevsky B.M., Kuznetsov S.N., Myagkova I.N., Slavin P., Ryumin S.P., Svertilov S.I., Yushkov B. u., Kudryavtsev M., Lyagushin V., Sobolevsky N. Modeling of neutron fluxes on near-earth spacecraft's from the experimental results of SINP // Proceedings of the RADECS Workshop Summary, Belgium. 2000. p. 15-18
6. Shah G.N., Razdan H., Bhat C.L., Ali Q.M. Neutron generation in lightning bolts // Nature. 1985. V. 313. p. 773 – 775.

Слова благодарности

Автор выражает благодарности Южкову Б.Ю., Григорьеву А.В. и Малышкину Ю.М. за помощь в подготовке данной работы.

Профиль концентрации взвеси в системе стратифицированных течений.

Жаров Иван Андреевич

Студент

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия
E-mail: ivanazharov@gmail.com*

Вертикальное распределение концентрации взвеси в водохранилищах, озерах и морях зависит от особенностей турбулентного переноса взвешенных частиц в стратифицированных течениях, которые распространяются на различных глубинах от поверхности до дна. При наличии взаимодействия между этими потоками, они образуют систему течений (придонных, промежуточных, стоковых, дрейфовых и др.). Обзорный анализ показывает, что в публикациях по стратифицированным течениям практически отсутствуют модели переноса взвеси по всей глубине водоема при наличии в нем системы течений [2]. При этом остается открытым вопрос учета изменений параметров частиц с глубиной. Вместе с тем без подобных моделей прогноз переноса примесей в водоемах малоэффективен. Исходя из этого, целью данной работы являлось построение математической модели диффузии взвеси в системе течений с учетом изменений коэффициента обмена и параметров частиц.

Для расчета распределения концентрации взвеси при заданном распределении скорости течения применяется система уравнений диффузии и неразрывности. Коэффициент вертикального турбулентного обмена определяется по модифицированному нами выражению, позволяющему учесть влияние устойчивости стратификации на турбулентность, особенности переноса импульса на границах и в ядрах течений, а также профиль масштаба турбулентности от дна до поверхности [1, 2, 4]. Гидравлическая крупность определялась с применением полученного в данной работе выражения, позволяющего учесть эффект флокуляции (агрегации) частиц взвеси. Принимается во внимание увеличение размеров частиц в областях с повышенной устойчивостью течений.

Проверка модели переноса взвеси проводилась по результатам, полученным экспедициями кафедры физики моря и вод суши на Нурекском водохранилище (1980г), на Онежском озере (2007, 2008гг), Ивановском водохранилище (1998г), Рузском водохранилище(2000г) и Истринском водохранилище(2000,2001,2002 гг). Теоретические распределения концентрации взвеси удовлетворительно согласуются с измеренными. Из сопоставления измеренных и расчетных профилей концентрации следует, что для системы течений с суспензионной стратификацией в Нурекском водохранилище (стоковое течение – струя – плотностной поток) соответствие профилей существенно лучше, чем для системы термически стратифицированных течений в Онежском озере, включающей сгонно-нагонное течение и придонный плотностной поток. Это объясняется сильным воздействием вихреволновых процессов, индуцированных внутренними сейшмами, в период слабой стратификации в озере. Вихреволновые процессы не учитываются в данной модели.

В целом предложенная модель оказалась эффективной для расчетов профилей концентрации взвеси при заданных распределениях скорости и плотности воды как в системах течений с суспензионной стратификацией, так и для систем термически стратифицированных потоков.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 08-05-00574).

стемах течений с суспензионной стратификацией, так и для систем термически стратифицированных потоков.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 08-05-00574).

Литература

1. 1. Самолюбов Б. И. Плотностные течения и диффузия примесей. М.: Изд. УРСС. 2007.
2. 2. De Cesare G., Boillat J.L. Intrusive and bottom density currents and induced vertical exchanges in a stratified lake // XXX IAHR Congress. AUTh. Thessaloniki. Greece. 24-29 August 2003. V.1.THEME. C.
3. 3. MacIntyre S., Flynn K. M., Jellison R., Romero J. R. Boundary mixing and nutrient fluxes in Mono Lake, California // Limnology and Oceanography. 1999. V. 44. №3.
4. 4. Mellor, G. L., T. Yamada, 1982. "Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems." Rev. Geophys. Space Phys., 20.

Глобальное потепление климата на Земле.

Как проявилось оно в городе Тарусе Калужской области?

Зубков Дмитрий

ученик 6 «А» класса МОУ Тарусская средняя школа №1 им. М.Г.Ефремова

Известно, что в геологических масштабах времени климат Земли неоднократно менялся. Резкие похолодания сменялись потеплениями. Ученые считают, что за последние 125 тысяч лет Земля пережила четыре теплых периода и пять оледенений. Существует модель изменения климата, согласно которой нынешнее состояние климата, определенное как промежуточное между двумя оледенениями, должно продлиться и до конца третьего тысячелетия. То есть, мы живем в теплом периоде и этот период стал настолько теплым, что ученые говорят с тревогой о глобальном потеплении. Кажется, зачем тревожиться? Причин много. Глобальное потепление угрожает здоровью населения. Уже сегодня миллионы людей в мире умирают в результате болезней и природных явлений, связанных с глобальным потеплением. В связи с этим, естественно, возникает вопрос: «Как меняется климат в том месте, где живем мы?»

В течение нескольких десятилетий в г.Тарусе учителя биологии и физики Н.И.Калашникова и В.С.Леонов вели записи своих метеонаблюдений, на основании которых была сделана попытка ответить на вопрос: «Изменился ли климат в Тарусе за последние 30 лет?»

Анализ метеоданных показал: 1). Никаких существенных изменений в температурном режиме в г. Тарусе за последние 30 лет не произошло

2). Резкие скачки температур в течение каждого отдельного месяца, конечно, говорят о каких-то климатических изменениях, но в виду достаточно непродолжительного периода наблюдений (по сравнению с временем существованием Земли) очень трудно говорить как о глобальном потеплении, так и о глобальном похолодании на Земле.

Список литературы

1. Детская энциклопедия «Аванта», География с.95
2. Дневники метеонаблюдений Калашниковой Н.И.
3. Дневники метеонаблюдений Леонова В.С.
4. «Наука и жизнь» №12, 1980г. «Москва» издательство «Правда» (подборка материалов) «Еще одна модель климата» с. 95
5. «Наука и жизнь» №1, 1983г. «Москва» издательство «Правда» О. Баландин, геолог «Геологическая эпоха, в которой мы живем» с. 41

**Влияние взаимодействия потоков на их динамику в системе
стратифицированных течений**

Карпов Александр Андреевич

Студент

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический
факультет, Москва, Россия*

E-mail: alexanderkarpov-msc@rambler.ru

Для прогноза развития течений в озерах, водохранилищах и мелководных зонах морей необходимо выявление закономерностей влияния соседних течений на динамику потоков, развивающихся на разных глубинах от поверхности до дна. Такой подход к моделированию развития стратифицированных потоков, с учетом их взаимодействия, включающий рассмотрение всей совокупности течений как системы, развивается в настоящее время на кафедре физики моря и вод суши физического факультета МГУ [3,4].

В данной работе представлены результаты натуральных и теоретических исследований динамики придонного плотностного потока с учетом притока (стока) импульса через верхнюю границу течения, над которым существует стратифицированная струя. Рассматриваются различные типы взаимодействия соседних потоков, в соответствии с выявленной нами генеральной параболической связью расходов придонного и вышележащего течений.

Анализируются результаты измерений на продольных разрезах в водохранилищах Нурекском (1978, 1980, 1982 гг.), Иваньковском (1999 г.), Рузском (2000 г.), Вазузском (2002 г.), Истринском (2000, 2002 г.) и в Петрозаводской губе оз. Онежского (2007, 2008 гг.) с участием автора [1, 2, 3]. Цели работы: 1) выявление закономерностей взаимодействия потоков в системах течений в водохранилищах и озерах с разными типами плотностного расслоения вод; 2) установление связей параметров взаимодействия потоков с характеристиками течений; 3) получение аналитического представления функции взаимодействия потоков и проверка возможности ее применения в расчетах систем течений; 4) разработка математической модели плотностного потока, учитывающей влияние вышележащего струйного течения на динамику вод в придонном слое.

Преобразования течений на разрезах включали слияние и разделение струйного и придонного потоков, бифуркации промежуточной струи, заглубление и подъем струйного течения при изменениях устойчивости стратификации и скорости ветра. На участках максимального роста толщины струи наблюдается увеличение уклона дна и сближение границ придонного и струйного течений. При сближении границ течений имеет место энергопередача от придонного потока к струйному и сопутствующее ей дополнительное утолщение струи. Такому процессу соответствует обратная пропорциональность удельных (на единицу ширины течения) расходов воды в струйном и придонном потоках, т.е. потеря расхода придонного потока приводит к увеличению расхода для струи и наоборот.

Однако такая взаимосвязь расходов воды в струйном и придонном течениях проявляется примерно в 40-60% место прямая пропорциональность расходов воды в струйном и придонном потоках. Это может быть обусловлено следующими факторами. 1. Энергопереносом из струи в придонный поток при передаче энергии от дрейфового

течения в глубинные. 2. Влиянием стокового течения в высокопроточных водоемах на оба потока (струйный и придонный). 3. Передачей импульса от струи, ускоряющейся при спуске по наклонной изопикнической поверхности. 4. Переносом импульса от придонного потока к струе за счет вихреволнового обмена при снижениях устойчивости плотностного течения.

Анализ результатов измерений показал, что оба типа взаимосвязи расходов воды в придонном потоке q_{una} и струе q_{jna} , движущейся над ним, проявляются на протяжении одного и того же разреза. При этом характер взаимодействия течений меняется в зависимости от их скоростей и устойчивости стратификации. Изменение типа взаимодействия происходит при расходе струи, близком к среднему по длине течения. При меньших расходах струи значение q_{una} обратно пропорционально q_{jna} , что соответствует ускорению одного течения за счет ослабления другого. Если расход струи больше среднего по длине течения, то наблюдается одновременное ускорение или замедление течений. Анализ связей выявленной параболической зависимости q_{una} от q_{jna} с параметрами течения и состава воды показал, что определяющую роль в процессах взаимодействия придонного и струйного течений играет интегральная устойчивость стратификации всей водной толщи. Эта устойчивость характеризуется интегральной частотой плавучести (Вяйсяля-Брента).

В математическую модель плотностного потока нами введен турбулентный поток импульса, соответствующий энергообмену с вышележащим струйным течением. Полученное выражение этого потока позволяет учесть особенности переноса импульса при различных типах взаимодействия течений. Результаты математического моделирования сопоставлены с данными натурных измерений на продольных разрезах в озерах и водохранилищах с системами стратифицированных течений, отличающихся по природе и характеризующихся широким диапазоном изменений параметров.

Основные результаты

1. Выявлена параболическая зависимость расходов струйного и придонного стратифицированных потоков, входящих в 8 систем течений в водохранилищах и озерах с разными типами плотностного расслоения вод.

2. Установлены связи параметров обнаруженной зависимости с характеристиками течений, отражающие эффекты взаимодействия потоков для всех рассмотренных систем. Показано, что определяющую роль в этих эффектах играет интегральная устойчивость стратификации по всей глубине водоема.

3. Получена функция взаимодействия течений и проверена возможность ее применения в расчетах рассмотренных систем потоков.

4. Модифицирована математическая модель распространения плотностного потока путем введения в нее выражения турбулентного потока импульса из соседнего течения для разных типов взаимодействия течений.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 08-05-00574).

Литература

1. Литвинов Е.А., Самолюбов Б.И., Долгополов Ю.М. Циркуляционная промежуточная струя и ее влияние на массообмен в заливе // Международн. конф. "Потоки и структуры в жидкостях". Москва, 24-27 июня 2007 г., 2007. Сб. тез. Ч.
2. Самолюбов Б. И. Плотностные течения и диффузия примесей. М.: Изд. ЛКИ. 2007.

3. А.А. Карпов, И.А. Авилкин. О связи расходов струйного и придонного потоков в водоемах с разными типами плотностного расслоения вод// Тр. VII конференции «Динамика и термика рек, водохранилищ и прибрежной зоны морей». М.: ИВП РАН, РУДН, 23-25. 11. 2009 2009. С. 60-66.
4. Samolyubov B.I. The effects of interaction between the flows in the systems of currents with stratified jets // "Fluxes and structures in fluids - 2009", Selected Papers. Moscow. : IPM RAS, 2009. P. 279-285.

Можно ли верить приметам?

Кучин Антон

ученик 6 «А» класса МОУ Тарусская средняя школа №1 им. М.Г.Ефремова

Без примет и ходу нет. Так гласит народная мудрость. Само слово “примета” происходит от слова “примечать”, т.е. наблюдать. Природа переменчива и год наступивший, никогда не повторит прошедший, и каждый приходящий день скрывает в себе что-то особенное, и каждая новая весна приходит со своим очарованием и со своими капризами. В результате наблюдений за тем, что происходит, у человека накапливался жизненный опыт, который передавался из поколения в поколение и бережно хранился. В связи с этим сформировался народный календарь, в котором практически не было дней безымянных, неотмеченных. Каждый день был особый, имел свою историю. Такой календарь народных примет называли месяцеслов.

Морозы зимой бывают Введенские, Никольские, Рождественские, Васильевские, Крещенские, Афанасьевские, Сретенские, Власьевские, Благовещенские. По народному поверью малоснежная зима сулит засушливое лето, а чем больше зимой снега, тем дождливей лето. В настоящей работе проведено исследование точности совпадения народных примет с действительностью. Также проверено зависит ли одна примета от другой?

Исследование проводилось на основании фенологических дневников, которые вел многие годы учитель физики и математики в г.Тарусе Леонов Валентин Семёнович. В течение 25 лет ежедневно отмечались утренняя и дневная температуры, заморозки, осадки и, даже некоторые садовые и хозяйственные работы, напрямую зависящие от погодных условий.

Было проанализировано 9 примет, и оказалось, что 8 из них имеют очень большую вероятность исполнения. И на вопрос «Можно ли верить приметам?» - можно ответить «ДА».

Список литературы

1. Дневники метеонаблюдений Леонова В.С.
2. Л. Балашева «Народная метеорология» (Статья доктора сельскохозяйственных наук)
3. В.О. Ключевский. Курс русской истории. ЛЕКЦИЯ XVII. ПРИМЕТЫ.
4. Первый на Руси письменный календарь Я.В.Брюса 1715г.

Пространственное представление параметров климатических изменений на территории СНГ

Лесняк Татьяна Александровна

Студент

Сибирский федеральный университет, Физический факультет, Красноярск, Россия

E-mail: alexey@space.akadem.ru

Климат – это важнейшая характеристика среды обитания всего живого на земле, в том числе среды обитания человека и его хозяйственной деятельности. Для проблем геоэкологии чрезвычайно важной является оценка состояния и изменений реального климата, его изменчивости и экстремальности в каждый текущий момент времени (диагноз) и в ближайшем будущем (прогноз). Также климат влияет на наступление основных фаз вегетации растительности и лесную пожарную опасность. В настоящее время, в условиях меняющегося климата, оценки составляющие предмет климатографии должны быть регулярно обновляемы и основаны на новейшей доступной информации. Самым надежным источником информации о реальном климате являются данные инструментальных гидрометеорологических наблюдений.

Согласно результатам современных исследований, с 70-х годов XX века повсеместно обнаружилась тенденция к повышению среднегодовых температур. Основной вклад в темпы их повышения определяется изменениями среднесезонной температуры в зимние месяцы, когда радиационный баланс земной поверхности отрицательный, т.е. величина уходящих потоков теплового излучения превышает величину приходящих потоков солнечного излучения.

В настоящей работе рассматривались данные 223 метеостанций бывшего СССР, входящие в систему международного климатического обмена. Использовались ряды среднесуточных температур с 1880 по 2006гг. Обработка данных производилась с помощью электронной таблицы Microsoft Excel, заложенных в ней стандартных алгоритмов оптимизации и написанных макросов для автоматизации обработки.

В проводимых до нас исследованиях принято рассматривать линейные тренды средних температур. Однако такой подход не дает полноценной информации о сроках начала глобального потепления, а также сравнительной динамики изменения температур до и после начала глобальных изменений. Так, например, для 30 процентов метеостанций темпы наблюдаемого современного потепления намного меньше величины предшествовавшего похолодания в 1-й половине XX века. Такая картина наиболее характерна для северных территорий Российской Федерации.

В результате проведен анализ различных аппроксимационных моделей для описания поведения климатических норм. Предложен способ аппроксимации позволяющий не только оценивать изменения за исследуемый период, но и описывать динамику изменений внутри исследуемого периода. На основе анализа временных рядов среднегодовых температур показано, что в 30 процентах случаев современному повсеместному интенсивному потеплению предшествовало похолодание в первой половине XX века. Проведено районирование территории по темпам современного потепления и предшествовавшего ему периода. Проведен анализ периодических закономерностей в рядах **данных среднегодовых температур. Найдена общность гармоник с определенными периодами для всех метеостанций.**

Генерация и распространение в атмосфере нейтронов от гроз

Малышкин Юрий Михайлович

Студент

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия
E-mail: na3gul@mail.ru*

Имеется ряд экспериментальных данных, свидетельствующих в пользу наличия корреляции событий грозовых разрядов и регистрации возрастных скоростей счета нейтронов, как на наземных установках [3], так и на ИСЗ [4]. Существует, по крайней мере, две теории генерации нейтронов от гроз. Первая теория [3] предполагает генерацию нейтронов в канале достаточно мощных молниевых разрядов. В этой теории мощное электрическое поле в стволе молнии создает условия для протекания ядерной реакции дейтрон-дейтронного взаимодействия, продуктом которой являются, в том числе, нейтроны. Вторая теория [1,2] предполагает механизм фотоядерных реакций. Во время грозовых разрядов могут возникать лавины релятивистских убегающих электронов, которые генерируют гамма-кванты тормозного излучения. При взаимодействии этих гамма-квантов с ядрами химических компонентов атмосферы рождаются нейтроны.

Представленная работа заключается в моделировании прохождения нейтронов от гроз через атмосферу. Взаимодействие нейтронов с атмосферой моделировалось с помощью метода Монте-Карло с использованием пакета Geant4 [6]. Использовалась модель атмосферы MSIS-90 [7]. Учет того факта, что нейтроны темнеализуются за время порядка нескольких секунд [5] (что значительно меньше характерного времени достижения орбиты) позволило существенно ускорить расчеты. Параметры источника нейтронов задавались так, как предсказывается вышеупомянутыми моделями. Получены временные распределения прихода нейтронов на орбитальные высоты для различных высот источников. Также вычислены потоки нейтронов, достигших орбитальных высот. Это дало возможность проводить сравнение с реальными экспериментами. Такое сравнение было проведено с данными, полученными с помощью аппаратуры микроспутника "Колибри-2000". При этом показано, что из двух моделей генерации нейтронов, Кужевского и Бабича, только вторая может давать достаточное количество нейтронов, чтобы их можно было зарегистрировать на орбитальных высотах.

Литература

1. Бабич Л.П. Генерация нейтронов в гигантских восходящих атмосферных разрядах // Письма в ЖЭТФ, том 84, вып. 6, стр 345-348.
2. Гуревич А.В., Зыбин К.П. Пробой на убегающих электронах и электрические разряды во время грозы // УФН 171, 1177, 2001.
3. Кужевский Б.М. Генерация нейтронов в молниях // Вестник Моск. Университета. Серия 3. Физика. Астрономия. 2004. №5. Стр. 14-16.
4. Bratolubova-Tsulukidze L.S. Thunderstorms as the probable reason of high background neutron fluxes at $L < 1.2$ // Adv. Sp. Res 34. 2004, p.1815-1818.

5. Grigoriev A.V., Grigoryan O.R., Drozdov A., Popov Yu.V., Mareev E.A., and Iudin D. Thunderstorm neutrons at altitudes up to 400 km: some theoretical estimitions // Proc. of the int. symposium on topical problems of nonlinear wave phys., NWP-2008, (Nizhny Novgorod, 2008), p.43.
6. <http://geant4.web.cern.ch/geant4/>
7. http://omniweb.gsfc.nasa.gov/vitmo/msis_vitmo.html

Определение палеонапряжённости геомагнитного поля по намагниченности базальтов Красного моря

Мбеле Жан Реми .

Аспирант

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия

E-mail: mbelejr@mail.ru

Информация об эволюции ГМП важна для исследований процессов происходящих в ядре Земли. Исследование естественной остаточной намагниченности (I_n) горных пород позволяет определить величину и направление древнего геомагнитного поля.

Известно, что магнитное поле Земли (ГМП) и такая ее характеристика как виртуальный дипольный момент (ВДМ) значительно изменяются во времени, причем как по направлению (инверсии ГМП), так и по величине.

Настоящая работа посвящена определению палеонапряжённости ГМП в районе рифтовой зоны Красного моря по намагниченности образцов базальтов, отобранных с помощью аппарата Пайсис НИС и Акванавт.

Как было показано нами, а также в работах [1,2] базальты Красного моря характеризуются повышенными значениями остаточной намагниченности (I_n) и параметра Кенигсбергера ($Q_n = I_n/kH_{гм}$) и довольно большим разбросом величины точки Кюри. Температурный интервал разрушения I_n при нагреве образцов в отсутствие магнитного поля изменялся от 350degC до 600degC (рис 1). Фазовые изменения при нагревах контролировались по зависимости магнитной восприимчивости от температуры.

Определение поля образования первичной естественной остаточной намагниченности методом Телье [3] было проведено на образцах, I_n которых в основном однокомпонентна (обр. 65-2). Для оценки применимости этого метода была проведена проверка закона аддитивности. Для этого на образцах создавались парциальные термоостаточные намагниченности (PTRM) (рис 2). Например, для образца П 65-2 сумма парциальных термоостаточных намагниченностей (сумма PTRM) отличается от величины полной термонамагниченности (TRM) в интервале температур 560degC-30degC всего на 6% свидетельствует о выполнении этого закона. Результаты терморазмагничивания I_n в циклах Телье в виде графика Арай-Нагата [4] представлены на рисунке 3, где по оси абсцисса отложена величина образуемой парциальной термоостаточной намагниченности $I_{грт}$, а по оси ордината-величина остаточной намагниченности после нагрева до заданной температуры в цикле.

Видно, что для поля $H=0.5$ Э точки на диаграмме Арай-Нагата довольно хорошо ложатся на прямую, тангенс угла наклона которой оказался равен $K=1.91$. Сравнение $I_{грт}$, полученной в полях $H=1$ Э и $H=1.5$ Э с разрушенной частью I_n , дает значения коэффициента $K=0.98$ и $K=0.66$, соответственно, откуда $H_{др} = H_{лаб} * K = 0.97$ Э.

На основе этих данных можно сделать вывод о том, что величина $H_{др}$ во время образования базальтов (t 200 тысяч лет назад) в районе рифтовой зоны Красного моря было приблизительно в 2.5 раза больше современного его значения ($H_{совр} = 0.38$ Э). Возможно, что величина виртуального дипольного момента 200 тысяч лет назад также была выше.

Литература

1. В.И. Трухин, В.И. Максимочкин, В.А. Жилиева, А.А. Шрейдер, Г.Л. Кашицев. Магнитные и петрохимические свойства пород рифтовой зоны Красного моря // Вестник Московского университета. Серия 3: Физика. Астрономия. 2007. №5. С.46-54.
2. Шрейдер А.А., Трухин В.И., Сычев В.А. и др. Детальные геомагнитные исследования рифтовой зоны на юге Красного моря // Океанология. 1982. вып.3.Т. XXII. С.439-445.
3. Thellier E., Thellier O., Sur l'intensite du champ magnetique terrestre dans le passe historique et geologique. Ann. Geophys. 1959. 15, 285-378
4. Щербакова В.В., Щербаков В.П., Виноградов Ю.К., Хайдер Ф. О свойствах PTRM многодоменных и псевдооднодоменных зерен и о применимости в этих случаях методики Телье определения палеонапряженности, Вестник ОГГГН РАН, 1999. Электронный научно-информационный журнал, 4(6), http://www.scgis.ru/russian/cp1251/h_dgg98/tcherbakov.htm.

Иллюстрации

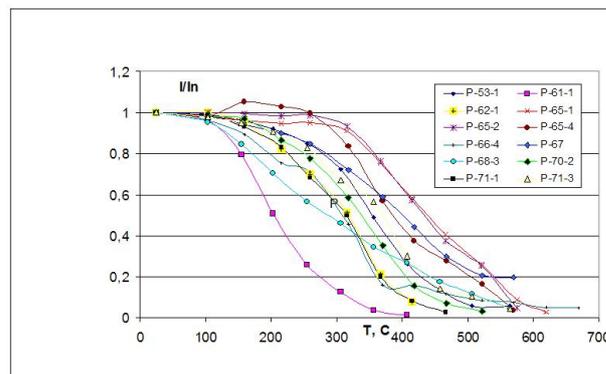


Рис. 1: Терморазмагничивание естественной остаточной намагниченности базальтов Красного моря

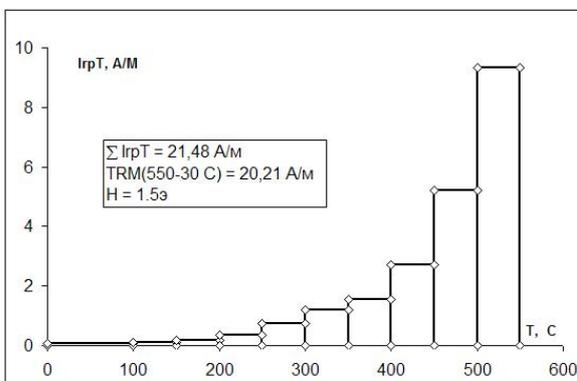


Рис. 2: Проверка закона аддитивности (образец П65-2)

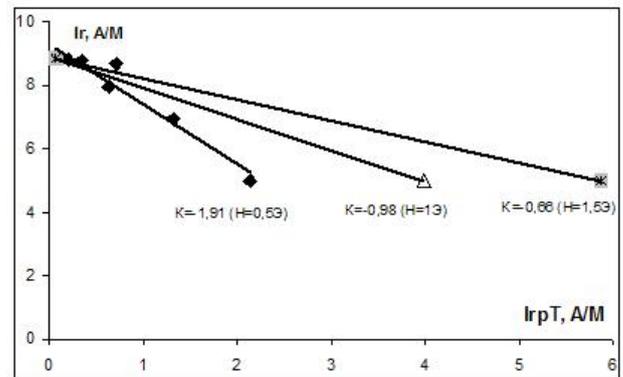


Рис. 3: Диаграмма Арай-Нагата (образец П 65-2)

Влияние процесса окисления на явление самообращения.

Минина Юлия Андреевна

Соискатель

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический

факультет, Москва, Россия

E-mail: julia.minina@gmail.com

Геоманнитное поле (ГМП) играет огромную роль в жизни нашей планеты. Помимо главного геоманнитного поля (ГГМП) существует еще аномальное (локальное геоманнитное) поле (АГМП), вызванное намагниченными породами земной коры. Аномальное поле является объектом исследования методами геоманнитной разведки с целью разведки и поиска полезных ископаемых, а также изучения строения земной коры. Аномальные поля могут быть как положительными (направленными по ГМП), так и отрицательными, направленными против ГМП. [1, 2]

Наличие отрицательных геоманнитных аномалий связано с существованием обратно (антипараллельно современному ГМП) намагниченных горных пород. Наличие горных пород, намагниченных антипараллельно и в других направлениях, отличающихся от направления современного ГМП, привело ученых к выводу, что по направлению естественной остаточной намагниченности (NRM) горных пород различного геологического возраста можно изучать эволюцию ГМП.

В случае, если инверсии ГМП реально происходили, то это должно было сильно влиять на экологию и эволюцию Земли. Во время инверсий ГМП близко к нулю и магнитосфера, защищающая поверхность Земли от мощного потока радиации, практически исчезает. Эволюция Земли в такой ситуации должна быть не непрерывной, а прерывающейся.

В 1953г. Т. Нагата при лабораторном намагничивании горных пород получил TRM, ориентированную антипараллельно намагничивающему полю [3]. Это привело к альтернативной интерпретации появления обратно намагниченных горных пород: обратное намагничивание пород могло произойти либо в результате переполюсовки (инверсии) ГМП, либо в результате особых свойств магнитных минералов, способных намагничиваться антипараллельно намагничивающему полю (такой процесс называется "самообращением намагниченности"[3]).

В природе горные породы изливаются на поверхность и приобретают намагниченность в магнитном поле Земли. В течение геологического времени происходит изменение химического состава минералов даже при относительно небольших температурах. Как при этом меняется первоначально приобретенная намагниченность, неизвестно. Она может увеличиваться или уменьшаться, либо даже изменить знак. Данная работа посвящена изучению влияния процесса окисления на самообращенную термонамагниченность.

В 2009 г. были проведены эксперименты по исследованию влияния окисления титаномагнетита океанских базальтов на явление самообращения TRM. В частности, на образцах базальтов разлома Романш, на которых было обнаружено явление самообращения как парциальной термоостаточной намагниченности, так и полной TRM, создавалась PTRM в температурном интервале 320-300°C, которая при комнатной тем-

пературе имела отрицательный знак. При охлаждении точка T_k (точка компенсации) наблюдалась в районе 135°C . При последующем нагреве образца при $H=0$ до 290°C и его охлаждении в течение 1 часа, наблюдались обратимые изменения остаточной намагниченности. Временные выдержки образца без магнитного поля (в магнитном экране) в течение 350 часов (рис 1) приводили к уменьшению по абсолютной величине обращенной остаточной намагниченности, т.е. к уменьшению степени обращенности PTRM примерно в 3 раза.

По результатам данного исследования можно предположить, что случаев самообращения в природе было гораздо больше, чем известно на данный момент. Породы изливаются и медленно остывают, находясь, долгое время под влиянием температуры. Следовательно, намагниченность изначально могла иметь отрицательное значение, но в результате влияния температуры перейти в область положительных значений, и явления самообращения мы уже не наблюдаем.

Литература

1. Паркинсон У. Введение в геомагнетизм. М. "Мир"1986, 527 с.
2. Яновский Б.М. Земной магнетизм. Изд.Л.ЛГУ., 1978, 592 с
3. Нагата Т. Магнетизм горных пород. Изд. "Мир Москва, 1965, 346 с.

Слова благодарности

Автор выражает благодарность научному руководителю профессору Владимиру Ильичу Трухину и профессору Валерию Ивановичу Максимочкину за помощь в подготовке тезисов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант 08-05-00623.

Иллюстрации

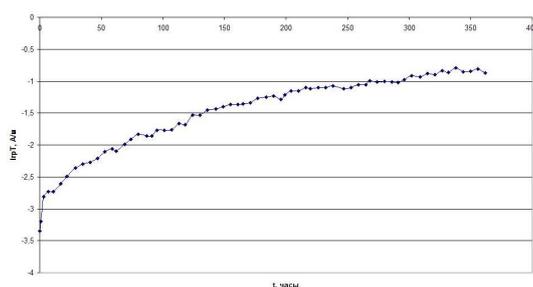


Рис. 1: Зависимость намагниченности PTRM ($T=[320-300]^\circ\text{C}$, $H=0,1\text{мТл}$) от времени выдержки при $T=280\text{C}-290^\circ\text{C}$ в отсутствие поля

Апробация модели IRI-2007 на основе последних экспериментальных данных в авроральной ионосфере

Николаева Вера Дмитриевна

Студентка (магистр)

Российский Государственный Гидрометеорологический Университет

Метеорологический факультет, Санкт-Петербург, Россия

E-mail: vera_nik@list.ru

Основной целью работы является сравнение данных вертикального зондирования ионосферы со значениями, рассчитанными по модели IRI (International Reference Ionosphere) для последующей диагностики состояния авроральной ионосферы.

Модель ионосферы IRI

- IRI – глобальная эмпирическая модель, в основу которой входят реальные данные по ионосфере за период с 1994 по 2007г.. Модель постоянно обновляется и имеет несколько версий. В данной работе была использована последняя модификация модели IRI2007.

- Модель IRI охватывает все виды наблюдений за ионосферой (данные некогерентного рассеяния, вертикального зондирования ионосферы, а также спутниковые данные).

- При помощи данной модели можно построить профиль вертикального распределения электронов от 50 до 1500км.

- Модель IRI охватывает все широты (глобальная модель)

Для оценки точности работы модели нами было проведено сравнение с реальными данными ионозонда на станции Тромсё, Норвегия. Станция Тромсё располагается на 69°40' с. ш. и 18°56' в. д. – в центре авроральной зоны. Данные зондирования размещаются в сети Internet в реальном времени с пятнадцатиминутным разрешением в графическом виде (ионограммы) (Рисунок 1).

Из ионограмм снимались следующие параметры:

f₀F₂ – критическая частота слоя F₂

h_mF₂ – высота максимума слоя F₂

f₀E – критическая частота слоя E

h_mE – высота максимума слоя E

В дальнейшем анализе были использованы значения в околополуденные часы (с 10 до 15 LT) с сентября по декабрь 2009 года.

В качестве параметров ввода по магнитной и солнечной активности в модели IRI используются индексы AP и F10.7, число солнечных пятен. Для получения корректных результатов по модели IRI файл ap.dat был дополнен данными по индексам AP и F10.7 за исследуемый период, а число солнечных пятен вводилось вручную.

Сравнения расчетов модели с реальными данными показало значительные расхождения по высоте и концентрации слоя F₂ ионосферы. Максимальное расхождение по концентрации достигает 30 величин стандартных отклонений реальных данных (декабрь 2009, 15 LT). в среднем за весь период модельные значения оказываются завышены на 8,9 величин стандартных отклонений реальных данных. по высоте слоя F₂ завышение результатов идет в среднем на 9 величин стандартных отклонений.

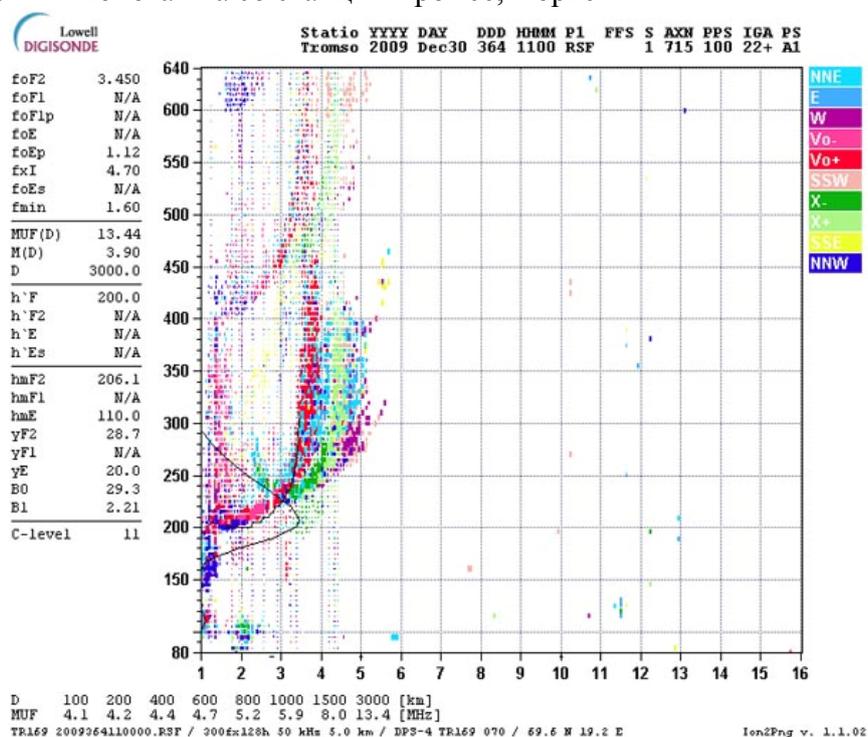
Такое большое различие между полученными данными можно объяснить тем, что высота слоя F₂ связана с величиной общего вектора магнитного поля (B_{sw}). (Рисунок 2)

На рисунках приведен ход полного вектора солнечной активности с 1965 по 2010 год и ход высоты максимума слоя F₂. (Рисунок 3,4) Видно, что в конце 2009 года мы наблюдали крайне низкие значения солнечной активности, которых не было ранее зафиксировано за весь период наблюдений. Следовательно, можно было ожидать низкие значения максимальной высоты и концентрации слоя F₂.

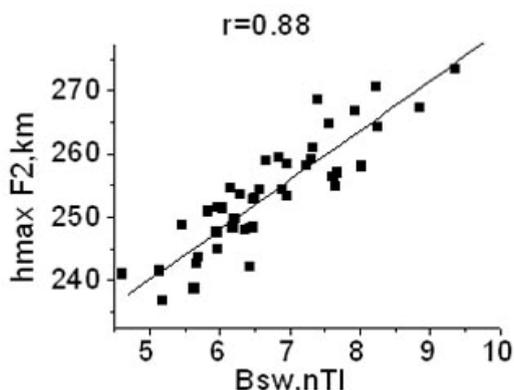
Если с сентября по ноябрь на общем фоне низкой солнечной активности наблюдались незначительные увеличения вектора общего вектора магнитного поля, то в декабре была стабильно низкая солнечная активность и стабильно низкая энергия солнечного ветра, чем и объясняется столь большие расхождения между модельными и реальными данными.

В модели IRI приведены данные по состоянию ионосферы до 2007 года и модель еще не адаптирована для таких низких значения параметров солнечного ветра, а как следствие высот и концентраций. Этим и объясняется столь существенное отличие модельных результатов, от реального распределения электронной концентрации с высотой. Сравнение результатов расчетов модели IRI с реальными данными вертикального зондирования ионосферы показало, что в условиях низкой солнечной активности, наблюдаемой в последнее время, модель дает большие расхождения от реальных значений и требует корректировки.

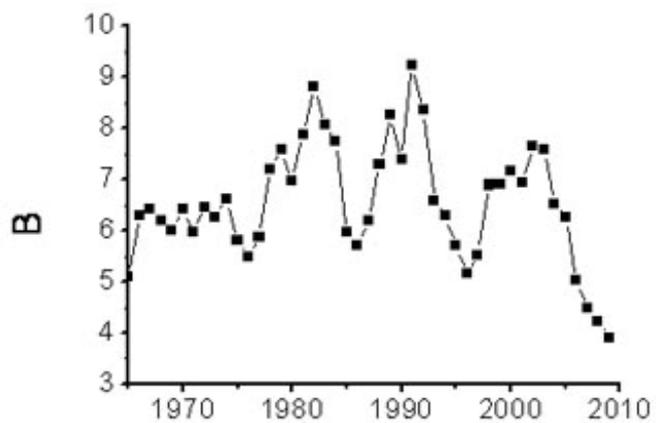
1) Рисунок 1 - Ионограмма со станции Тромсё, Норвегия



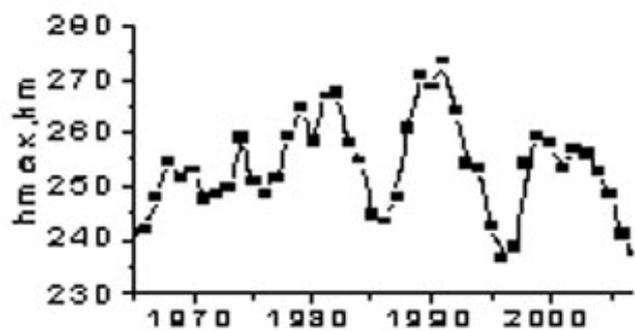
2) Рисунок 2 - Зависимость высоты слоя F2 ионосферы от величины общего вектора магнитного поля



3) Рисунок 3 - изменчивость полного вектора солнечной активности.



4) Рисунок 4 - изменчивость высоты максимума слоя F2 ионосферы.



Исследование влияния лесных пожаров в центральной Якутии на аэрозольную оптическую толщину атмосферы.

Протопопов Айал Васильевич

Студент

*Якутский государственный университет им. М.К. Аммосова, Радиотехнический факультет, Якутск, Россия
E-mail: be.loyal@list.ru*

По данным радиометров AVHRR (ИСЗ серии NOAA) и MODIS (ИСЗ Terra, Aqua) были проведены исследования вариаций аэрозольной оптической толщины (АОТ) в зависимости от уровня пирогенной активности. Был выбран участок, находящийся в секторе 60-64 град. с.ш. и 120-132 град. в.д. на территории Приленского плато (центральная Якутия).

Согласно спутниковым и наземным (данные ФГУ «Авиалесоохрана») наблюдениям в течение 2001-2003 гг. наблюдался чрезвычайно высокий уровень пирогенной активности, с максимумом в 2002 г. за последние 13 лет. Крайне низкий уровень пирогенной активности отмечен в 2000 г. и 2004-2009 гг [1-3]. Для указанных периодов, были построены соответствующие графики вариаций среднемесячных значений количества обнаруженных на космоснимках «пожарных» пикселей и АОТ.

В целом, предварительный анализ спутниковых данных за период май-сентябрь 2000-2009 гг. показывает, что среднее летнее (июнь-август) значение АОТ в пожароопасные годы (2001-2003) более чем в 2 раза выше, чем в годы с низкой пирогенной активностью (2000, 2004-2009). В отдельные дни (2002 г.) с наиболее высоким уровнем пирогенной активности среднесуточная АОТ по исследуемому участку значительно превышала невозмущенные значения, достигая значений 1,5-1,6. При этом значения АОТ в отдельных ячейках (1x1 град.) достигали 4,9. Среднее значение коэффициента Ангстрема, характеризующего размеры аэрозольных частиц за период июнь-август в 2002 г. превышало 1,6, что косвенно подтверждает, что их источниками являются лесные пожары.

Литература

1. Соловьев В.С., Васильев Е.К. Спутниковый мониторинг лесных пожаров и оценка их последствий // Наука и образование, изд-во АН РС (Я), 2000. №4(20). С. 24-27.
2. Соловьев В.С. Спутниковый мониторинг в Якутии / Сб. статей. Космофизические исследования в Якутии. – Якутск: ЯФ Изд-во СО РАН, 2001, С. 302-308.
3. Соловьев В.С., Козлов В.И. Исследование пространственно-временной динамики лесных пожаров и облачности в Северо-Азиатском регионе по данным спутников NOAA // Оптика атмосферы и океана. 2005. Т. 18. № 01-02. С. 146-149.

Слова благодарности

Выражаю огромную благодарность мнс. Варламовой Евгении Викторовне за оказанный труд в работе, а также к.ф.-м.н. Соловьеву Владимиру Степановичу за неоценимый¹ вклад в авторскую работу.

Численное моделирование наката цунами на выпуклые откосы

Санникова Наталья Камилла Викторовна

Аспирант

*Морской гидрофизический институт НАН Украины, ОМЭИТ, Севастополь, Украина
E-mail: natalybella@mail.ru*

Накат поверхностных волн на берег является наиболее важным этапом эволюции волн цунами для безопасности побережья. Сложность математического моделирования этой стадии распространения волн определяется необходимостью воспроизведения движения нелинейной волны по сухому берегу [1, 2].

Анализ одномерного наката волн на берег выполнен в рамках нелинейной модели длинных волн без дисперсии. Дно бассейна выбиралось горизонтальным (шельф), переходящим у берега в плавный параболический подъем (зона береговой черты), задаваемый выражением

$$H(x) = Ax^2 + Bx + C.$$

Здесь $A(\text{м}^{-1})$ – коэффициент порядка 10^{-6} , отвечающий за выпуклость параболы, x (м) – расстояние от начальной точки изменения глубины H (м), B (безразмерный) и C (м) – коэффициенты, определяемые заданным рельефом дна.

Использована явно-неявная конечно-разностная аппроксимация системы уравнений длинных волн, применявшаяся в работе [3]. В отличие от этой работы, в области берегового откоса была применена более мелкая расчетная сетка, позволяющая точнее описывать процесс наката волн на берег. В качестве граничных значений на левой границе расчетной области задавались смещения свободной поверхности жидкости и значения горизонтальной скорости.

Исследованы зависимости вертикальных заплесков волн от высоты волны при подходе к берегу, а также от глубины бассейна, угла наклона берега и параметра A . Установлено, что увеличение первоначальной высоты волны и глубины шельфовой зоны, уменьшение угла наклона берега приводят к росту как вертикальных заплесков волн, так и максимальных понижений свободной поверхности жидкости у берега. При A равном $0,25 \cdot 10^{-6} \text{м}^{-1}$ величина повышения свободной поверхности жидкости у берега достигает своего максимального значения, а понижения – минимального.

Литература

1. Пелиновский Е.Н. Гидродинамика волн цунами. – Нижний Новгород: ИПФ РАН, 1996. – 276 с.
2. Доценко С.Ф. Накат одиночной волны цунами на наклонный берег // Морской гидрофизический журнал. – 2005. – № 4. – С. 11 – 17.
3. Kowalik Z. Basic relations between tsunamis calculations and their physics. Science of Tsunami Hazards. – 2001. –19, № 2. – P. 99 – 115.

Слова благодарности

Автор выражает признательность профессору, д.ф.м.н. Доценко С.Ф. за постановку задачи и полезные обсуждения результатов

Численное моделирование явления термического бара в озере Байкал**Цыденов Баир Олегович***Студент**Томский государственный университет, Механико-математический факультет,**Томск, Россия**E-mail: tvs@math.tsu.ru*

Одна из важнейших проблем, которые ставит перед человечеством научно-технический прогресс, – проблема «чистой воды». По оценкам ученых через несколько десятилетий чистая пресная вода станет важнейшим ресурсом, поскольку она незаменима в отличие от других природных богатств Земли [1]. К истощению водных ресурсов ведет не рост расходуемой воды, а её загрязнение. Озеро Байкал является самым крупным хранилищем пресной воды на планете (около 20 % мировых запасов).

Узкая зона в глубоком озере умеренных широт, в которой происходит погружение имеющей наибольшую плотность воды от поверхности до дна, называется термическим баром. Он препятствует обмену водных масс между прибрежными и центральными районами озера. Важность изучения термобара как явления, состоит в том, что интенсивные нисходящие течения, возникающие между двумя конвективными ячейками, могут привести к быстрому распространению загрязнения из поверхностных слоев до очень больших глубин. Для сохранения уникальности Байкала и его экосистемы необходимо понимание всех физических механизмов, участвующих в процессах водообмена и формировании качества его вод.

В основу исследования положена двумерная негидростатическая модель в приближении Буссинеска для конвективного течения. Решение конвективно-диффузионных уравнений основано на конечно-разностном методе контрольного объема. Численный алгоритм нахождения поля течения опирается на разностную схему Кранка–Николсона [3]. Для согласования поля скорости и давления использована процедура SIMPLE Патанкара [2]. Алгебраические системы решаются методом нижней релаксации и явным методом Булеева.

В численных расчетах сделана попытка воспроизвести реальные условия озера. Путем блокировки некоторых контрольных объемов прямоугольной неравномерной сетки [2] расчетная область приближена к прибрежному профилю озера Байкал, взятому из работы [4]. Протяженность расчетной области $L_x = 10$ км, а глубина $H = 900$ м примерно соответствует средним глубинам южного бассейна Байкала. Начальное вертикальное распределение температуры взято на основе натурных наблюдений весенне-летнего термобара (март) [4].

Анализ результатов численных расчетов показывает, что циркуляционное течение возникает у берега, и с течением времени начинает смещаться к центру озера. Это согласуется с исследованиями натурных наблюдений.

Литература

1. Белолипецкий В.М., Шокин Ю.И. Математическое моделирование в задачах охраны окружающей среды.–Новосибирск: ИНФОЛИО-пресс, 1997.
2. Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости.–М.: Энергоатомиздат, 1984.
3. Самарский А.А. Теория разностных схем.–М.: Наука, 1989.
4. Shimaraev M.N., Verbolov V. I., Granin N.G., Sherstyankin P.P. Physical Limnology of Lake Baikal: a Review. Irkutsk_Okayama, 1994.

Система стратифицированных течений сейшевой природы в заливе

Шейнкман Елена Леонидовна

Студент (специалист)

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет,
Москва, Россия*

E-mail: esheinkman@mail.ru

Среди стратифицированных течений, меняющих направление с глубиной и во времени и действующих по всей глубине от поверхности до дна в озерах и морях, выделяются потоки, вызванные внутренними сейшами. Это обычно реверсивные течения с максимальными периодами порядка месяца в зависимости от устойчивости плотностной стратификации вод и горизонтального масштаба бассейна. Скорости подобных течений, как правило, не превышают 10 см/с, поэтому натурные исследования их структур сопровождаются значительными техническими трудностями. Вместе с тем, изучению таких явлений посвящено довольно много публикаций, поскольку эти течения могут существенно влиять на распределения примесей в водоемах и, соответственно, на развитие водных экосистем. В данной работе представлены результаты исследований течений сейшевой природы, полученные при участии автора в комплексных измерениях параметров течений и состава воды на Ладожском озере в августе 2009 года. Исследования проводились с применением многопараметрического зонда RCM-9 (Aandera) и других измерителей для регистрации вертикальных распределений скорости течения U , температуры воды T , концентраций взвеси S и кислорода O_2 , а также электропроводности воды C . Выполнялась плановая съемка по всей акватории юго-восточной части Волховской губы.

В ходе этих исследований обнаружена трехслойная структура течений, вызванных внутренними сейшами Волховской губы. Получены данные о трехмерной структуре этих течений, включающей направленные в противоположные стороны ячейки циркуляции в придонном слое и в промежуточной внутритермоклинной струе. При анализе результатов проведено их сопоставление с расчетными полями течений Ладожского озера [1], а также с данными исследований в озерах Констанс (Германия), Бабин Лэйк (Канада) и Лох-Несс (Шотландия) по структурам полей температуры и теоретическим распределениям скорости течения [2, 3, 4]. Измеренные профили скорости на разрезе в Волховской губе качественно согласуются с теоретическими распределениями, приведенными в работах по указанным озерам и с распределениями, рассчитанными по моделям, предложенным в [5].

В результате проведенных исследований установлено, что наблюдавшаяся трехслойная структура течений обеспечивала выход волховских вод в затопленной струе, которая двигалась по термоклинку из залива в открытое озеро. Этот процесс подтверждается распределениями скорости, электропроводности, концентрации взвеси и других параметров состава воды. Показано, что определяющую роль в динамике зарегистрированных течений играл резкий подъем изотерм, аналогичный наблюдавшемуся в других стратифицированных озерах [2, 3, 4]. Однако в поле скорости течения данные прямых измерений ее детальных вертикальных распределений в ходе такого процесса получены впервые. Выявлены зависимости характеристик течения от устойчивости стратификации, топографии дна и от природы вод, перемещающихся на разных глубинах. Проверены предложенные методы теоретического описания течения.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 08-05-00574-а).

Литература.

1. Астраханцев Г.П., Меншуткин В.В., Петрова Н.А. Руховец Л.А. Моделирование экосистем больших стратифицированных озер. Наука. СПб. 2003. 362 с.
2. Jochen Appt, Jörg Imberger, Helmut Kobus. Basin-scale motion in stratified Upper Lake Constance. *Limnol. Oceanogr.*, 2004, 49(4), 919–933.
3. Farmer, D. F.. Observation of long nonlinear waves in a lake. *J. Phys. Oceanogr.* 1978. 8: 63–73.
4. Thorpe, S. A., Hall A. The internal surge in Loch Ness. *Nature.* 1972. 237: 96–98.
5. Самолубов Б.И., Литвинов Е.А. Массообмен в озерном заливе при наличии придонного течения и внутренних сейш. *Физические проблемы экологии. М.: МАКС ПРЕСС. 2008. № 15. С. 344 – 351.*

**Мезомасштабные атмосферные циклонические вихри в черноморском
регионе**

Яровая Дарья Александровна

Соискатель

*Морской гидрофизический институт Национальной академии наук Украины,
Факультет автоматизации и вычислительной техники, Севастополь, Украина*

E-mail: darik777@i.ua

В настоящей работе ставится задача изучения статистики мезомасштабных циклонов в Черноморском регионе с использованием данных о приводном ветре с высоким пространственным разрешением (25x25 км) и часовой дискретностью по времени за 1961–1990 гг. Этот массив данных получен в результате численных расчетов атмосферной циркуляции с использованием региональной модели PRECIS [1], на вход которой подаются данные с низким пространственным разрешением с выхода совместной глобальной модели HadAM3P.

Предварительный анализ поля ветра над Черным морем показал, что большую часть времени ветер над морем пространственно однородный. Это связано с тем, что типичные синоптические процессы имеют масштаб, больший размера Черного моря. Нарушения однородности возникают при прохождении центра циклона или фронта над морем, при типичной для лета локальной антициклонической циркуляции в западной части моря, а также при обтекании прибрежных гор. Из всех этих случаев в данной работе были рассмотрены только интенсивные субсиноптические циклоны открытого моря, и вихри, связанные с обтеканием Кавказа.

Для выявления циклонических вихрей в поле ветра использовался критерий Окубо–Вейсса [2], который рассчитывается по формуле

$$(Vx + Uy)^2 + (Ux - Vy)^2 - (Vx - Uy)^2,$$

где U и V – зональная и меридиональная компоненты скорости. Критерий Окубо–Вейсса достигает минимальных отрицательных значений для круглого вихря, в котором деформация отсутствует, и максимальных положительных значений в чисто деформационном поле скорости без вращения.

На рис. 1 показано распределение циклонов над Черным морем за 30 лет. Диаметр кружка соответствует количеству часов, проведенных циклонами в ячейке размером 25x25 км. Для наглядности многочисленные слабые и мелкие циклонические вихри, образующиеся на понтийском и крымском побережьях, не показаны.

На основании рис. 1 можно выделить три группы черноморских мезомасштабных циклонических вихрей:

1. Кавказские прибрежные вихри, центры которых расположены у Кавказского берега.

На рис. 2 приведен композит приводной скорости ветра для кавказского прибрежного вихря. Вихри этой группы выделялись по коэффициенту корреляции скорости ветра с композитом. На основании этого рисунка можно сделать вывод, что вихри первой группы образуются при обтекании Кавказских гор сильным северным ветром, и имеют форму полукруглой струи с циклонической кривизной, прижатой к берегу. Для

циклонических вихрей этой группы характерен сезонный цикл: максимум случаев возникновения приходится на позднюю осень – зиму, минимум — на лето.

2. Кавказские «оторвавшиеся» вихри, центры которых находятся в открытой юго-восточной части моря. На рис. 3 приведен композит приводной скорости ветра для кавказского «оторвавшегося» вихря. Вихри для этой группы также выделялись по коэффициенту корреляции скорости ветра с композитом. Композит на рис. 3 показывает, что кавказские вихри этой группы образуются при слабом преимущественно северном ветре, полностью выходят на море, имеют круглую форму. Для кавказских «оторвавшихся» вихрей также четко выражен сезонный цикл, и максимум случаев возникновения здесь приходится на лето, минимум — на зиму. Кроме того, для вихрей этой группы характерен еще и суточный цикл: в основном вихри образуются в послеполуденные часы (16–22), достигают зрелой стадии ночью (22–06) и затухают утром (08–10). Среднее время существования вихрей этой группы составляет 12 часов.

3. Циклонические вихри открытого моря, возникающие и перемещающиеся над всей акваторией Черного моря, не привязанные к какому-то конкретному месту. Типичная траектория мезомасштабного циклона открытого моря - появление в западной части Черного моря, перемещение преимущественно в северо-восточном направлении, с обгибанием в некоторых случаях Крымского полуострова и выходом на сушу. Кроме этого типичного маршрута, имеются также и другие разнообразные траектории перемещения циклонов.

Литература

1. <http://precis.metoffice.com/>
2. W.B. Daniel, M.A. Rutgers. Topology of two-dimensional turbulence. Physical Review Letters. 2002, 89, 1-4.

Иллюстрации

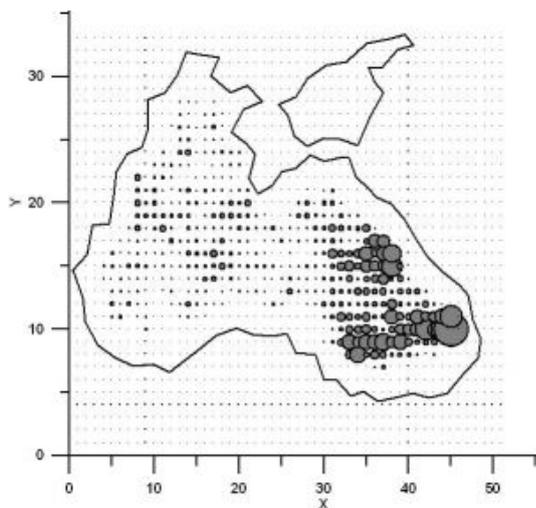


Рис. 1: Распределение циклонических вихрей над Черным морем за 30 лет. Размер кружка соответствует количеству часов, проведенных циклоническими вихрями в ячейке размерами 25x25 км. Максимальный радиус «пузырька» соответствует 19 часам, минимальный — 1 часу. По осям X и Y отложены относительные координаты.

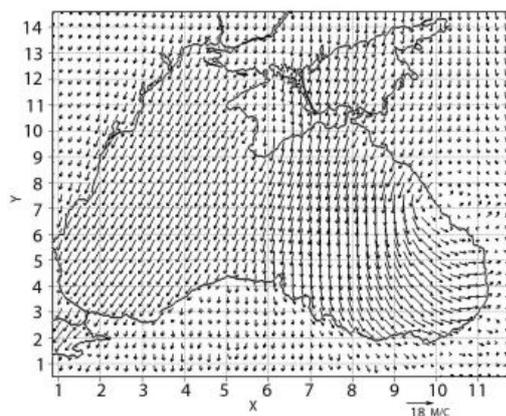


Рис. 2: Композит приповерхностной скорости ветра (м/с) для кавказских прибрежных циклонических вихрей за 30 лет. По осям X и Y отложены относительные координаты.

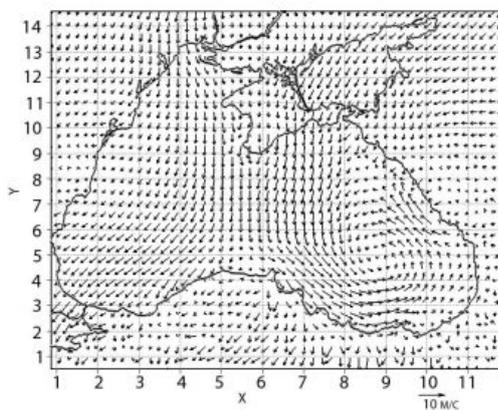


Рис. 3: Композит приповерхностной скорости ветра (м/с) для кавказских «оторвавшихся» циклонических вихрей за 30 лет. По осям X и Y отложены относительные координаты.

МАТЕМАТИКА И ИНФОРМАТИКА

**Председатель подсекции
проф. Ягола Анатолий Григорьевич**

Решение стационарного уравнения диффузия-адвекция в виде контрастной структуры типа ступеньки

Антипов Евгений Александрович

Студент

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия
E-mail: a.evgen.a@gmail.com

Постановка задачи.

Построение асимптотики решения краевой задачи

$$\begin{cases} \varepsilon \frac{d^2 u}{dx^2} = A(u, x) \frac{du}{dx} + B(u, x), \\ x \in D = \{0 < x < 1\}, \\ u(0, \varepsilon) = u^0, \quad u(1, \varepsilon) = u^1, \end{cases} \quad (1)$$

в виде контрастной структуры типа ступеньки.

Для задачи (1) строится асимптотика в виде контрастной структуры типа ступеньки (КСТС) при следующих условиях:

Условие У1. \exists функция φ_l - решение задачи

$$\begin{cases} A(u, x) \frac{du}{dx} + B(u, x) = 0, x \in D \\ u(0) = u^0 \end{cases} \quad (2)$$

и \exists функция φ_r - решение задачи

$$\begin{cases} A(u, x) \frac{du}{dx} + B(u, x) = 0, x \in D \\ u(1) = u^1 \end{cases} \quad (3)$$

Такие, что $\varphi_l^* < \varphi_r^*$, $A(\varphi_l, x) > 0$, $A(\varphi_r, x) < 0$, $x \in D$

Асимптотика строится отдельно слева и справа от точки \hat{x} , которая называется точкой перехода и находится в процессе построения асимптотики

Асимптотика имеет вид:

$$u = \bar{u}_0(x) + \varepsilon \bar{u}_1(x) + \dots + Q_0(\xi) + \varepsilon Q_1(\xi) + \dots$$

где $\xi = (x - \hat{x})/\varepsilon$

регулярная часть асимптотики:

$$\bar{u}_i(x) = \begin{cases} \bar{u}_i^{(l)}(x), & x \in [0, \hat{x}], \\ \bar{u}_i^{(r)}(x), & x \in [\hat{x}, 1]; \end{cases} \quad (4)$$

функция, описывающая переход решения с нижнего корня вырожденного уравнения на верхний:

$$Q(\xi) = \begin{cases} Q^{(l)}(\xi), & \xi < 0, \\ Q^{(r)}(\xi), & \xi > 0. \end{cases} \quad (5)$$

Точка перехода строится в виде ряда

$$\hat{x} = \hat{x}_0 + \varepsilon \hat{x}_1 + \dots \quad (*)$$

Уравнение для x_0 есть условие существования КСТС

$$\int_{\varphi_l(\hat{x}_0)}^{\varphi_r(\hat{x}_0)} A(u, \hat{x}) du = 0. \quad (6)$$

Для остальных слагаемых ряда (*) получается линейное уравнение

$$D * \hat{x}_n = G_n$$

где D и G_n - известные величины

Потребуем дополнительно выполнение следующих условий

Условие У2.

$$\int_{\varphi_l(x)}^{Q_0(\hat{x}, \xi) + \bar{u}_0} A(u, \hat{x}) du > 0 \quad (7)$$

Условие У3.

$$D < 0 \quad (8)$$

Условие У4.

$$\left. \frac{\partial}{\partial u} \left(A(u, x) \frac{du}{dx} + B(u, x) \right) \right|_{\bar{u}_0} > 0, x \in \Omega \quad (9)$$

Пусть $u_n = \sum_{i=0}^n \varepsilon^i (\bar{u}_i^* + Q_i(\xi)) \quad (**)$

Теорема. При выполнении условий У1-У4 существует единственное решение $u(x, \varepsilon)$ задачи (1), функции u_n является её асимптотическим приближением, т.е.

$$|u_{(x, \varepsilon)} - u_n| = O(\varepsilon^{n+1})$$

**Динамика резких переходных слоев в решении задачи
реакции-диффузии-адвекции**

Дмитриев А.В., Грачёв Н.Е.

Студент

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический
факультет, Москва, Россия
E-mail: dmitriev_a.v@mail.ru*

В нефтяной отрасли является актуальным построение эффективного подхода к описанию фронта внутрипластового горения и оценке его параметров в задачах разработки новых методов нефтедобычи, в частности, термогазового метода. В основе термогазового метода [1] лежит способность пластовой нефти вступать в реакцию с нагнетаемым кислородом, вследствие чего выделяется достаточное количество тепла и существенно снижается вязкость нефти. Процессы горения протекают в тонком переходном слое, поэтому фронт горения можно представить в виде разрыва с резкими переходными слоями по температуре и концентрациям веществ. [2].

Существует обширная литература (см., например [2], [3]), посвященная построению математических моделей формирования и динамики фронта вытеснения на основе систем дифференциальных уравнений в частных производных, учитывающих гидродинамику процесса, перенос тепла, фазовые переходы и химические реакции. Математическое моделирование и анализ полных моделей позволили параметризовать ряд процессов и упростить исходную модель, сведя ее к уравнению типа реакция-диффузия-адвекция (РДА)

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \Delta u - \frac{1}{\varepsilon^2} f(u) + \vec{v} \nabla u$$

где u - концентрация окислителя, $f(u)$ - нелинейная скорость реакции, \vec{v} - адвекция, $\varepsilon > 0$ - малый параметр.

Асимптотические методы позволяют описать процесс формирования и динамику фронта, оценить его ширину и время формирования, а также определить форму фронта в каждый момент времени путем решения уравнения движения резкого переходного слоя

$$\frac{\partial h_0}{\partial t} - \frac{\partial^2 h_0}{\partial y^2} \left[1 + \left(\frac{\partial h_0}{\partial y} \right)^2 \right]^{-2} - \nu(y) = 0$$

здесь h_0 - функция, описывающая положение фронта во времени.

Указанное асимптотическое представление является достаточно простым, что чрезвычайно важно для эффективного получения оценок различных параметров системы. Кроме того, аналитическое или численное решение уравнения движения фронта введенного в работе на основе предложенного подхода, позволяет адекватно описывать динамику фронта. Использование данного уравнения при математическом моделировании процессов движения устойчивых фронтов различной природы существенно ускоряет получение приближенных решений при приемлемой точности вычислений, что приводит к повышению эффективности численных расчетов.

Литература

1. Боксерман А.А., Ямбаев М.Ф. Термогазовый метод повышения нефтеотдачи месторождений легкой нефти. Сб. научн. тр. ВНИИнефть, вып. 129. Теория и практика разработки нефтяных месторождений. М.: 2003 г., с. 14-21.
2. I.Y. Akkutlu, Y.C. Yortsos, The dynamics of combustion fronts in porous media, SPE 63225 (2000).
3. U.K. Acharya, W.H. Somerton, Theoretical study of in-situ combustion in thick inclined oil reservoirs, SPE 7967 (1979).

Метод граничной коррекции для генерации неструктурированной сетки в трехмерных областях.

Коняев Денис Алексеевич

Студент

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия

E-mail: konyaev@physics.msu.ru

Численно дифференциальные задачи в сложных областях можно решать методом конечных элементов, для которого необходимо уметь генерировать неструктурированные сетки в соответствующих областях. Для этого была написана программа, способная создавать неструктурированные сетки в трёхмерных областях при помощи метода граничной коррекции, при условии задания гладкой границы в виде уравнения в сферической системе координат. Также в программе имеется возможность усложнения области путём удаления из неё областей, на которые наложены те же требования.

При этом было замечено, что можно получить неплохой результат и при пересечении исходной области с вырезанными. Для этого нужно взять достаточно малый шаг исходной сетки.

В связи с тем, что метод граничной коррекции для двумерных областей похож на таковой в трёхмерной области, путём несложной доработки, программа получила возможность создания треугольных сеток и в двумерных областях, на которых накладываются аналогичные требования.

При реализации метод граничной коррекции был разделён на два основных этапа: Смещение точек на границу.

Проверка на возможность сдвига. Проводится путём сравнения знаков при подстановке точек в уравнение.

Расчет всех возможных сдвигов. Методом деления отрезка пополам.

Выбор наилучшего из возможных сдвигов (в данном случае наименьший).

Неужные точки, расположенные за границей и не сдвинутые на неё помечаются как отбрасываемые и в дальнейшем использоваться не будут.

При реализации этого этапа внесены небольшие изменения в метод граничной коррекции предписывающий сдвигать точки только в одном направлении по каждой оси. В написанной программе точки могут сдвигаться по обоим направлениям каждой оси (здесь имеется в виду декартова система координат, вершины генерируемой сетки также сохраняются в декартовой системе координат, в отличие от уравнения границы).

Распределение точек по конечным элементам (тетраэдры в трёхмерном случае и треугольники в двумерном). Этот этап различен в двумерной и трёхмерной областях, однако принципиально идея одна и та же.

После работы первого этапа все точки исходной сетки имеют переключатели, показывающие надо ли их использовать при группировке в конечные элементы. Теперь программа проверяет каждую ячейку исходной сетки и узнает, сколько в ней осталось точек и в зависимости от этого идёт распределение по конечным элементам. В связи с тем, что в трёхмерном случае узлов в ячейке исходной сетки восемь, а в тетраэдр

определяются по четыре узла, то программе нужно выбрать один из девяти вариантов. В этом и состоит отличие от двумерного случая там вариантов только два.

Программа предоставляет пользователю визуально убедиться в пригодности сетки, отображая её на экран после генерации. Если сетка устраивает пользователя можно сохранить её в файл.

Итоговая сетка представляет собой массив тетраэдров, состоящих из четырёх вершин, каждая из которых представляет собой три координаты типа «double» и глобальный номер узла в сетке. Вся эта структура – объект, состоящий из объектов, которые в свою очередь состоят из объектов.

В программе также есть возможность загрузить в оперативную память, ранее сохранённую сетку.

Дальнейшее развитие программы может идти по следующим направлениям:

Улучшение качества конечных элементов путём перебора всевозможных вариантов их создания.

Расширение возможностей задания границы.

Добавление возможности создание сетки альтернативным вариантом, то есть методом исчерпывания.

Примеры работы программы прилагаются.

Литература

1. Шайдуров В.В. Многосеточные методы конечных элементов. Москва «Наука» Главная редакция физико-математической литературы., 1989.
2. Галанин М.П., Щеглов И.А. Разработка и реализация алгоритмов трехмерной триангуляции сложных пространственных областей: прямые методы. М., 2006.
3. Frey P.J., George P.-L. Mesh Generation Application to Finite Elements. Hermes Science Europe Ltd., 2000.

Иллюстрации

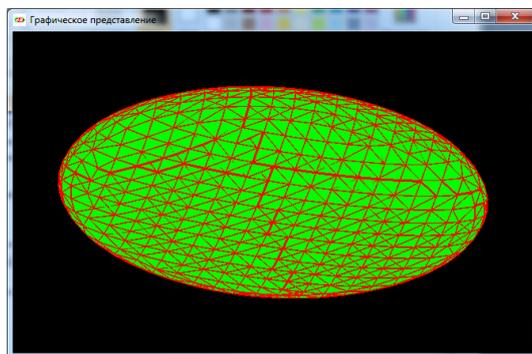


Рис. 1

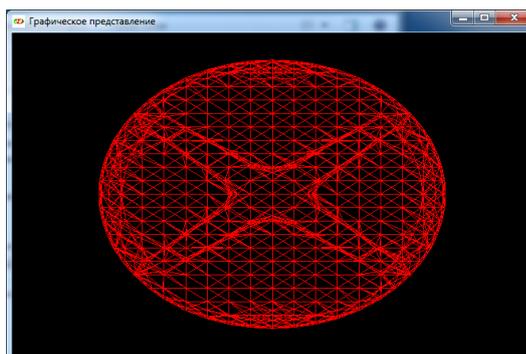


Рис. 2

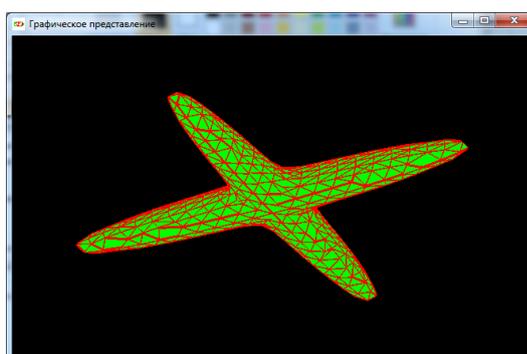


Рис. 3

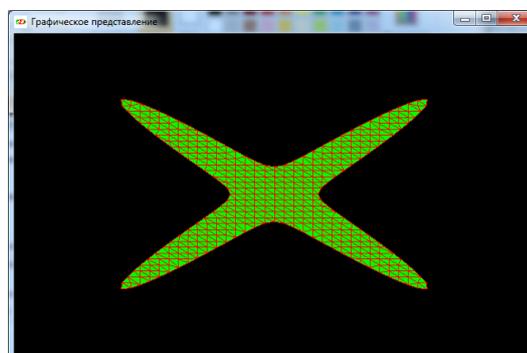


Рис. 4

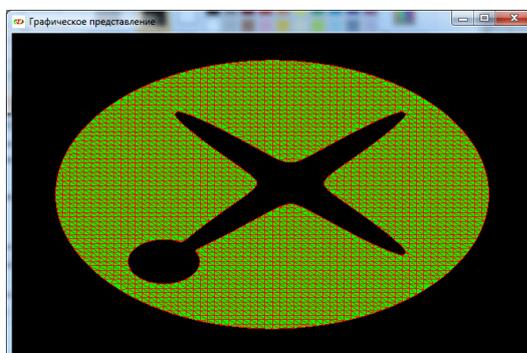


Рис. 5

**Численное исследование ламинарного и турбулентного горения водорода
на основе различных кинетических схем и моделей**

Лесневский Константин Эдуардович

Студент

Московский физико-технический институт, ФМБФ, Москва, Россия

E-mail: kos_les@mail.ru

В настоящее время водород рассматривается как перспективный вид топлива, сочетающий высокое энерговыделение и экологичность по сравнению с традиционными углеводородными топливами. Поэтому исследованию горения водорода уделяется большое внимание, как с научной, так и с практической точек зрения. Водород является более простым топливом по сравнению с углеводородами, и кинетика его окисления часто используется при создании и тестировании более сложных кинетических схем. Полученные результаты используются в энергетике, двигателестроении, химической промышленности.

Начиная с пионерских работ Н. Н. Семенова [1], известно, что горение водорода представляет собой последовательность реакций, протекающих по цепному механизму, описываемому кинетическими схемами, включающими себя взаимодействие молекул H_2 , O_2 , H , OH , H_2O , HO_2 , H_2O_2 . При расчете турбулентного горения водорода необходимо привлекать соответствующие модели горения, поскольку модели турбулентности дают лишь осредненные значения концентраций и температуры, при этом, вследствие сильной нелинейности закона Аррениуса, средняя скорость реакции не равна скорости при средней температуре. Взаимодействие турбулентности и кинетики химической реакции недостаточно изучено, особенно при наличии реакций с тепловыделением. В настоящее время широко используются упрощенные модели с бесконечно большой скоростью реакции, которые не учитывают кинетики и включают только исходные вещества и конечные продукты. Такие модели, как и глобально-кинетические схемы, например [4], не позволяют получить распределение промежуточных веществ. Особый интерес представляют модели турбулентного горения с детальной химической кинетикой.

В данной работе исследование турбулентного горения водорода проводится на основе различных кинетических схем и моделей с использованием программы TFSim (Turbulent Flame Simulator), разработанной в Лаборатории термогазодинамики и горения в Институте Проблем Механики им. А.Ю. Ишлинского РАН.

На первом этапе выполнения работы было проведено численное моделирование распространения одномерного ламинарного предварительно перемешанного водородно-воздушного пламени по трубе от открытого конца с использованием глобальной кинетической схемы [4]. Получены профили концентраций и температур и зависимость скорости распространения фронта горения от коэффициента избытка топлива. Показано, что данная схема позволяет получить хорошее согласие расчетной скорости фронта горения с экспериментальными данными [3] при использовании эффективных коэффициентов диффузии и теплопроводности – см. рис. 1. Модификация коэффициентов переноса осуществлялась за счет уменьшения чисел Прандтля и Шмидта, что учитывает значительно большие коэффициенты диффузии водорода за счет его малой молекулярной массы.

На втором этапе работы проведено исследование горение водорода в осесимметричном турбулентном факеле в спутном потоке воздуха. Расчеты проведены на основе двух моделей турбулентного горения: 1) «дробления вихрей» (EBU) с бесконечно быстрыми реакциями и 2) «концепции диссипации вихрей» (EDC) [2] с детальной кинетической схемой [5], включающей 12 элементарных реакций с взаимодействием 9-и компонент. Получены профили и двумерные поля температуры и концентрации. Проведено сравнение результатов двух моделей. Стоит подчеркнуть, что при использовании модели EDC с детальной кинетикой были получены двумерные поля концентраций промежуточных веществ H, O, OH, HO₂, H₂O₂, которые не могут быть получены в моделях с бесконечно быстрыми реакциями или с глобальной кинетикой. Результаты численного исследования турбулентного горения водорода сравниваются с экспериментом [6]

Литература

1. Семёнов Н.Н. Цепные реакции. М., 1934.
2. Gran I.R., Magnussen B.F. // Comb. Sci. and Tech., 191, 1996.p. 119.
3. Kwon O.C., Faeth G.M. // Combust. Flame, 124, 2001 p.590–610.
4. Marinov N.M., Wesbrook C.K., and Pitz W.J. Detailed and Global Chemical Kinetic Model for Hydrogen // Transport Phenomena in Combustion Volume 1, Taylor and Francis. Washington D.C., 1996.
5. Miller P. H., Mitchell R., Smooke M., and Kee, R. Towards a comprehensive chemical kinetic mechanism for the oxidation of acetylene: comparison of model predictions with results from flame and shock tube experiments // 19th Symp. (Int.) on Combustion, the Combustion Institute, Pittsburgh.
6. Barlow R. S. Sandia H₂/He Flame Data - Release 2.0, <http://www.ca.sandia.gov/TNF>, Sandia National Laboratories , 2003.

Иллюстрации

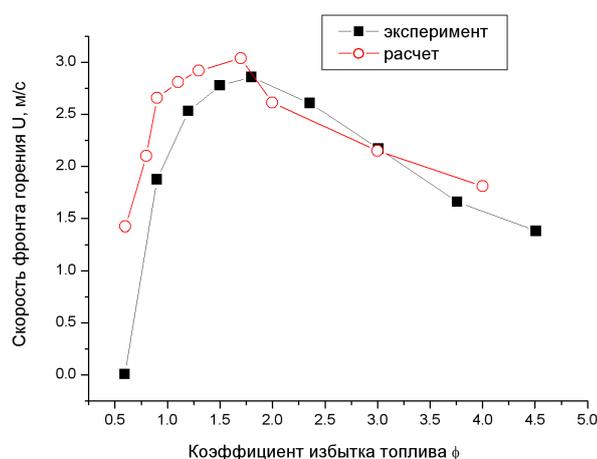


Рис. 1: Рис.1: Скорость распространения ламинарного пламени в предварительно перемешанной смеси водород-воздух при давлении 1 атм: сопоставление расчетов по кинетической схеме [4] с экспериментами [3]

Использование многопроцессорных систем для восстановления параметров намагниченности

Лукьяненко Дмитрий Витальевич

Аспирант

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия

E-mail: lukyanenko-dmitry@yandex.ru

Решается задача восстановления пространственного распределения вектора намагниченности, соответствующего некоторому заданному телу. Данная задача является вычислительно ресурсоемкой, поэтому при ее решении обычно используются следующие подходы: либо исследуемое тело разбивается на достаточно крупные элементы (сопоставимые с характерными размерами исследуемого объекта) и восстанавливаются векторы намагниченности, соответствующие этим элементам разбиения [4], либо исследуемый объект аппроксимируется более простым телом (к примеру, эллипсоидом вращения), для которого применяются известные аналитические преобразования, которые сильно упрощают численное решение поставленной задачи [3]. Но данные упрощения сильно сказываются на точности получаемых результатов, потому что в прикладных задачах в первую очередь представляет интерес непрерывное распределение вектора намагниченности по поверхности исследуемого тела (к примеру, по поверхности корпуса корабля [4]). Предлагается решать возникающую задачу поиска непрерывного распределения вектора намагниченности по поверхности какого-либо тела с использованием многопроцессорных систем.

В рассматриваемой задаче необходимо решать интегральное уравнение Фредгольма I рода следующего вида:

$$\vec{B}(x_s, y_s) = \int_{\Omega} K(x - x_s, y - y_s, z - z_s) \vec{M}(x, y, z) d\sigma, \quad (1)$$

где \vec{M} – неизвестная векторная функция, соответствующая восстанавливаемому вектору намагниченности и определенная на поверхности Ω , \vec{B} – измеренные значения магнитного поля в плоскости измерительных датчиков и K – ядро интегрального оператора, определяемое из физических соображений. При решении этой некорректно поставленной задачи реализуется алгоритм, основанный на минимизации функционала Тихонова с выбором параметра регуляризации α в соответствии с обобщенным принципом невязки [1]. Для отыскания экстремали функционала Тихонова используется метод проекции сопряженных градиентов. Для уравнения (1) конечно-разностная аппроксимация функционала Тихонова примет следующий вид:

$$F^\alpha[\vec{M}] = \sum_{k=1}^{N_s} \sum_{l=1}^{N_t} \sum_{i=1}^3 \left[\sum_{p=1}^{N_x} \sum_{j=1}^{N_y} \sum_{m=1}^3 K_{k-p, l-j}^{im} M_{pj}^m \Delta x \Delta y - B_{kl}^i \right]^2 \Delta s \Delta t + \alpha \Omega [\vec{M}] \quad (2)$$

Из формулы (2) видно, что функционал состоит из несвязанных между собой групп слагаемых (по k , l и i) [2]. Аналогичная ситуация имеет место и для градиента функ-

ционала Тихонова, который необходимо вычислять при реализации метода проекции сопряженных градиентов [1]. Вышесказанное дает возможность применения многопроцессорной системы [5]. Задачу можно распараллелить, т.е. переписать программу таким образом, чтобы независимые части программы выполнялись на разных процессорах. Это дает нам существенное сокращение времени работы программы и возможность производить расчеты для восстановления непрерывного распределения вектора намагниченности по любой заданной поверхности, что очень важно в прикладных задачах.

В работе предлагаются схемы распараллеливания поставленной задачи и показывается их эффективность. Проведены модельные расчеты и обработка экспериментальных данных.

Литература

1. Тихонов А.Н., Гончарский А.В., Степанов В.В., Ягола А.Г. Численные методы решения некорректных задач. М.: Наука, 1990.
2. Ягола А.Г., Васильев М.П. Применение многопроцессорных систем для решения двумерных интегральных уравнений Фредгольма 1-го рода // Вычислительные методы и программирование. 2002. 4, №1.
3. F.M. Duthoit, L. Krahenbuhl and A. Nicolas. The boundary integral equation method for the extrapolation of field measurement // IEEE Trans. on MAG, Vol. 21, No.6, Nov. 1985.
4. Y.H. Pei and H.G. Yeo. Sequential inversion of ship magnetization from measurements // 3rd Marine Electromagnetics, Stockholm, Sweden, July. 2001.
5. Суперкомпьютерный комплекс Московского Университета: <http://parallel.ru/cluster/>

Слова благодарности

Автор благодарит РФФИ за финансовую поддержку (гранты №08-01-00160-а и №10-01-91150-ГФЕН_а).

Спектры сингулярности для процессов зарождения сеансов передачи данных.

Мазурин Владимир Леонидович

Студент

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия
E-mail: mazurinv@gmail.com*

В настоящее время, с развитием сети интернет, увеличивается объем данных, передаваемых клиентами. Существующие модели описания потоков данных устаревают. В данных моделях появляется необходимость учитывать логику управления магистральными потоками, методы предотвращения перегрузок, акты транспорта данных и характеристики прикладных сеансов. Высокие скорости ретрансляции с группировкой серии кадров в длинные цуги делают практически бессмысленным покадровое описание потока. Разумным выходом из ситуации может быть разложение магистрального потока на совокупность сеансов, каждый из которых характеризуется тремя параметрами – временем зарождения, объемом переданных данных и длительностью. Часть из этих параметров формально введена в стандарт описания и анализа NetFlow [1].

Рассмотрим один из параметров – время зарождения сеанса, регистрируемое по обращению к серверу доменных имен Телекоммуникационной системы физического факультета МГУ.

Потоки данных обладают свойством нестационарности – частота появления пакетов в канале постоянно меняет свою величину. То есть распределение вероятности величины $w(t)$ не постоянно во времени [2]. Также возникают корреляционные зависимости в потоке из-за внутреннего строения узлов, находящихся на пути потока. Характер трафика (то есть потока данных) как временного процесса обладает фрактальными свойствами самоподобия. Это приводит к некоторым закономерностям в поведении трафика. Поэтому он может быть описан с помощью хаотической модели.

Для анализа фрактальной размерности временного ряда, описывающего поток данных, а также нахождения спектра сингулярности, применяется метод максимумов модулей вейвлет преобразования (ММВП) [3]. Причем спектр сингулярностей находится с помощью преобразования Лежандра. Анализ осуществляется в программе Spectra_Analyzer.

Возможности Spectra_Analyzer [4]

- оценивает спектр мощности
- оценивает тренд и выполняет процедуру устранения тренда
- выполняет полосовую частотную фильтрацию временного ряда
- производит нелинейную пороговую вейвлет-фильтрацию
- выделяет длинные цепи скелета максимума модулей непрерывных вейвлет-преобразований
- оценивает мультифрактальный спектр сингулярности для выделенных фрагментов

С помощью метода ММВП был получен спектр сингулярности временного ряда. Пик данного спектра наблюдается при $\alpha=0.41$. Следовательно размерность времен-

ного ряда равна $\alpha_{max}=0.41$. Это позволяет сделать вывод о том, что данный процесс антикоррелирован ($\alpha < 0.5$).

Литература

1. <http://en.wikipedia.org/wiki/Netflow>
2. Шелухин О.И., Осин А.В., Смольский С.М. Самоподобие и фракталы. Телекоммуникационные приложения. / Под ред. О.И.Шелухина. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008.
3. Мультифрактальный анализ сложных сигналов. А.Н. Павлов, В.С. Анищенко, УФН, Август 2007, Том 177, №8
4. А.А. Любушин Разведочный анализ свойств временных рядов.

Иллюстрации

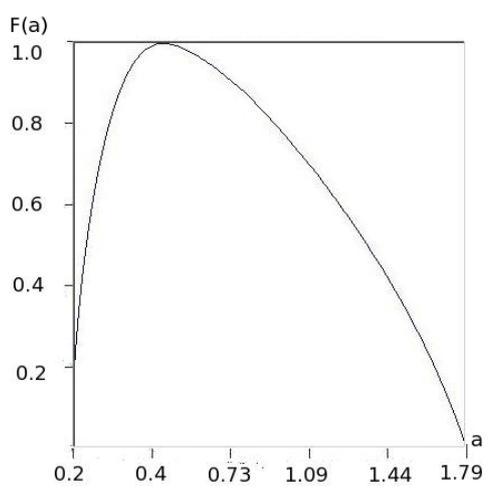


Рис. 1: спектр сингулярности статистики зарождения потоков.

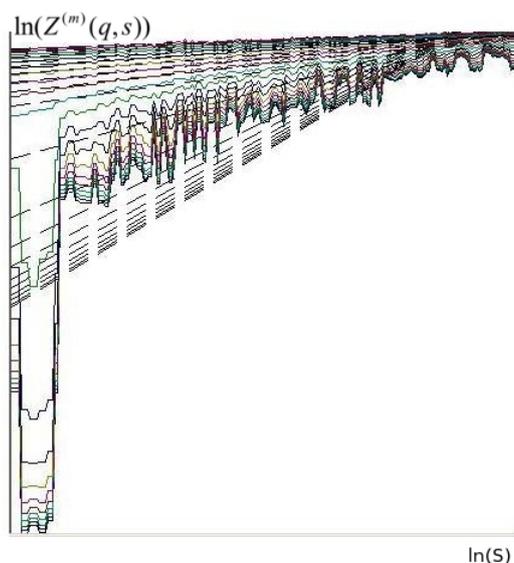


Рис. 2: Логарифм среднего значения масштабно-зависимых мер вариативности сигнала в степени q и последующего возведения результатов усреднения в степень $1/q$, после исключения локальных масштабно-зависимых трендов ортогональными полиномами порядка m , в зависимости от логарифмов масштаба

Контрастная структура типа ступеньки в сингулярно возмущённой системе уравнений.

Мельникова Алина Александровна

Студент

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический,
Москва, Россия

E-mail: aa-melnikova@yandex.ru

Постановка задачи .

Рассматривается система уравнений

$$\begin{aligned} \varepsilon^4 u'' &= f(u, v, x, \varepsilon); & \varepsilon^2 v'' &= g(u, v, x, \varepsilon), \\ u'(0) &= u'(1) = 0, & v'(0) &= v'(1) = 0. \end{aligned}$$

с разными степенями малого параметра $\varepsilon > 0$ в области $(u, v, x, \varepsilon) = \bar{I}_u \times \bar{I}_v \times [0, 1] \times (0; \varepsilon_0]$, где \bar{I}_u, \bar{I}_v - некоторые области изменения переменных u и v , соответственно, $\varepsilon_0 > 0$.

Требования к системе :

(A1) Пусть уравнение $f(u, v, x, \varepsilon) = 0$ имеет относительно u три корня $u = \varphi^i(v, x)$, $i = 1, 2, 3$, такие что $\varphi^1(v, x) < \varphi^2(v, x) < \varphi^3(v, x)$; причем $f_u(\varphi^{1,3}(v, x), v, x) > 0$; $f_u(\varphi^2(v, x), v, x) < 0$; $x \in (0, 1)$.

(A2) Пусть каждое из уравнений $h^i(v, x) \equiv g(\varphi^i(v, x), v, x) = 0$, $i = 1, 2, 3$ имеет решение $v = v^i(x)$, причем выполнены неравенства $v^1(x) < v^3(x)$; $h_v^{1,3}(v, x) > 0$.

(A3) Пусть система

$$\begin{aligned} A_0 &= \int_{v^1(x_0)}^{v_0} h^1(v, x_0) dv + \int_{v_0}^{v^3(x_0)} h^3(v, x_0) dv = 0, \\ B_0 &= \int_{\varphi^1(v_0, x_0)}^{\varphi^1(v_0, x_0)} f(u, v_0, x_0) du = 0, \end{aligned}$$

имеет единственное решение $(x_0, v_0) : x_0 \in [0, 1], v_0 \in (v^1, v^3)$, причем $\frac{D(A_0, B_0)}{D(x_0, v_0)} < 0$.

(A4) Пусть $g_u(u, v, x, \varepsilon) \leq 0$; $f_v(u, v, x, \varepsilon) \leq 0$; $(u, v, x, \varepsilon) = \bar{I}_u \times \bar{I}_v \times [0, 1] \times (0; \varepsilon_0]$.

(A5) $\int_{\varphi^1(v_0, x_0)}^{\varphi^1(v_0, x_0)} f(u, v_0, x_0) du \leq 0$.

Для этой системы в работе А. Б. Васильевой [2] построена равномерная на всем промежутке асимптотика решения с остаточным членом $O(\varepsilon^{n+1})$:

$$\begin{aligned} U_n(x, \varepsilon) &= \sum_{k=0}^n \varepsilon^k (\bar{u}_k(x) + Q_k u(\tau) + M_k u(\sigma) + P_k u(\rho) + R_k u(\xi)) + \varepsilon^{n+1} \omega(\sigma), \\ V_n(x, \varepsilon) &= \sum_{k=0}^n \varepsilon^k (\bar{v}_k(x) + Q_k v(\tau) + M_k v(\sigma) + P_k v(\rho) + R_k v(\xi)) + \varepsilon^{n+1} \omega(\sigma), \end{aligned}$$

имеющая вид контрастной структуры типа ступеньки, то есть обладающая внутренним переходным слоем. Здесь \bar{u}_k, \bar{v}_k представляют регулярную часть решения. Гладкость асимптотики обеспечивают бесконечно дифференцируемые функции ω . Для решения характерно также наличие пограничных слоев вблизи концов отрезка $(0,1)$, описываемых функциями P, R .

Асимптотическое решение построено с применением процедуры метода функций переходного слоя: Q, M . Особенность задачи заключается в возникновении переходного слоя с различными пространственными масштабами вблизи некоторой, определяемой по ходу решения, точки $x^* \in (0, 1)$.

Обоснование асимптотики произвольного порядка проводится методом дифференциальных неравенств с построением верхнего и нижнего решений. В результате сформулирована теорема:

Теорема. При выполнении условий (A1)-(A5) при достаточно малом $\varepsilon > 0$ на отрезке $[0,1]$ существует точка $x^* = x_0 + \varepsilon x_1 + \varepsilon x_2 + \dots$ и функции $U_n^{(-)}(x, \varepsilon), V_n^{(-)}(x, \varepsilon)$ ($x \in [0, x^*]$), а также $U_n^{(+)}(x, \varepsilon), V_n^{(+)}(x, \varepsilon)$ ($x \in [x^*, 1]$), которые гладко соединяются в точке x^* , такие что

$$\begin{aligned} \varepsilon^4 U_n'' - f(U_n, V_n, x, \varepsilon) &= O(\varepsilon^{n+1}), \\ \varepsilon^2 V_n'' - g(U_n, V_n, x, \varepsilon) &= O(\varepsilon^{n+1}), x \in [0, 1], \end{aligned}$$

$$\left. \frac{dU_n}{dx} \right|_{x=0} = \left. \frac{dU_n}{dx} \right|_{x=1} = \left. \frac{dV_n}{dx} \right|_{x=0} = \left. \frac{dV_n}{dx} \right|_{x=1}.$$

И существует единственное решение $u(x, \varepsilon), v(x, \varepsilon)$ задачи, для которого функции $U_n(x, \varepsilon), V_n(x, \varepsilon)$ являются равномерным на $(0,1)$ асимптотическим приближением с точностью порядка $O(\varepsilon^{n+1})$.

Для наглядной иллюстрации справедливости доказанной теоремы сконструирован пример задачи такого типа

$$\begin{aligned} \varepsilon^4 u'' &= u(u-x)(u+0.5); & \varepsilon^2 v'' &= v-u-1, \\ u'(0) &= u'(1) = 0, & v'(0) &= v'(1) = 0, \end{aligned}$$

для которого произведен численный расчет (Рис.1).

Литература

1. Бутузов В.Ф., Неделько И.В. Контрастная структура типа ступеньки в сингулярно возмущенной системе эллиптических уравнений с разными степенями малого параметра. //Ж. вычисл. матем. и матем. физики. 2000. Т40. №6. С.877-893.
2. A.V.Vasil'eva. Contrasting structures in systems of singularly perturbed equations. //Comp. Maths Math.Phys., Vol. 34, No. 8/9, pp. 1007-1017, 1994.

Слова благодарности

Автор выражает благодарность научному руководителю к.ф.-м.н. Н.Т.Левашовой за помощь в подготовке работы.

Иллюстрации

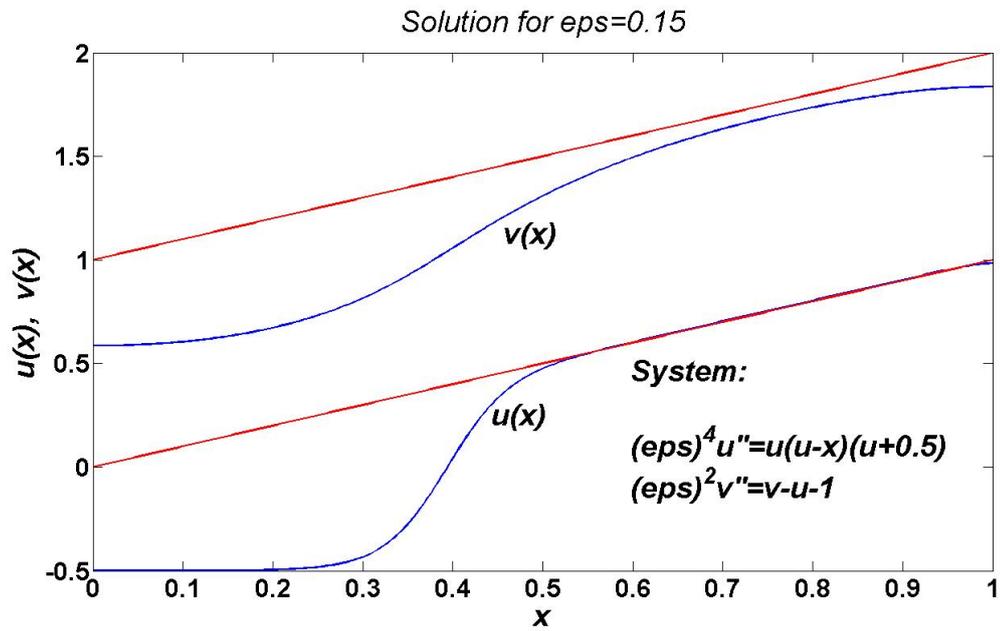


Рис. 1

Расчет кирального волновода методом конечных элементов

Мошнина Гузелия Викторовна

Студент

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия
E-mail: m_guzelia@mail.ru

В работе исследуется плоскопараллельный волновод, представляющий собой область между двумя бесконечными идеально проводящими параллельными пластинами, соответствующими $x = 0$ и $x = a$. В волновод помещена вставка из кирального вещества с параметрами ε , μ , χ , заполняющая пространство между плоскостями $z = 0$ и $z = z_0$. Будем считать, что параметры среды не зависят от переменной y . В этом случае поля в волноводе являются функциями только переменных x и z . Область волновода вне вставки, соответствующая $z < 0$ и $z > z_0$, заполнена обычным некиральным изотропным веществом с диэлектрической проницаемостью ε_0 и магнитной проницаемостью μ_0 .

Целью работы является изучение дифракции одной из нормальных волн волновода или их комбинации на киральной неоднородности.

В области $0 < z < z_0$ электромагнитное поле удовлетворяет уравнениям Максвелла:

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = -i\omega \mathbf{D}; \quad \operatorname{rot} \mathbf{E} = i\omega \mathbf{B}$$

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0; \quad \operatorname{div} \mathbf{D} = 0$$

и материальным уравнениям [1,2], [4]

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} - i\chi \mathbf{H}; \quad \mathbf{B} = \mu \mathbf{H} + i\chi \mathbf{E}$$

На границе $x = 0$ и $x = a$ выполняется условие $[\mathbf{e}_x, \mathbf{E}] = 0$.

Так как возбуждение волновода осуществляется приходящей из $z = -\infty$ волной $\{\mathbf{E}_0, \mathbf{H}_0\}$, то при $z < 0$ поле имеет вид

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \sum_{n=1}^{+\infty} (R_n^e \mathbf{E}_{n,-}^e + R_n^m \mathbf{E}_{n,-}^m); \quad \mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \sum_{n=1}^{+\infty} (R_n^e \mathbf{H}_{n,-}^e + R_n^m \mathbf{H}_{n,-}^m)$$

и при $z > z_0$

$$\mathbf{E} = \sum_{n=1}^{+\infty} (T_n^e \mathbf{E}_{n,+}^e + T_n^m \mathbf{E}_{n,+}^m); \quad \mathbf{H} = \sum_{n=1}^{+\infty} (T_n^e \mathbf{H}_{n,+}^e + T_n^m \mathbf{H}_{n,+}^m)$$

В работе получена и исследована обобщенная постановка задачи для вектора электрического поля \mathbf{E} , которая используется при дальнейшем численном решении методом смешанных конечных элементов [3].

Литература

1. Боголюбов А.Н., Мосунова Н.А., Петров Д.А. "Математические модели киральных волноводов" // Математическое моделирование, 2007, 19, №5, с.3-24
2. Кацеленбаум Б.З., Коршунова Е.Н., Сивов А.Н., Шатров А.Д. "Киральные электродинамические объекты" // Phys. Usp, 40, 1201 (1997)
3. Лавренова А.В. "Расчет неоднородности волновода методом конечных элементов" // Вестник Московского университета, серия 3, Физика, Астрономия, 2004, №1, с. 22-24
4. Третьяков С.А. "Электродинамика сложных сред: киральные, биизотропные и некоторые бианизотропные материалы (обзор)" // Радиотехника и электроника, 1994, 39, №10, с. 1457-1470.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ ТЕЛА В НЕИНЕРЦИАЛЬНОЙ СИСТЕМЕ ОТСЧЕТА В ЦЕНТРАЛЬНОМ ПОЛЕ СИЛ

Пащенко Иван Николаевич¹

Студент факультета информатики и робототехники

Уфимский Государственный Авиационный Технический Университет, Уфа, Россия

E-mail: Pclv@mail.ru

В механике, баллистике и других разделах физики часто встает задача по выяснению характеристик тела, брошенных в пространстве. При решении данного класса задач зачастую производятся существенные допущения. При попытке учета комплекса различных факторов, влияющих на движущееся тело, соответствующие дифференциальные уравнения движения не поддаются точному аналитическому решению. Применение компьютерных технологий позволяет проинтегрировать уравнения движения с любой заданной точностью.

Целью данной работы является создание, в виде законченного программного продукта, среды моделирования движения тела по баллистическим траекториям в вязкой среде, позволяющей наблюдать за всеми динамическими характеристиками: скорость, ускорение, координата тела, кинетическая, потенциальная энергии, работа сил сопротивления в каждый момент времени.

Программный Комплекс предназначен для моделирования движения тел различных форм в центральном поле сил в неинерциальной системе отсчета (например, Земля) [1, 2]. То, что эксперимент проводится с использованием компьютера, означает, что у пользователя существует возможность выбирать параметры, влияющие на движение тела:

$$\vec{a} = \vec{F} \perp \vec{F} \perp \vec{F} \perp \vec{F} \perp \vec{F}$$

$$\vec{F}_K = -2m\vec{\omega} \times \vec{v} \text{ – сила Кориолиса;}$$

$$\vec{F}_{вн} \text{ – сила внешнего воздействия, например, ветра;}$$

$\vec{F}_{соп}$ – сила сопротивления среды. Используются два способа математического приближения. Если тело во время движения развивает небольшую скорость, то $\vec{F}_{соп}$ рассчитывается по закону Стокса: $F=6\pi r\eta v$, где r – радиус сферического объекта, η – вязкость среды, v – скорость тела [3]. При больших скоростях тела: $\vec{F}_{соп} = 0,5C_x\rho Sv^2$, где S – площадь миделевого сечения, ρ – плотность среды, C_x – коэффициент сопротивления, зависящий от формы тела [4]. Автоматически происходит учет изменения плотности и температуры среды от высоты нахождения тела над поверхностью планеты.

При моделировании эксперимента, когда в качестве исходной планеты выбирается Земля, присутствует возможность учета особенности формы земной поверхности и ее влияние на исследуемые характеристики тела в связи с изменением величины ускорения свободного падения на разных широтах:

$$g=9,780327[1+0,0053024\sin^2(\varphi)-0,0000058\sin^2(2\varphi)]-3,086*10^{-6}h,$$

где φ – широта местности, h – высота положения тела над поверхностью планеты [5].

Результаты данной работы имеют практическую направленность. Программный продукт может использоваться в учебных целях, как в школьном курсе физики, так и в курсе физики высших учебных заведений в качестве виртуального лабораторного эксперимента.

Программный продукт разработан в среде Borland C++ Builder 2009.

Литература:

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Механика М., 1973
2. Ольховский И.И. Курс теоретической механики для физиков М., 1980
3. Byron L Coulter, Carl G. Adler, Can a body falling throw the air? Am. J. Phys., 1979
4. Википедия: <http://ru.wikipedia.org>
5. Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB): <http://www.ptb.de>

¹ Автор выражает признательность к. ф.-м. н. Хатмуллиной М.Т. за помощь в подготовке тезисов.

Аппроксимация гармоническими полиномами

Петухов Андрей Андреевич

студент

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

E-mail: petukhov@physics.msu.ru

В большинстве практических задач не удается провести точных аналитических вычислений. В таких случаях на помощь приходят численные методы. Численные вычисления неизменно связаны с понятием аппроксимации и априори являются неточными. Главной здесь является проблема определения, насколько численное решение задачи близко к точному. Численные методы зачастую требуют, еще до непосредственных вычислений, замены аналитически заданных функций (входных данных задачи) их аппроксимациями. Неточность вычислений проявляется уже на этом этапе. Точность аппроксимации входных данных в конечном итоге определяет один из пределов точности конечного результата. Таким образом, проблема аппроксимации как таковая является важной и требует глубокого исследования.

Для аппроксимации используются различные классы функций. Один из лучших вариантов – построить аппроксимацию заданной функции отрезком ряда Фурье в некотором базисе. Базис в таком случае должен быть ортогональным строго аналитически, численная ортогонализация может внести очень большую погрешность. Однако базис рассматривается с привязкой к определенной области, на которой аппроксимируемая функция считается изначально заданной. Для многих областей даже стандартные базисы могут не быть ортогональны. Процедура аналитической ортогонализации базиса является весьма нетривиальной и зачастую практически нереализуемой. В таких случаях приходится решать задачу с неортогональным базисом в пространстве аппроксимации.

Одним из важных примеров таких базисов в двумерном и трехмерном пространстве является базис гармонических полиномов – частных решений оператора Лапласа в двумерном и трехмерном пространстве соответственно. Этот базис является ортогональным в таких областях, как круг или кольцо, однако если рассмотреть полукруг или полукольцо, то он перестает быть ортогональным. Несмотря на это, сходимость аппроксимации и в этом случае остается очень хорошей. Насколько нам известно, не существует полного и строгого доказательства для скорости сходимости аппроксимации гармоническими полиномами для общего случая в трехмерном и особенно в двумерном пространстве. Однако некоторые численные результаты показывают, что сходимость очень быстрая и является экспоненциальной.

В данной работе была рассмотрена следующая задача: проводилось построение наилучшей аппроксимации фундаментального решения оператора Лапласа в двумерном пространстве $u = \ln r$ отрезком ряда двумерных гармонических полиномов вида $b_j = r^j \exp(\pm ij\varphi)$, $j = 0, \dots, n$ в области Ω , представляющей собой полукольцо, лежащее в правой полуплоскости, внешний радиус которого единица, а внутренний – ε . Аппроксимируемая функция имеет сингулярность в нуле, однако она является аналитической в рассматриваемой области. Уменьшая параметр ε , можно подходить все ближе и ближе к сингулярности. Рассматриваемый базис не является ортогональным в рассматриваемой области, что вносит дополнительные сложности в решение задачи. Аналитическая ортогонализация базиса в данном случае весьма проблематична. Необходимо было для различных значений параметра ε построить зависимость погрешности аппроксимации наилучшего приближения от порядка используемых для аппроксимации гармонических полиномов. Погрешность аппроксимации оценивалась в норме $L^2(\Omega)$.

Математически рассматриваемая задача сводится к решению системы линейных алгебраических уравнений для коэффициентов разложения по базису гармонических

полиномов в пространстве аппроксимации. В силу того, что данный базис не является ортогональным в заданной области Ω , матрица системы плохо обусловлена. Для получения большего диапазона расчетов (по порядку полиномов) использовалась специальная математическая библиотека ARPREC, позволяющая проводить расчеты, удерживая любое наперед заданное количество десятичных знаков.

Для различных значений параметра ε была построена зависимость погрешности аппроксимации наилучшего приближения от порядка используемых для аппроксимации гармонических полиномов. Установлена экспоненциальная сходимость такой аппроксимации, скорость которой уменьшается с уменьшением параметра ε , однако качественно характер сходимости остается экспоненциальным. Была предложена обобщенная формула сходимости: $\|u - u_n\| \sim \exp(-n^\alpha)$, где u_n – аппроксимирующая функция, дополнительный показатель $0 < \alpha \leq 1$.

Литература

1. Калиткин Н.Н. (1978) Численные методы. М.: Наука.
2. A. Moiola, R. Niptmair and I. Perugia. (2009) Approximation by plane waves. Research report 2009-27, SAM, ETH Zurich.
3. David H. Bailey, Yozo Hida, Xiaoye S. Li and Brandon Thompson. (2002) ARPREC: an arbitrary precision computational package. Lawrence Berkeley National Laboratory. Berkeley. CA94720.
4. Monsoriu, J.A., J. L. Walsh. (1929) The approximation of harmonic functions by harmonic polynomials and by harmonic rational functions, Bull. Amer. Math. Soc., 35, pp. 499–544.
5. Interpolation and approximation by rational functions in the complex domain, Fifth edition. (1969) American Mathematical Society Colloquium Publications, Vol. XX, American Mathematical Society, Providence, R.I.
6. V. Andrievskii. (1993) Uniform harmonic approximation on compact sets in R^k , $k \geq 3$, SIAM J. Math. Anal., 24 pp. 216–222.

К вопросу о совершенствовании методологии создания профессионально ориентированного программного обеспечения

Побегайло Петр Алексеевич

Кандидат наук

МГСУ, МиАС, Екатеринбург, Россия

E-mail: petrp214@yandex.ru

В обычной человеческой практике решение большинства задач происходит по принципу «от простого, к сложному», иначе говоря «снизу – вверх». Все громкие слова о системном подходе, системной парадигме, учете эмерджентных свойств, и даже «об обучении на чужих ошибках» остаются на сегодня чаще всего фикцией и уделом некоторых философов. Естественно, что и при разработке различного специализированного, профессионально ориентированного программного обеспечения (ПО) наблюдаются те же «картины маслом».

Автор диссертации [2], в своем автореферате, совершенно справедливо подмечает следующее (заметим также, что это близко к ряду вопросов раскрытых или только обозначенных в монографии [3]):

- накопление решений в некоторой предметной области обычно происходит на уровне единичных постановок задач, сделанных разными авторами в разное время по различным основаниям, что иногда позже (далеко не всегда) приводит к появлению библиотеки частных решений;

- современные средства автоматизации различных процессов на начальном этапе своего развития чаще всего реагируют на содержание и поведение предметных областей, в которых производится автоматизация (причем общий характер этого взаимодействия сегодня не изучен);

- при своем естественном и не регулируемом обычно развитии указанные средства автоматизации со временем сами начинают влиять на структуру и эволюцию организации, в которой они созданы и применяются;

- внедрение же уже готовых, обычно мощных и больших программных решений, в организацию часто приводит к ломке её структуры, сопротивлению персонала и чисто формальному использованию нового ПО, которое обычно мало, что улучшает на отечественных предприятиях, т.к. совершенно не приспособлено к нуждам данной фирмы и т.п.;

- современное, готовое ПО, чрезмерно усложнено, его изменения практически не возможны, ни с экономической, ни с технической точки зрения. Да и не совпадение жизненного цикла ПО и предприятия часто этому не способствует;

- современная методология проектирования и внедрения ПО существенно ограничена и явно не достаточна;

- методы исследования и структурирования предметных областей несовершенны и требуют развития и т.п.

В уже упомянутой выше работе [2] указаны четыре шага, последовательное выполнение которых позволяет строить большие информационные системы:

- построение архитектуры (модели) предметной области;

- выделение основных функций системы, их декомпозиция;

- отделение основных функций от инфраструктурных;
- автоматизация процесса синтеза программ.

Конкретные методы, предложенные в работе [2], нацелены, на наш взгляд, на последний из указанных шагов. Работа же над первыми тремя шагами, которая позволяет подойти к синтезу новой, более рациональной методологии, в первую очередь, проектирования нового ПО, возможна с помощью аксиоматического метода.

В нашем случае аксиоматический метод выступает в роли основной процедуры синтеза и развития методов совершенствования конкретной предметной области. Это подтверждают и слова, написанные в работе [1]: «Весьма распространено мнение, что аксиоматика является чем-то вроде лоска, который наводится на данную область науки после её фактического завершения. Это неправильно. . . » [Н.Н. Боголюбов, 2009, с. 215 – 217]. Далее автор показывает, что аксиоматика не есть застывший камень, а есть активный движитель, который постоянно модифицируется, становится точнее, сложнее и абстрактнее, служит неким катализатором эволюции.

Аксиоматика конкретной предметной области позволяет понять и уточнить её структуру, выявить лакуны и заполнить их (первый шаг). Выделить основные, неопределяемые понятия, синтезировать аксиомы (второй и третий шаг) и т.д. Можно сказать, что аксиоматика помогает найти, иногда, новое знание, которое было пропущено (потеряно), а чаще всего, по-новому, осмыслить уже известное, увидеть за счет этого новые, неизведанные направления развития. Все это является очень удобным методическим подходом при разработке профессионально ориентированного ПО.

В качестве подтверждения наших взглядов и иллюстрации наших подходов можно указать работу [4]. В ней для конкретного технического объекта предложена соответствующая не формальная аксиоматическая теория [5], которая позволила построить удачное и востребованное ПО. Это ПО позволяет решать основные задачи при его синтезе и анализе, легко адаптировать данное ПО под технические изменения объекта, распространять его на различные подобные конструкции и т.п.

Литература

1. Боголюбов Н.Н. Собрание научных трудов: в 12 т. Квантовая теория: [в 4 т.]. Т.12. Теория элементарных частиц, 1963 – 1985. / ред. В.А. Матвеев, А.Д. Суханов. 2009. 784 с.
2. Гуторов Д.А. Индуктивный синтез алгоритмов на основе аксиоматических теорий постановок задач. Дисс. . . канд. физ-мат. наук. М., 2009. 172 с.
3. Моисеев Н.Н. Математические задачи системного анализа. М.: Наука, 1981. 488 с.
4. Побегайло П.А. Об аксиоматизации теории проектирования рабочего оборудования мощных гидравлических экскаваторов // «Технологическое оборудование для горной и нефтегазовой промышленности»: VI Международная научно-техническая конференция. Чтения памяти В.Р. Кубачека. / УГГУ. Екатеринбург. 2008. с. 238 – 242.
5. Успенский В.А. Что такое аксиоматический метод? Ижевск: Научно-издательский центр «Регулярная и хаотическая динамика», 2001, 96 стр.

Меридиональная циркуляция и солнечное динамо

Попова Елена Петровна

Аспирант

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический

факультет, Москва, Россия

E-mail: popovaelp@mail.ru

Одним из проявлений солнечной активности является возникновение пятен на поверхности Солнца. Такая активность имеет периодическую структуру. В начале цикла пятна возникают в верхних широтах (вблизи полюсов), затем они в течение примерно 11 лет движутся к экватору, затем снова возникают в верхних широтах. Это явление связывают с распространением магнитогидродинамической волны от полюсов к экватору. 11-летний цикл солнечной активности основан на действии механизма динамо, предложенном в [6]. Непосредственный анализ такой модели предсказал слишком короткий цикл активности [3]. Одним из возможных разрешений такой трудности является учет влияния меридиональных потоков вещества.

В настоящей работе исследована модель динамо с учетом влияния меридиональной циркуляции. Предполагается, что вещество движется против распространения динамо-волны. Такой подход позволил продемонстрировать, что увеличение скорости движения вещества замедляет распространение динамо-волны. При достижении меридиональной циркуляцией некоторого «критического» значения динамо-волна становится стационарно растущей конфигурацией магнитного поля. На существование определенных конфигураций динамо-волн влияет широтный профиль меридиональной циркуляции. Величина меридиональной циркуляции, при которой модель дает 11-летний цикл, соответствует наблюдениям. В работе проведено сопоставление такой величины с наблюдениями и дано обсуждение возможности перехода к режиму глобального минимума солнечной активности [1].

В [4] было показано на основе наблюдений, что кроме динамо-волн, распространяющихся от полюсов к экватору, существуют волны, падающие на полюс. В данной работе показано, в каких случаях меридиональная циркуляция приводит к существованию падающей на полюс и отраженной от него динамо-волн, а в каких приводит к суперпозиции стоячих динамо-волн.

Известно, что механизм динамо основан на совместном действии дифференциального вращения и альфа-эффекта, отражающего зеркальную асимметрию конвекции замагниченной солнечной плазмы. Мерами такой асимметрии являются гидродинамическая и магнитная спиральности. В настоящее время нескольким научным группам удалось начать наблюдения магнитной спиральности в активных областях Солнца.

В данной работе на основании модели динамо с меридиональной циркуляцией показано, как движение вещества влияет на распределение спиральности в конвективной зоне Солнца [2]. Полученные результаты были сопоставлены с наблюдательными данными.

Образование солнечных пятен связывают с распространением волны крупномасштабного магнитного поля внутри конвективной зоны. Такие баттерфляй-диаграммы отражают поведение тороидальной компоненты магнитного поля. Однако, механизм

солнечного динамо основан не только на тороидальном, но и на полоидальном магнитном поле. В качестве трассера полоидального магнитного поля можно использовать крупномасштабное поверхностное магнитное поле. В рамках таких представлений неожиданным фактом оказывается то, что баттерфляй-диаграммы крупномасштабного магнитного поля заметно отличаются от баттерфляй-диаграмм, построенных по солнечным пятнам. Вместо распространяющихся волн видна своеобразная шахматная структура [5].

В данной работе на основании решения простейшей нелинейной модели динамо было показано, что при учете меридиональных потоков появляется шахматная структура, аналогичная построенной по наблюдениям. Если допустить существование умеренной меридиональной циркуляции, направленной против распространения волны активности, то она не только помогает удлинить цикл, но и делает шахматную структуру гораздо более заметной.

Работа поддержана проектом РФФИ 09-02-01010.

Литература

1. Попова Е.П. Влияние различных видов меридиональной циркуляции в Солнце на распространение динамо-волн // *Астрономический журнал*. 2009. No. 9. С. 928-934.
2. Попова Е.П., Нефедов С.Н. Исследование поведения спиральности магнитных полей на Солнце в рамках модели динамо Паркера // *Вестник Моск. ун-та, Сер. 3. Физика. Астрономия*. 2010. No. 2. С. 20-23.
3. Kuzanyan K.M., Sokoloff D.D. A dynamo wave in an inhomogeneous medium // *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.* 1995. V. 81. P. 113-129.
4. Makarov V.I., Sivaraman K.R. // *Sol. Phys.* 1983. V. 85. P. 215-226.
5. Obridko V.N., Sokoloff D.D., Kuzanyan K.M., Shelting B.D., Zakharov V.G. Solar cycle according to mean magnetic field data // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 2006. V. 365. P. 827-832.
6. Parker E.N. Hydromagnetic dynamo model // *Astrophys. J.* 1955. V. 122. P. 293-314.

Численное решение уравнений Максвелла FDTD методом при моделировании метаматериалов с использованием граничных условий PML.

Семёнов Алексей Николаевич

Студент

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Факультет вычислительной математики и кибернетики, Подольск, Россия

E-mail: lensflare@mail.ru

Метаматериалы – это новый класс упорядоченных композитных материалов, обладающих исключительными свойствами, не встречающимися изначально в природе. В последние несколько лет стал бурно развиваться новый раздел

электродинамики — электродинамика метаматериалов с отрицательным коэффициентом преломления. Ключевым экспериментальным результатом явилась демонстрация для таких материалов довольно необычной реализации закона преломления Снеллиуса (Рис1). Эти свойства формально могут быть объяснены, если принять, что данные материалы обладают отрицательным коэффициентом преломления n . Сами по себе эти материалы представляют собой совокупность небольших металлических элементов, которые расположены в пространстве в строгом геометрическом порядке и образуют структуру, напоминающую своего рода кристалл. Такого рода структуру можно рассматривать как сплошную для источников длины волн которых, заметно превосходят размер составляющих ее элементов и расстояние между ними. Таким образом стало возможно создание идеальной линзы Веселаго [2] (Рис2). Математическое моделирование процессов распространения света в объектах, соизмеримых длине волны света, не возможно средствами геометрической оптики. Численное же решение уравнений Максвелла позволяет получить картину распространения и рассеяния света в областях, содержащих нанобъекты и метаструктуры. FDTD метод является одним из самых популярных численных методов решения нестационарных задач электродинамики.

Моделирование оптических электромагнитных процессов требует решения задачи в бесконечной области. Есть ряд как аналитических, так и численных граничных условий на бесконечности для уравнений Максвелла. Однако большинство из них имеет узкую область применения и ряд существенных ограничений. Для общего случая можно использовать поглощающие граничные условия, наиболее предпочтительными из которых являются условия PML, показавшие наилучшие результаты при численном моделировании различных задач [3].

Была рассмотрена задача численного моделирования LHM-метаматериалов на примере идеальной линзы Веселаго с использованием FDTD метода и граничных условий типа PML

Для рассматриваемой задачи был разработан алгоритм и реализована программа, решающая уравнения Максвелла в двумерном случае на бесконечности с граничными условиями UPML (Рис3). Реализована частотная дисперсия для FDTD алгоритма, что позволило промоделировать идеальную линзу Веселаго и получить картину распространения электромагнитных волн (Рис4).

Литература

- 1 А.Н. Боголюбов, И.А. Буткарев, Ю.С. Дементьева. Численное моделирование двумерных фотонных кристаллов. // "ЖУРНАЛ РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ" N 11, 2006
- 2 В. Г. Веселаго Электродинамика веществ с одновременно
1. отрицательными значениями ϵ и μ // УФН. - 1967. - Т. 92. - № 7. -
2. С. 517.
- 3 Allen Taflove and Susan C. Hagness (2000). Computational Electrodynamics:
3. The Finite-Difference Time-Domain Method, 2nd ed.. Artech House Publishers.
- 4 A. Taflove and M. E. Brodwin, "Numerical solution of steady-state
4. electromagnetic scattering problems using the time-dependent Maxwell's
5. equations," IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. 23, pp. 623-630, Aug.
6. 1975.
- 5 Berenger J.-P. Three-Dimensional Perfectly Matched Layer for the Absorption
7. of Electromagnetic Waves // Journal of Computational Physics, 127, P.363-379
8. (1996).
- 6 S.D. Gedney (1996). "An anisotropic perfectly matched layer absorbing media
9. for the truncation of FDTD lattices". Antennas and Propagation, IEEE
10. Transactions on 44: 1630–1639.
- 7 Yang Hao, Raj Mittra (2009) - FDTD Modeling of Metamaterials Theory and
11. Applications Artech House Publishers.
- 8 Kane Yee. "Numerical solution of initial boundary value problems involving
12. Maxwell's equations in isotropic media". // Antennas and Propagation, IEEE
13. Transactions on 14: 302–307
- 9 R. W. Ziolkowski and E. Heyman, "Wave propagation in media having
14. negative permittivity and permeability," Phys. Rev. E, 64, 056625, 2001.

Иллюстрации

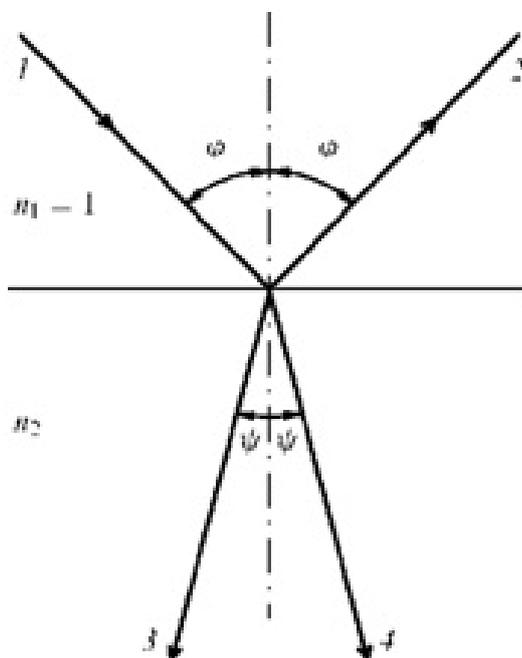


Рис. 1: Преломление света на границе двух сред. Путь 1-4 соответствует ходу падающего и преломленного лучей для случая $n_2 > 0$, а путь 1-3 — для случая $n_2 < 0$.

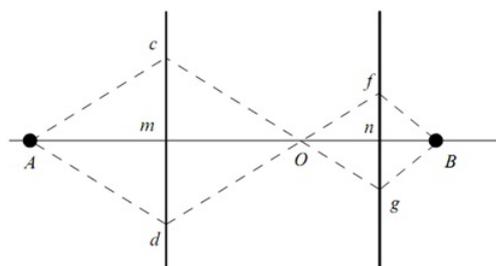


Рис. 2: Распространение света от объекта А к изображению В через плоскопараллельный слой вещества с $\varepsilon = \mu = n = -1$, расположенный в вакууме.

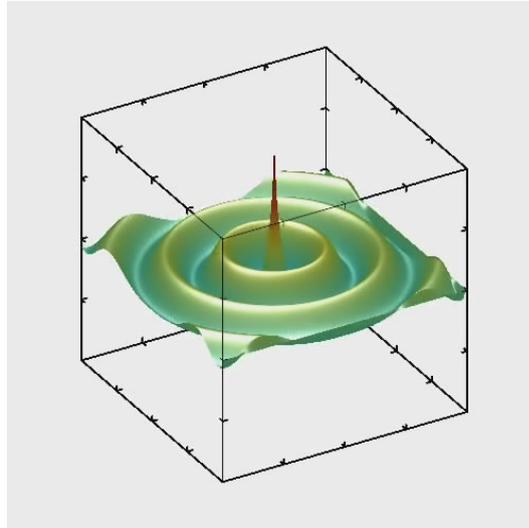


Рис. 3: Ez компонента поля. В центре точечный синусоидальный источник. Граничные условия PML

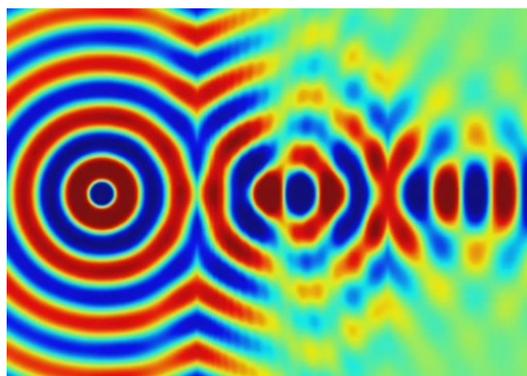


Рис. 4: Ez компонента поля для падающей плоской ТМ волны на линзу Веселаго

**Программный комплекс по моделированию вектора магнитного поля
магнитосферных токов Земли**
Черемных А.В., Корнилов Д.А

аспирант, к.ф.-м.н.

*Ульяновский государственный университет, Инженерно-физический институт
высоких технологий, г.Ульяновск, Россия
aldw@mail.ru, kda75@mail.ru*

Для ряда задач, связанных с ориентацией и положением в пространстве ориентированных малых космических фотоаппаратов (МКА), размеры и масса которых не позволяют разместить систему ориентации по звездам, существует возможность определить ориентацию МКА по данным бортовых магнитометров. Для этого необходимо иметь математическую модель, которая с большой степенью точности будет моделировать направление и величину вектора магнитной индукции магнитосферы магнитного поля Земли.

В России действуют ГОСТы по расчету индукции магнитного поля в магнитосфере Земли: ГОСТ 25645.126–85 представляет собой модель магнитного поля внутриземных источников (учитываются только токи в ядре Земли), ГОСТ 25645.127–85 представляет собой модель магнитосферных токов, и отражает сжатие магнитосферы под влиянием взаимодействия с солнечным ветром.

Точность результатов для моделей International Geomagnetic Reference Field (IGRF-10) и World Magnetic Model (WMM2005) до 30' по магнитному склонению и наклонению, и до 0,2 мкТл по интенсивности магнитного поля. Рассматривались также расширения этих моделей: Enhanced Magnetic Model (EMM) и Potsdam Magnetic Model of the Earth (POMME4), они фактически только уточняют порядок разложения по сферическим гармоникам до 720 порядка. Модель EMM учитывает уже скорость изменения амплитуд гармоник до 16 порядка, а модель POMME4 помимо скорости учитывает еще и ускорения для амплитуд гармоник. Очевидно, что область применимости данных моделей – только околоземное пространство (до 1000 км над поверхностью Земли), т.к. они не учитывают влияния токов в магнитосфере.

Рассмотренные модели основаны на эмпирических данных и фактически представляют собой функции, аппроксимирующие значения компонент магнитного поля в солнечно-магнитосферных координатах, полученных различными искусственными спутниками Земли. Они описывают сжатие магнитосферы на дневной стороне и из-за взаимодействия с солнечным ветром, асимметрию день-ночь, суточные и сезонные вариации магнитного поля. Однако большинство из этих моделей фактически являются статическими, т.к. не учитывают влияния возмущений, возникающих в магнитосфере при изменении параметров межпланетного магнитного поля. Приведен анализ работ (ГОСТ 25645.127–85 и модели Цыганенко (T96, T02)) в которых предпринимаются попытки описать данные возмущения.

Для решения данной проблемы был разработан программный комплекс по моделированию вектора магнитного поля магнитосферных токов с использованием моделей околоземного пространства.

Литература

1. Магнитосфера Земли. Модель магнитного поля магнитосферных токов. ГОСТ 25645.127-85.
2. Поле геомагнитное. Модель поля внутриземных источников. ГОСТ 25645.126-85
3. N.A.Tsyganenko. A model of the near magnetosphere with a dawn-dusk asymmetry JOURNAL OF GEOPHYSICAL RESEARCH, 2002, VOL. 107, № A8,
4. The World Magnetic Model //www.ngdc.noaa.gov/seg/WMM/DoDWMM.shtml. 20.12.2008.
5. POMME 4, Potsdam Magnetic Model of the Earth. //geomag.org/models/pomme4.html. 20.12.2008.

Расчёт нерегулярного диэлектрического волновода с локальной особенностью на границе

Чудакова Екатерина Михайловна

Студент

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия
E-mail: artenik@gmail.com*

Весьма важной является задача о расчете электромагнитного поля в волноведущих системах при наличии ребер на их границах. Подобные задачи возникают при расчете металлических радиоволноводов, полосковых линий, систем интегральной и волоконной оптики. Существование угловых точек в сечении волновода приводит к особенностям в решениях краевых задач,

что существенно осложняет применение численных методов для расчета подобных систем.

Например, использование метода конечных элементов (как и других проекционных методов)

оказывается значительно менее эффективным в связи с резким уменьшением скорости сходимости по сравнению со случаем волноводов с гладкой границей. Поскольку решение исходной задачи уже не обязательно является гладким (классическим), то не удастся получить высокий порядок его аппроксимации (например, с помощью полиномов высокого порядка).

Одним из способов улучшения эффективности численных методов является выделение особенностей решения в явном виде, то есть построения асимптотики электромагнитного поля в окрестности ребра в волноводе, где точное решение представляется в виде суммы сингулярных функций, имеющих особенности вблизи угловой точки

границы, и некоторой гладкой функции, для которой получена оценка в соответствующей норме.

представления

асимптотике решения

представленные в

общая краевая задача для областей, граница которых содержит конечное число угловых точек. Решение рассматривается в специальных пространствах функций, имеющих производные, суммируемые с некоторым весом. Эти пространства хорошо улавливают основную особенность решений таких задач, состоящую в том, что решение является всюду, кроме угловых точек, гладким, а при приближении к угловой точке имеет степенную особенность.

Рассматривается задача расчета электромагнитного поля круглого волновода с локальной неоднородностью границы в виде входящего ребра. С помощью неполного

метода Галеркина решение исходной трехмерной задачи может быть сведено к многократному решению

задачи Штурма-Лиувилля для плоской области, содержащей входящую угловую точку.

Тогда для численного решения плоской задачи удобно использовать построенную асимптотику

электромагнитного поля вблизи угловой точки, вводя сингулярные пробные функции. Это

в свою очередь позволяет с достаточной точностью приблизить сингулярную часть решения и свести задачу

к аппроксимации гладкой части.

Постановка задачи.

Рассматривается волновод круглого сечения с постоянным заполнением и локальной неоднородностью границы.

Волновод возбуждается падающей волной $A_0 e^{i\gamma_{n_0} z} \varphi_{n_0}(M)$, где $\varphi_{n_0}(M)$ - собственная функция сечения. В сечениях z_1 и z_2 ставятся парциальные условия излучения, то есть отраженная и проходящая волны ищутся в виде разложения по собственным волнам.

$$\begin{aligned}\Delta u + k_0^2 u &= 0, \quad M \in D, \\ u|_{\Sigma} &= 0, \\ u|_{z \leq z_1} &= A_0 e^{i\gamma_{n_0} z} \varphi_{n_0}(M) + \sum_n R_n e^{-i\gamma_n z} \varphi_n(M), \\ u|_{z \geq z_2} &= \sum_n T_n e^{i\gamma_n z} \varphi_n(M).\end{aligned}$$

Разрешимость этой задачи доказывается путем ее сведения к интегральному уравнению Фредгольма второго рода со слабо полярным ядром.

Численное решение данной задачи проводилось как методом конечных элементов с помощью программы HFSS, так и неполным методом Галеркина с учётом особенности решения в окрестности угловой точки, реализованном в среде MatLab. Показано, что выделение особенности решения вблизи угловой точки улучшает сходимость алгоритма.

Литература

1. Кондратьев В.А. Краевые задачи для эллиптических уравнений в областях с
2. коническими или угловыми точками, Труды Московского Математического Общества,
3. т.16, 1967
4. Ильинский А.С., Кравцов В.В., Свешников А.Г. Математические модели
5. электродинамики. М., 1991
6. Оганесян Л.А., Руховец Л.А. Вариационно-разностные методы решения
7. эллиптических уравнений. — Ереван: Издательство Академии Наук Армянской ССР,

8. 1979

9. Назаров С.А., Пламеневский Б.А. Эллиптические задачи в областях с

10. кусочно-гладкой границей. М., 1991

Иллюстрации

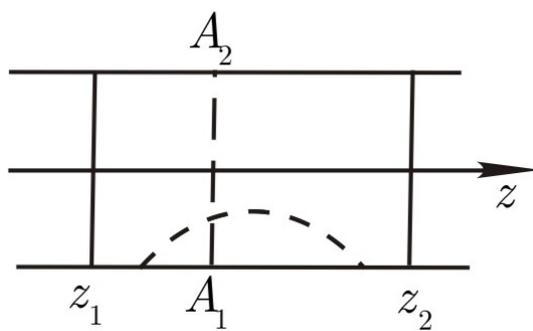


Рис. 1

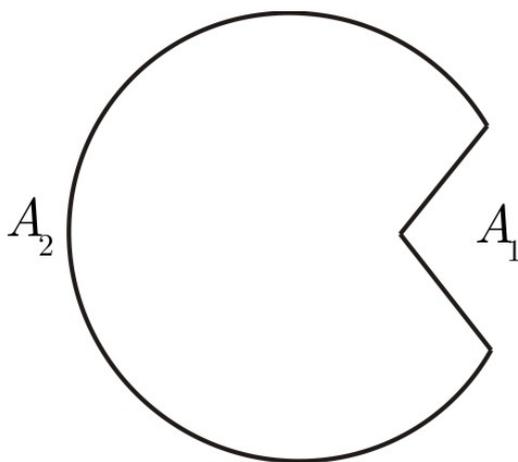


Рис. 2

О скорости дрейфа внутреннего переходного слоя в некоторых задачах теории полупроводников

Шарло Алена Станиславовна

Студент

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия

E-mail: sharlotik@yandex.ru

Концентрация носителей заряда в некоторых задачах теории полупроводников описывается так называемым уравнением Колмогорова-Петровского-Пискунова (КПП) $(u - \mu u_{xx})_t = ku_{xx} + f(x, u)$, где $\mu > 0$, $k > 0$, $f(x, u)$ — функция, для которой уравнение $f(x, u) = 0$ относительно u имеет по крайней мере два корня [1].

Наша цель состоит в том, чтобы показать, что уравнение КПП в плавнонеоднородной среде имеет решения типа внутреннего переходного слоя (ВПС), который испытывает медленный дрейф. Для определенности рассмотрим функцию

$f(x, u) = \gamma u(1 - u^2/U(x)^2)$, где $U(x)$ — функция, задающая так называемый уровень насыщения.

Предполагаем, что $U(x)$ — гладкая, $U_x \ll U$, $U_{xx} \ll U$, $U(x) = U_1$ при $x < 0$,

$U(x) = U_2$ при $x > a$, $0 < U_1 < U_2$, $U_1 < U(x) < U_2$ при $0 < x < a$.

Граничные условия $\lim_{x \rightarrow -\infty} u(x, t) = -U_1$, $\lim_{x \rightarrow +\infty} u(x, t) = U_2$.

Наконец, для большей общности добавим в уравнение КПП член, описывающий перенос с заданной скоростью V ,

$$(u - \mu u_{xx})_t + Vu_x = ku_{xx} + \gamma u(1 - u^2/U^2), \quad (1)$$

$$\lim_{x \rightarrow -\infty} u(x, t) = -U_1, \quad \lim_{x \rightarrow +\infty} u(x, t) = U_2, \quad u(x, 0) = \varphi(x). \quad (2)$$

Наша цель состоит в том, чтобы показать, что при определенных условиях решение задачи (1, 2) имеет вид контрастной структуры (КС). В этих случаях решение близко к одному из уровней насыщения, $-U(x)$ или $+U(x)$, на большей части промежутка, но в узких областях ВПС совершается переход между этими двумя стационарными значениями.

Этот результат является обобщением известного свойства уравнения диффузии

$$u_t + Vu_x = ku_{xx} + \gamma u(1 - u^2/U^2), \quad (3)$$

которое рассматривалось в работах [2], [3].

Стационарное (не зависящее от времени) решение уравнения (3), удовлетворяющее условиям (2), при $V = 0$ и $U(x) = 1$, имеет вид $u = \tanh(x/\Pi)$, где

$\Pi = \sqrt{\gamma/2k}$ — толщина ВПС.

В неоднородных средах ВПС перемещается (дрейфует). Решение задачи (1, 2)

можно искать в виде бегущей волны $u(x, t) = g(x - Wt)$, где W — скорость дрейфа.

Для уравнения диффузии скорость дрейфа вычисляется по формуле

$$W = V - 2kU_x/U, [4].$$

Произведем оценку скорости дрейфа для уравнения КПП. Введем переменную $v(x, t) = u(x, t)/U(x)$. Обозначим $v(x, t) = g(x - Wt) = g(\xi)$, запишем уравнение КПП в новых переменных,

$$W\mu g_{\xi\xi\xi} + (V - W - 2k\frac{U_x}{U})g_{\xi} = g_{\xi\xi}(k - 2W\mu\frac{U_x}{U}) + g(-V\frac{U_x}{U} + \gamma(1 - g^2)) \quad (4)$$

Умножим (4) на g_{ξ} и проинтегрируем, учтем, что интегралы от нечетных подынтегральных функций с симметричными пределами равны 0 и выразим W:

$$W = \frac{(2k\frac{U_x}{U} - V) \int_{-\infty}^{\infty} (g_{\xi})^2 d\xi}{\mu g_{\xi} g_{\xi\xi} |_{\xi \in (-\infty, \infty)} - \mu \int_{-\infty}^{\infty} (g_{\xi\xi})^2 d\xi - \int_{-\infty}^{\infty} (g_{\xi})^2 d\xi} \quad (5)$$

Вычислим скорость дрейфа ВПС в плавнонеоднородной среде. Предположим, что ВПС в данный момент времени располагается в точке с координатой x_0 .

Предположим, что на промежутке $x \in (x_0 - \Pi, x_0 + \Pi)$ величина уровня насыщения меняется настолько мало, что ее можно считать постоянной.

Тогда в указанной окрестности точки x_0 дрейфующий ВПС можно представить формулой $g(x) = \tanh((x - x_0 - Wt)/\Pi)$.

Производя интегрирование в (5), получим

$$W = \frac{V - 2kU_x/U}{2\mu\gamma/5k + 1}. \quad (6)$$

Проводится анализ формулы (6) и ее следствий.

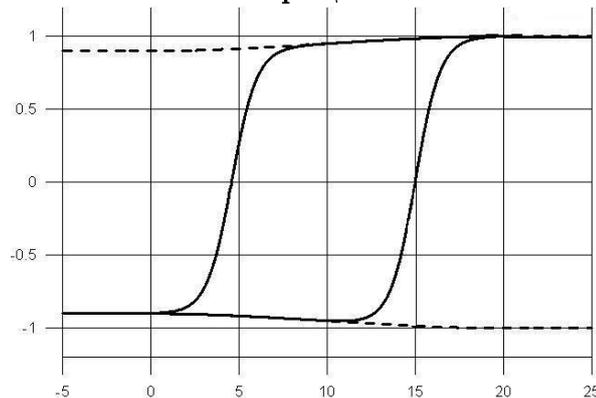
Литература

1. Свешников А.Г., Альшин А.Б., Корпусов М.О., Плетнер Ю.Д. Линейные и нелинейные уравнения соболевского типа. Физматлит, 2007.
2. Васильева А.Б., Бутузов В.Ф. Асимптотические методы в теории сингулярных возмущений. М.: Высшая школа, 1990.
3. Васильева А.Б. Об устойчивости контрастных структур // Матем. моделирование, 1991. Т.3. №.4. С.114-123.
4. Быков А.А., Попов В.Ю. О времени жизни одномерных нестационарных контрастных структур. // Журнал вычислительной математики и математической физики, 1999. Т.309. №.2. С.280-288.

Слова благодарности

Благодарю научного руководителя профессора, Д.Ф.М.Н. Быкова Алексея Александровича за помощь в составлении тезисов и организации научной работы.

Иллюстрации



Решение стационарного уравнения диффузия-адвекция в виде контрастной структуры типа ступеньки при условии сбалансированной адвекции.

Ягремцев Алексей Викторович

Студент

Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова (МГУ),

Физический факультет, Москва, Россия

E-mail: gremlin1980@yandex.ru

Рассматривается краевая задача с условиями Дирихле:

$$\begin{cases} \varepsilon \frac{d^2 u}{dx^2} = A(u, x) \frac{du}{dx} + B(u, x), \\ x \in D = \{0 < x < 1\}, \\ u(0, \varepsilon) = u^0, \quad u(1, \varepsilon) = u^1, \end{cases} \quad (1)$$

где $A(u, x)$ и $B(u, x)$ достаточно гладкие функции.

Строится решение задачи (1) в виде контрастной структуры типа ступеньки (КСТС), то есть такое, которое по разные стороны от некоторой точки $x = \hat{x}(\varepsilon)$ близко к решениям $\varphi_r(x)$ и $\varphi_l(x)$ вырожденного уравнения, а в окрестности точки $x = \hat{x}(\varepsilon)$ происходит быстрый переход решения $u(x, \varepsilon)$ задачи (1) от $\varphi_l(x)$ к $\varphi_r(x)$. Точка $x = \hat{x}(\varepsilon)$ заранее неизвестна и находится в ходе построения асимптотики.

Решение задачи ищется в виде асимптотического разложения по степеням ε

$$u = \bar{u}_0(x) + \varepsilon \bar{u}_1(x) + \dots + Q_0(\xi) + \varepsilon Q_1(\xi) + \dots$$

в каждой из областей $D^{(l)}$ и $D^{(r)}$:

$$\bar{u}(x) = \begin{cases} \bar{u}^{(l)}(x), & x \in D^{(l)}, \\ \bar{u}^{(r)}(x), & x \in D^{(r)}; \end{cases} \quad (2)$$

$$Q(\xi) = \begin{cases} Q^{(l)}(\xi), & \xi < 0, \\ Q^{(r)}(\xi), & \xi > 0, \end{cases} \quad (3)$$

где

$$\xi(x, \varepsilon) = \frac{x - \hat{x}(\varepsilon)}{\varepsilon}.$$

Построенные таким образом решения сшиваются на границе областей $D^{(l)}$ и $D^{(r)}$ в точке $\hat{x}(\varepsilon)$:

$$u^{(l)}(\hat{x}(\varepsilon), \varepsilon) = u^{(r)}(\hat{x}(\varepsilon), \varepsilon),$$

$$\varepsilon \frac{du^{(l)}}{dx}(\hat{x}(\varepsilon), \varepsilon) = \varepsilon \frac{du^{(r)}}{dx}(\hat{x}(\varepsilon), \varepsilon).$$

После построения асимптотики доказывается теорема существования и единственности решения исходной задачи (1).

Теорема. Пусть выполнены следующие условия:

$$A1 : \int_{\varphi_l(x)}^{\varphi_r(x)} A(u, x) du \equiv 0,$$

A2 : Вырожденное уравнение $\bar{A}(\bar{u}_0, x) \frac{d\bar{u}_0}{dx} + \bar{B}(\bar{u}_0, x) = 0$ имеет 2 корня:

$$\bar{u}_0(x) = \begin{cases} \bar{u}_0^{(l)} = \varphi_l(x), & x \in D^{(l)}, \\ \bar{u}_0^{(r)} = \varphi_r(x), & x \in D^{(r)}, \end{cases} \quad \text{где}$$

$$D^{(l)} = \{x \in R^1 : 0 \leq x \leq \hat{x}(\varepsilon)\},$$

$$D^{(r)} = \{x \in R^1 : \hat{x}(\varepsilon) \leq x \leq 1\}.$$

$$A3' : \int_{\varphi_l}^{\bar{Q}_0(\hat{x}, \xi)} A(u, \hat{x}) du > 0, \quad A4 : D < 0, \quad A5 : \left. \frac{\partial W}{\partial u} \right|_{\bar{Q}_0} > 0,$$

где $D \equiv \left. \frac{dH}{dx} \right|_{\hat{x}}$, $H(\hat{x}) = H^{(l)}(\hat{x}) - H^{(r)}(\hat{x})$,

$$H^{(l,r)}(\hat{x}) = \frac{1}{Q_0^{(l,r)}(0, \hat{x})} \int_{-\infty}^0 \left(Q_0^{(l,r)}(\xi, \hat{x}) \right)^2 e^{k(\xi, \hat{x})} \frac{\partial A}{\partial x} (Q_0^{(l,r)}(\xi)) + \\ + \bar{u}_0^{(l,r)}(\hat{x}) \xi d\xi + \frac{1}{Q_0^{(l,r)}(0, \hat{x})} \int_{-\infty}^0 Q_0^{(l,r)}(\xi, \hat{x}) e^{k(\xi, \hat{x})} B(\xi, \hat{x}) d\xi + \frac{d\varphi_{l,r}(\hat{x})}{dx},$$

$$W(u, x) \equiv A(u, x) \frac{d\bar{u}_0}{dx} + B(u, x).$$

Тогда существует единственное решение $u(x)$ исходной задачи (1), причём выполнено неравенство

$$|u(x) - U_n| < O(\varepsilon^n), \quad (4)$$

где

$$U_n = \sum_{i=0}^n \varepsilon^i \bar{u}_i(x) + \sum_{i=0}^n \varepsilon^i Q_i(\xi). \quad (5)$$

Теорема доказывается с помощью метода дифференциальных неравенств, то есть построением верхнего и нижнего решений.

Литература

1. Васильева А. Б., Бутузов В. Ф. Асимптотические методы в теории сингулярных возмущений. — М., "Высшая школа 1990.
2. Камке Э. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. — М., "Наука 1971. — С. 576
3. Эльсгольц Л. Э. Дифференциальные уравнения и вариационное исчисление. — М., "Наука 1965.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

**Председатель подсекции
проф. Чуличков Алексей Иванович**

**Численное моделирование теплового процесса стыковой сварки
полиэтиленовых труб при низких температурах**

Аммосова Ольга Александровна

Кандидат наук

*Якутский государственный университет им. М.К. Аммосова, Институт
математики и информатики, Якутск, Россия*

E-mail: ammosova_o@mail.ru

Существующая технология стыковой сварки полиэтиленовых труб (ПЭ) позволяет проводить сварочные работы при температуре воздуха от 40 до -15 degC, что не охватывает низкие температуры, достигаемые в северных регионах России.

Для расширения допустимого диапазона в сторону низких температур предлагается использование методов математического моделирования теплового процесса сварки.

В большинстве работ, посвященных данной теме, тепловой процесс при сварке полимерных труб исследуют, используя одномерное уравнение теплопроводности. При таком моделировании не учитываются особенности теплового процесса сварки ПЭ труб. На этапе осадки часть расплавленного материала выдавливается наружу, образуя грат, и свариваемые трубы укорачиваются. В существующих математических моделях теплового процесса при сварке влияние образовавшегося графа на температурное поле не учитывается. Не учитывается также уменьшение длины трубы на величину осадки, что препятствует использованию подобных моделей для решения задач регулирования температурного режима.

В связи с этим актуальным является разработка математической модели теплового процесса сварки полиэтиленовых труб, учитывающей основные процессы, влияющие на температурный режим.

Процесс сварки состоит из двух этапов – нагрев и осадки. Температурные поля и скорости охлаждения для различных условий окружающей среды необходимо сравнивать для части трубы в окрестности свариваемой кромки, ограниченной изотермой с температурой близкой к температуре размягчения материала трубы (зона термического влияния – ЗТВ). Выбор границы области сравнения обусловлен тем, что при температурах выше температуры размягчения происходят структурные изменения в материале, а при температурах ниже температуры размягчения полимерный материал не меняет структуру и, соответственно, при остывании его прочностные свойства остаются неизменными.

Расчеты показали, что практическое совпадение температурных полей в ЗТВ при различных низких температурах воздуха достигается, если обеспечить одинаковые глубины проплавления. Следовательно, предложенная методика определения продолжительности воздействия нагретым инструментом при низких температурах сводится к определению продолжительности процесса нагрева, обеспечивающего глубину проплавления, соответствующую для рекомендуемой продолжительности при нормальных условиях.

Предложенная методика позволяет обеспечивать необходимую глубину проплавления, управляя лишь одним параметром сварки – продолжительностью воздействия на-

гретым инструментом, тогда как другие параметры (давление и температура нагрева) остаются такими же, как и при нормальных условиях.

После нагрева инструмент удаляют, и оплавленные кромки осаживают под давлением и выдерживают под этим давлением определенное время, в результате образуется грат. Разработана новая математическая модель теплового процесса на стадии осадки, учитывающая формоизменение при осадке и влияние образовавшегося грата на тепловой режим сварочного соединения. Результаты расчета показывают существенное влияние грата на температурное поле стенки трубы в окрестности зоны сварки и его изменение по времени.

При температуре воздуха ниже регламентируемой скорость охлаждения материала увеличивается, что вызывает значительные внутренние напряжения, которые не успевают сглаживаться. Чтобы достичь необходимой скорости охлаждения материала в сварном соединении предлагается использование цилиндрической теплоизоляционной камеры.

Размеры камеры определяются на основе теоретического моделирования процесса охлаждения сварного соединения с теплоизоляционной камерой из условия обеспечения допустимой скорости охлаждения. При этом принято допущение о достаточно быстром (в пределах расчетного шага по времени) установлении однородной температуры воздуха внутри камеры. Пусть температура воздуха в камере в текущий момент времени известна. На следующем временном шаге температура воздуха в камере определяется на основе теплового баланса с учетом конвективной теплопередачи с поверхности трубы и грата в камеру, наполненную воздухом с известной температурой.

Средняя температура в камере, полученная в результате расчета, зависит от геометрических размеров теплоизоляционной камеры. Расчеты показывают, что увеличение длины камеры при фиксированной высоте способствует снижению температуры в камере, что соответствует физическому представлению. При этом увеличивается не только объем камеры, но и увеличивается поверхность трубы с более низкой температурой, что приводит к снижению температуры в теплоизоляционной камере. Однако, увеличение высоты (радиуса) камеры при фиксированной длине также способствует снижению температуры воздуха внутри камеры, но не столь значительно. Поэтому, принимая во внимание возможности изготовления и практическое использование теплоизоляционной камеры, один из геометрических размеров, например высоту, можно зафиксировать и варьируя длиной камеры определить размер камеры, обеспечивающий допустимую скорость охлаждения сварного соединения. При высоте камеры равной 0,02 м, найдена полудлина камеры $L/2$ равная 0,02 м обеспечивающая допустимую скорость охлаждения в интервале низких температур окружающего воздуха (-45, -15) degC.

Таким образом, предложена и теоретически обоснована методика определения продолжительности нагрева для стыковой сварки полиэтиленовых труб при температурах воздуха ниже нормативных на основе математического моделирования теплового процесса. Предложены методики расчета нестационарного температурного поля стенки при сварке полимерных труб с учетом скрытой теплоты фазового перехода и теплового воздействия грата и определения размеров теплоизоляционной камеры на этапе охлаждения. Предложенные методики расчета при успешной их апробации могут быть использованы для определения технологических параметров, обеспечивающих допустимую динамику температурного поля в процессе сварки полиэтиленовых труб при температурах воздуха ниже нормативных.

Программный комплекс для восстановления микроструктуры и радиационных параметров аэрозоля по данным наземных спектральных измерений прозрачности атмосферы и яркости безоблачного неба

Бедарева Татьяна Владимировна

Аспирант

Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, -, Томск, Россия

E-mail: svirelnew@yandex.ru

Для адекватной оценки радиационно-климатических эффектов аэрозоля необходима достоверная информация об оптических и микрофизических свойствах аэрозоля в столбе атмосферы. Одним из основных методов пассивного зондирования аэрозоля в толще атмосферы является фотометрия Солнца и дневного безоблачного неба. В частности, выполняемые в рамках сети автоматизированных солнечных фотометров AERONET спектральные измерения прямой и рассеянной солнечной радиации и развитые алгоритмы решения обратных задач [1] позволяют по единой методике восстанавливать микрофизические и оптические характеристики атмосферного аэрозоля на основе данных наблюдений во многих регионах земного шара. Однако - в соответствии со спецификой предложенного в [1] подхода - восстановление, например, такой важной характеристики как альbedo однократного рассеяния аэрозоля может быть реализовано лишь в условиях умеренно и сильно замутненной атмосферы. Поэтому актуальной на сегодняшний день задачей является дальнейшее развитие существующих и разработка новых – дополняющих – методов восстановления микрофизических характеристик аэрозоля. В настоящей работе представлен один из таких методов и его программная реализация, основанные на итерационном методе выделения индикатрис рассеяния из наблюдаемой яркости неба в солнечном альмукантарате и последующем решении линейной обратной задачи для характеристик однократного рассеяния (спектральных зависимостей аэрозольной оптической толщины (АОТ) и спектрально-угловых зависимостей индикатрисы рассеяния излучения).

Как известно, микроструктурные характеристики аэрозоля связаны с оптическими характеристиками – коэффициентами ослабления и направленного светорассеяния – интегральным уравнением Фредгольма первого рода, т.е. их восстановление является некорректной обратной задачей. В рассматриваемом случае решение усложняется еще и тем, что $\rho(\theta)$ неизвестно и ядро интегрального уравнения, зависящее от действительной и мнимой частей показателя преломления, которые должны быть найдены в процессе решения. Кроме того, часть входных параметров (индикатриса рассеяния излучения) не измеряется, а определяется итерационным методом из решения уравнения переноса излучения. В настоящей работе уравнение переноса излучения решалось методом Монте-Карло (метод сопряженных блужданий), реализованном в приближении плоско-параллельной горизонтально однородной модели атмосферы. Для ускорения сходимости итерационного процесса в качестве начального приближения для индикатрисы рассеяния использовались индикатрисы, рассчитанные по «синтетическому» распределению частиц по размерам, скомпонованному из результатов отдельного обращения АОТ (субмикронная фракция) и малоуглового рассеяния без учета кратного рассеяния (грубодисперсная фракция).

В работе приводится описание структуры программного комплекса, и обсуждаются результаты численных экспериментов по восстановлению оптических/микрофизических характеристик аэрозоля. Представлен анализ эффективности алгоритма в зависимости от значений различных атмосферных параметров и погрешностей измерений. Приведены примеры сопоставления предлагаемого подхода с официальными данными AERONET (<http://aeronet.gsfc.nasa.gov>) для станций Томск и Звенигород.

Литература

1. Dubovik O., King M.D. A flexible inversion algorithm for retrieval aerosol optical properties from Sun and sky radiance measurements // J. Geophys. Res. 2000. V. 105. P. 20673–20696.

Слова благодарности

Автор выражает благодарность д.ф.-м.н. М.А. Свириденкову (ИФА им. А.М. Обухова РАН, г. Москва) и д.ф.-м.н. Т.Б. Журавлевой (ИОА СО РАН им В.Е. Зуева, г. Томск), под руководством которых выполнена настоящая работа. Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант № 09-05-961) и программы ОНЗ РАН 7.12.1.

Вопросы моделирования конструкции космического рефлектора надувного типа

Бельков Алексей Викторович

Аспирант

Томский государственный университет, физико-технический факультет, Томск, Россия

E-mail: aleksei-belkov@mail.ru

Моделирование крупногабаритных трансформируемых и надувных конструкций рефлекторов является актуальным направлением разработки и создания конструкций систем спутниковой связи и зондирования поверхности Земли, так как экспериментальная отработка подобных конструкций требует больших материальных и временных затрат. Для решения современных задач требуются все более крупногабаритные антенны с высокой точностью формы зеркала рефлектора. Разработка таких конструкций, позволяющих улучшить качество приема и увеличить размеры зон сканирования, является одной из главных целей в области космических программ. Основные требования к конструкциям рефлекторов заключаются в высокой точности формы отражающей поверхности и наведения, высокой температурной стабильности и радиоотражающей способности антенных систем.

На рисунке 1 представлена модель надувного рефлектора ARISE разрабатываемая компанией L'Garde, Inc [4].

Задача о напряженно-деформированном состоянии подобных вантово-оболочечных конструкций формулируется с позиций нелинейной теории упругости и в вариационной постановке имеет вид [1]. Решение задачи осуществлялось методом конечных элементов [2].

Трехмерная модель надувного космического рефлектора, построенная в программном комплексе ANSYS, представлена на рисунке 2. За основу взяты геометрия и такие характеристики надувной антенны ARISE (рисунок 1) как например давление в куполе, толщина материала и др.

Компьютерное моделирование показывает, что для оболочечных надувных конструкций имеет место масштабный фактор. Одной стороной его проявления является то, что при увеличении диаметра рефлектора мы наблюдаем увеличение перемещений точек купола рефлектора относительно начальной параболической поверхности. Другой стороной масштабного фактора является рост напряжений в материале купола при увеличении размеров конструкции, что ведет к большей потере формы особенно в краевых зонах. Решение этих проблем осуществляется введением в конструкции более жесткого надувного тора [3], а так же с помощью корректировки начального состояния отражающей поверхности рефлектора. Под корректировкой подразумевается процесс определения такой начальной параболической поверхности, что при воздействии давления она примет проектную форму с минимальным среднеквадратичным отклонением (СКО).

Литература

1. Васидзу, К. Вариационные методы в теории упругости и пластичности. М: Мир, 1987.

2. Зенкевич О. Метод конечных элементов в технике / Под редакцией Б. Е. Победри. М.: Мир, 1975.
3. Лопатин А.В., Рутковская М.А. Оценка жесткости обода большой космической антенны // Королевские чтения: тез. докл. Всерос. молодеж. науч. конф. Самара: изд-во СНЦ РАН, 2003. Т. 1. С. 22-23.
4. Greschik G., Mikulas M.M., Palisoc A. // Torus-less inflated membrane reflector with an exact parabolic center. AIAA, 2004, Vol. 42, No. 12, p. 2579-2584.

Иллюстрации

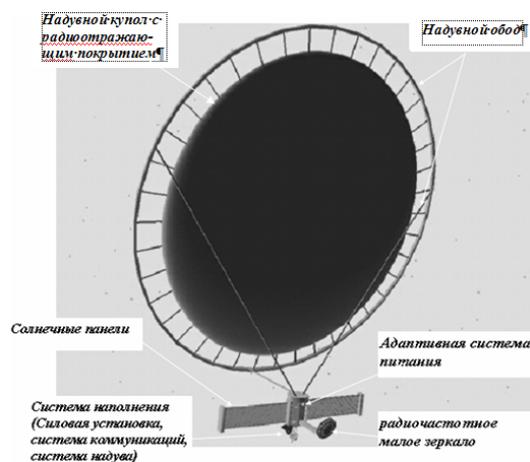


Рис. 1: Проектная модель надувной антенны ARISE (Разработана L'Garde, Inc.)

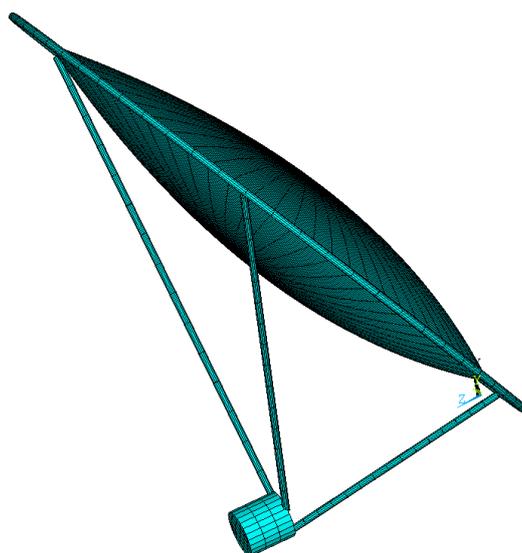


Рис. 2: Конечно-элементная 3D модель надувного рефлектора

Разработка озонаторов на барьерном разряде

Васильева Людмила Анатольевна

Аспирант

*Чувашский государственный университет имени И.Н. Ульянова, Радиотехники и
электроники, Чебоксары, Россия*

E-mail: Ask_Lyuda@mail.ru

Озонаторы на основе барьерного разряда являются в настоящее время основными промышленными источниками озона. Дальнейшее совершенствование генераторов озона в основном направлено как на повышение эффективности синтеза озона, так и на увеличение ресурса работы. Естественно, успешная реализация таких тенденций невозможна без глубокого изучения пространственно-временной структуры барьерного разряда. Прежде следует отметить, что пространственно-временная структура барьерного разряда отражает механизм развития электрического пробоя в разрядном промежутке, не поняв который, вряд ли удастся целенаправленно воздействовать на процесс синтеза озона в озонаторе. Формы и размеры канала микроразряда являются его существенными параметрами, так как определяют в конечном счете плотность энерговклада в озонируемый газ. Определение геометрии канала представляет сложную и не до конца решенную задачу вследствие статистического характера появления микроразрядов. Практически единственно возможным экспериментальным методом здесь является фотографирование с помощью электронно-оптического преобразователя (ЭОП).

В работе исследован барьерный разряд между различными конфигурациями электродов. Разработана эквивалентная электрическая схема системы. Получены для различных комбинаций параметров модели зависимости изменения заряда и напряжения на межэлектродном промежутке от времени. Определены времена зажигания и существования барьерного микроразряда для исследованных конфигураций электродов. Проведены экспериментальные исследования и выполнено сопоставление их результатов с теоретическими.

Проведенные теоретические и экспериментальные исследования представляют собой базу, на основе которой возможно разрабатывать более экономичные и эффективные озонаторы.

Компьютерное моделирование напряженно-деформированного состояния и диаграммы направленности космического рефлектора

Евдокимов Александр Семенович

Аспирант

Томский государственный университет, Физический факультет, Томск, Россия

E-mail: eas1985@mail.ru

В настоящее время антенные системы широко используются в различных областях науки и техники. Современные тенденции развития космических систем связи потребовали создания высокоэффективных параболических антенн, устанавливаемых на борту космических аппаратов. Трансформируемые антенны потребовали создания гибких радиоотражающих поверхностей с высоким коэффициентом отражения в рабочем диапазоне частот, высокой стабильностью физико-механических и электрофизических характеристик. Для современной спутниковой связи требуются антенны с высокой точностью формы зеркала. Ввиду сложности проведения наземных экспериментов уделяется большое внимание вопросам математического моделирования подобных конструкций. В настоящее время актуальным является компьютерное моделирование конструкций рефлектора на основе метода конечных элементов.

В работе М.В. Гряника и В.И. Ломана [2] были рассмотрены классификация развертываемых антенн и вопросы расчета характеристик излучения зеркальных антенн зонтичного типа. В диссертации Г. Тиберта [5] рассматривались разрабатываемые варианты конструкции крупногабаритных космических рефлекторов. Методы моделирования напряженно-деформированного состояния мембранных конструкции, в том числе и рефлекторов ободного и зонтичного типов были исследованы в [4, 1] соответственно. Вопросами моделирования отдельных аспектов конструкции крупногабаритных рефлекторов посвящены многие современные зарубежные публикации. Очень мало работ посвящено комплексному механическому и электродинамическому анализам. Поэтому в настоящее время является актуальным создание одного из вариантов комплексной методики компьютерного моделирования трансформируемых рефлекторов КА.

Использование трикотажного металлического сетеполотна для отражающей поверхности трансформируемых космических антенн позволяет получить улучшенные удельные массовые характеристики для конструкций рефлекторов. Однако при этом появляется зависимость коэффициента отражения от напряженного состояния сетеполотна. Таким образом, возникает необходимость совместного моделирования напряженно-деформированного состояния (НДС) и радиотехнических характеристик рефлектора.

Рассматривается параболический рефлектор зонтичного типа (рисунок 1). Силовая схема представляет собой конструкцию, состоящую из силовых и точностных спиц. Методика решения разработана на основе конечно-элементного подхода и позволяет прогнозировать напряженно-деформированное состояние рефлектора на различных этапах эксплуатации КА. Решение проводилось шаговым способом методом конечных элементов [3], реализованным в программном комплексе ANSYS. Общий вид КЭМ (без сетеполотна) показан на рисунке 2. Полученная равновесная форма отражающей поверхности рефлектора использована для расчетов методом моментов диаграмм направленности

космического рефлектора. Расчет проводился с помощью программы электромагнитного моделирования FEKO и GRASP.

Полученные результаты показывают, что использование данной методики позволяет получить диаграммы направленности крупногабаритных рефлекторов без проведения технически сложных и затратных физических измерений.

Литература

1. Бутов В.Г., Пономарев С.В., Солоненко В.А., Ящук А.А. Моделирование температурных деформаций рефлекторов космических аппаратов // Физика, 2004. №10. Приложение. С. 10-18.
2. Гряник М. В., Ломан В. И. Развертываемые зеркальные антенны зонтичного типа. М.: Радио и связь. 1987.
3. Зенкевич О. Метод конечных элементов в технике / Под ред. Б.Е. Победри. М.: Мир. 1975.
4. Усманов Д.Б. Моделирование напряженно-деформированного состояния крупногабаритного трансформируемого рефлектора. // Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. Томск. 2006. 179 С.
5. Tibert G.A. Deployable Tensegrity Structures for Space Applications: PhD thesis. Stockholm. 2002.

Иллюстрации



Рис. 1: Рефлектор для спутника «Луч»

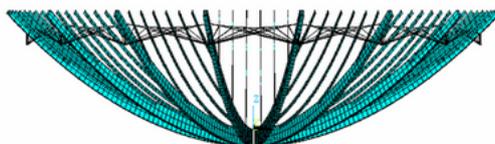


Рис. 2: Конечно-элементная модель рефлектора без сетеполотна

Моделирование движения заряженных частиц в поле плоского конденсатора с учетом влияния краевого поля.

Еденова Оксана Арстангалиевна

Студент

Актюбинский государственный университет им. К. Жубанова,

Физико-математический факультет, Актобе, Казахстан

E-mail: oxana.e_88@mail.ru

Работа посвящена проблеме учета влияния краевого на движение заряженных частиц в плоском поле конденсатора на отклонение и фокусировку пучка-вопрос, на который нет достаточно надежного ответа, поэтому задача учета влияния краевого поля, несомненно, актуальна, особенно при конструировании прецизионных приборов, когда требуется высокая точность расчетов. При решении задачи учета влияния краевого поля на движение заряженных частиц основная трудность связана с моделированием краевого поля конденсатора. Плоский конденсатор—простейшее электронное устройство, используемое для управления пучками заряженных частиц. Он представляет собой две параллельные пластины, на которые подаются постоянные потенциалы разных знаков. Внутри плоского конденсатора достаточно далеко от его краев создается однородное электрическое поле, в котором заряженные частицы движутся по параболическим траекториям. Однако вход и выход заряженных частиц в конденсаторе происходит в области краев пластин, где электрическое поле уже нельзя считать однородным. При решении задачи учета влияния краевого поля на движение заряженных частиц основная трудность связана с моделированием краевого поля конденсатора. Точное решение двумерной граничной задачи для уравнения Лапласа в случае плоского конденсатора возможно, но представляется достаточно сложным (1). В то же время для большинства практически важных случаев длина l пластин конденсатора гораздо больше расстояния между ними, поэтому пластины можно считать полубесконечными, что значительно упрощает расчет краевого поля. Если использовать комплексный потенциал $w = \psi + i\varphi$, где ψ —силовая функция, а φ —скалярный потенциал, то краевое поле плоского конденсатора с полубесконечными пластинами можно описать комплексной функцией [n1, n2]:

$$Z = \frac{d}{\pi} \left(1 + e^{\frac{\pi}{V}w} + \frac{\pi}{V}w \right), \quad (1)$$

где $Z = x + iy, 2d$ —расстояние между пластинами конденсатора, $\pm V$ - потенциалы пластин. Выражение (1) справедливо с достаточно высокой точностью, если выполняется соотношение $l \geq 12d$. Не теряя общности, можно перейти к безразмерным переменным, взяв d/π за единицу длины, а V/π за единицу потенциала. В безразмерных переменных формула (1) принимает вид:

$$z = 1 + e^w + w. \quad (2)$$

Откуда

$$x = 1 + e^\psi \cos\varphi + \psi, y = e^\psi \sin\varphi + \varphi. \quad (3)$$

С помощью формул (3) легко построить картину эквипотенциалей $\varphi = const$ и силовых линий $\psi = const$ поля конденсатора. При исследовании движения заряженных частиц

в краевом поле конденсатора возникает проблема, связанная с тем, что из формул (3) невозможно найти в явном виде распределение потенциала $\varphi \equiv \varphi(x, y)$, которое входит в функцию Лагранжа L заряженной частицы. В безразмерных переменных ее можно записать в виде:

$$L = \frac{\dot{x}^2 + \dot{y}^2}{2} - \varphi(x, y) \quad (4)$$

Здесь точки обозначают дифференцирование по безразмерному времени τ , которое связано со временем t соотношением $\tau = \sqrt{\frac{\pi q V}{m d^2}} t$, где q —заряд частицы, m —ее масса. Используя идею работы [n3], вместо безразмерных декартовых координат x, y в качестве независимых переменных мы выберем безразмерные переменные ψ, φ , и функцию Лагранжа запишем в новых безразмерных переменных:

$$L = \frac{1}{2} (\dot{\psi}^2 + \dot{\varphi}^2) (e^{2\psi} + 2e^\psi \cos\varphi + 1) - \varphi. \quad (5)$$

Используя уравнение (5), получим дифференциальные уравнения Лагранжа, описывающие движение заряженной частицы в поле плоского конденсатора. Разрешив эти уравнения относительно старшей производной, запишем их в следующем виде:

$$\ddot{\psi} = \frac{2\dot{\psi}\dot{\varphi}e^\psi \sin\varphi + (\dot{\varphi}^2 - \dot{\psi}^2) (e^{2\psi} + e^\psi \cos\varphi)}{e^{2\psi} + 2e^\psi \cos\varphi + 1}, \quad (6)$$

$$\ddot{\varphi} = \frac{(\dot{\varphi}^2 - \dot{\psi}^2) e^\psi \sin\varphi - 2\dot{\psi}\dot{\varphi} (e^{2\psi} + e^\psi \cos\varphi) - 1}{e^{2\psi} + 2e^\psi \cos\varphi + 1}. \quad (7)$$

Интегрирование этих уравнений позволяет найти функции $\psi(\tau)$ и $\varphi(\tau)$ при определенных начальных значениях $\psi_0, \dot{\psi}_0, \varphi_0, \dot{\varphi}_0$, заданных при $\tau = 0$. Подстановка найденных функций $\psi(\tau)$ и $\varphi(\tau)$ в формулы (3) дает закон движения заряженной частицы $x(\tau), y(\tau)$ в плоском конденсаторе с учетом влияния краевого поля.

Литература

1. Лаврентьев М.А., Шабат Б.В. Методы теории функций комплексного переменного. М.: Наука, 1973. - 736 с.
2. Свешников А.Г., Тихонов А.Н. Теория функций комплексной переменной. М.: Наука, 1967. - 304 с.
3. Spivak-Lavrov I.F. The use of conformally-invariant equations to describe tracks of charged partticies // Nucl. Instr.and Meth. - A 363, 1995. - P. 491-493.

Двухжидкостная модель холодной плазмы с учетом коллизий

Елена Егорова Революевна

Аспирант

Якутский государственный университет им. М.К. Аммосова, Прикладная
математика и информатика, Якутск, Россия

E-mail: pt-99-1@mail.ru

Интерес к изучению волн конечной амплитуды в пределах «холодной плазмы» постоянен (см., например, [3]). Если в гидродинамических моделях, применяющихся для исследования сложной картины взаимодействия магнитных и гидродинамических явлений в плазме, учитывать электроны и ионы как две взаимно-проникающие жидкости, то приходим к так называемому приближению двухжидкостной гидродинамики. В рамках данного приближения, в представленной работе, уравнения двух жидкостей описывают электроны и ионы как две проводящие жидкости, связанные друг с другом электромагнитными полями и диссипацией. В отличие, от предыдущих трудов [1] в данной работе рассматривается модель, которая учитывает влияние силы трения между ионами и электронами [2]:

$$m_i n (\partial v_i / \partial t) + \nabla p_i = enE + \frac{en}{c} [v_i B] + \frac{m_e n}{\tau_e} (v_e - v_i)$$

$$m_e n (\partial v_e / \partial t) + \nabla p_e = -enE - \frac{en}{c} [v_e B] - \frac{m_e n}{\tau_e} (v_e - v_i)$$

где $\frac{m_e n}{\tau_e} (v_e - v_i)$ известные компоненты частоты столкновений.

Учет влияния диссипации в данной постановке задачи уточняет математическую модель, тем самым, приносит вклад в дальнейшее развитие качественной теории исследуемых задач.

Литература

1. Бахолдин И.Б. Бездиссипативные разрывы в механике сплошной среды. М., 2004.
2. Кадомцев Б.Б. Коллективные явления в плазме. М., 1976.
3. Bindu S.G., Kuriakose V.C. Solitons and electromagnetic wave propagation through cold collision free plasma // J. Phys. Soc. Japan, V.67. 1997. No. 12. P. 4031-4036.

Моделирование спирально-винтового питателя коаксиальными цилиндрами.

Золотарев Павел Сергеевич

Аспирант

Ульяновская государственная сельскохозяйственная академия, инженерный,

Ульяновск, Россия

E-mail: zolotarev.pavel@mail.ru

Транспортирующие устройства на основе спирального винта находят все большее применение в сельском хозяйстве и в промышленности для перемещения сыпучих материалов (СМ) и жидкостей. Одним из вариантов применения транспортеров является приемно-разгрузочные работы, в частности емкостей бункерного типа [1]. На фоне возрастающего интереса к спирально-винтовым питателям (СВП) его теоретическое сопровождение видится исключительно актуальным, т.к. позволяет теоретически предсказывать производительность устройства.

Однако процесс транспортировки СМ спиральным винтом достаточно сложен [2] и требует использования некоторых упрощений, модельных представлений как о самой системе, так и о СМ. В связи с этим была разработана модель двух коаксиальных цилиндров, представляющих СВП, а для описания поведения СМ в данных модельных условиях был использован гидродинамический подход.

Рисунки иллюстрируют процесс перемещения СМ в СВП и модельное представление о СВП как о двух соосно расположенных цилиндрах. Таким образом, в работе были сделаны следующие основные предположения: рассмотрение СМ как сплошной среды, псевдожидкости; идеализированная замена спирального винта цилиндром, геодезической которого и является спиральный винт.

Целесообразность первого предположения обоснована в работах [3-5]. Второе предположение является продолжением коаксиальной стратификации, зонирования, принятого в работе [4]. Геометрическое же различие учитывается поправочным коэффициентом, что сделать довольно просто, т.к. спираль – геодезическая цилиндра.

Используя предложенные выше представления о системе СВП и СМ, было разрешено несколько отдельных задач, т.е. были установлены профили скоростей СМ в зазоре, внутри цилиндра как при поступательном движении, так и вращательном [6].

Профили скоростей использовались для расчета производительности СВП, параллельно с этим вопросом решалась проблема оптимизации конструктивного исполнения, ориентированная на максимизацию производительности при той же электро- и металлоемкости СВП.

Полученные аналитические выражения находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными, что подтверждает адекватность проведенного моделирования.

Литература

1. Исаев Ю.М., Золотарев П.С. Движение сыпучего материала в спирально-винтовых устройствах // *Фундаментальные исследования*. 2009. № 5. С. 50-52.

2. Патент РФ на полезную модель № 87415. Бункерное устройство со спирально-винтовым питателем. / П.С. Золотарев / 10.10.2009 Бюл. № 28.
3. Михайлов С.Н., Вачагин К.Д., Преображенский П.А. и др. Определение эффективной вязкости сыпучего материала в гибком шнеке // Химическое и нефтяное машиностроение. 1976. №6. С. 20-21.
4. Mikhailov S.N., Kurmanaevskii V.V., Vachagin K.D. and Fridman M.L. Determination of the speed of granular material flow in a two-spiral flexible screw conveyor // Chemical and Petroleum Engineering. 1976. V. 2. Pp. 606-609.
5. Михайлов С.Н., Вачагин К.Д., Труфанов А.А. Течение вязкой жидкости в односпиральном гибком шнеке // Труды казанского химико-технологического института. 1969. №2. С. 46-48.
6. Золотарев П.С. Скорость перемещения псевдожидкости в спирально-винтовом транспортере // Приводная техника. 2009. № 5. С. 49-56.

Иллюстрации

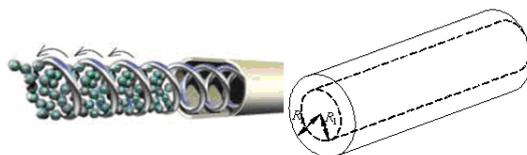


Рис. 1: а. Трансляция СМ в СВП; б. Два коаксиальных цилиндра

ВИХРЕВОЕ ДВИЖЕНИЕ РАСПЛАВА В СТАЛЕПЛАВИЛЬНЫХ ПЕЧАХ

Казак Олег Викторович

Аспирант

Донецкий Национальный Университет, физический, Донецк, Украина

E-mail: olegkazak@yandex.ru

В последнее время для выплавки металла все большее распространение получают печи с подовым электродом, работающие на постоянном токе. Схема такой печи с двумя электродами приведена на рис. 1, где 1 – огнеупорная футеровка, 2 – жидкий металл, 3 – электроды, нанесены линии плотности тока и магнитной индукции. Эксплуатация печей данного типа показала повышенный износ футеровки в области подового электрода (рис. 2). Предполагаемой причиной износа является вихревое движение расплава металла. Вихревое течение расплава возникает при подводе электрического тока в отсутствие внешних магнитных полей при пространственной неоднородности электрического тока.

Построена математическая модель электрической печи для выплавки металла. Предложенная модель не имеет аналитического решения и решалась численно методом конечных элементов при помощи пакета ANSYS. Рассматриваемая задача относится к категории задач мультифизики, поэтому ее решение с помощью прикладного пакета ANSYS следует выполнять поэтапно:

1-й этап – моделирование электромагнитных полей;

2-й этап – моделирование электровихревых течений;

3-й этап – моделирование электровихревых течений с учетом теплопереноса.

Отработаны методы расчета электромагнитных полей при помощи пакета ANSYS. Расчеты проводились с использованием различных видов анализа на различных сетках. Исследовано влияние граничных условий на границах расчетной области на параметры в центральной зоне. Выяснено существенное влияние на результаты расчетов размеров расчетной сетки и формы конечных элементов. Проведены расчеты электромагнитных параметров для промышленной электрометаллургической печи. Результаты расчетов в ANSYS сравнивались с расчетами в COMSOL и экспериментальными данными. Хорошее совпадение расчетов разными методами и пакетами говорит о надежности методов и достоверности результатов. Произведены расчеты полей скорости движения расплава. На рис. 3 приведено векторное и контурное поле скоростей движения расплава, обусловленное силой Лоренца, около подового электрода (анода). Результаты расчетов подтверждают факт, что сила Лоренца в таких печах является определяющей при возникновении электровихревого течения.

Литература

1. Бояревич В.В., Фрейберг Я.Ж., Шилова Е.И., Щербинин Э.В. Электровихревые течения / Под ред. Щербинина Э.В. – Рига: Зинатие, 1985. – 315 с.
2. Szekely J. Heat-transfer fluid flow and bath circulation in electric arc furnaces and dc plasma furnaces / J. Szekely, J. McKelliget, and M. Choudhary // Ironmaking and Steelmaking. – 1983. – Vol.10. No.4. – P. 169-179.

3. ANSYS Theory Reference. Ninth Edition. SAS IP, Inc.

Слова благодарности

Автор выражает признательность профессору, д.т.н. Семко А.Н. за помощь в подготовке тезисов

Иллюстрации

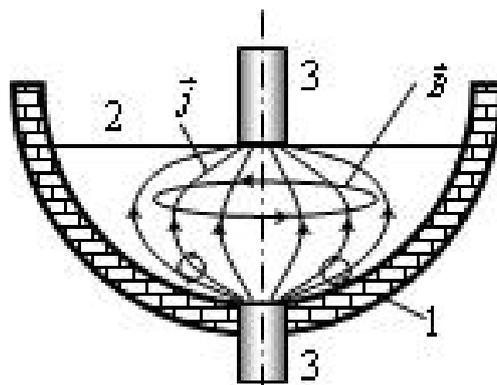


Рис. 1

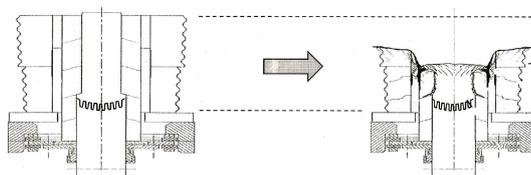


Рис. 2

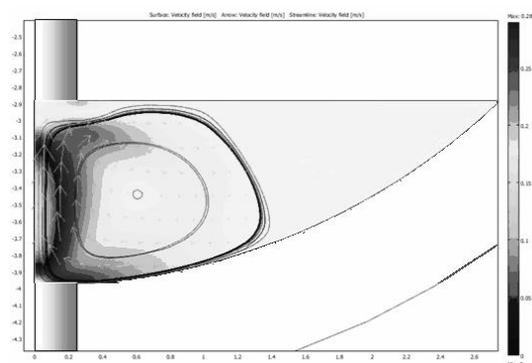


Рис. 3

Математическое моделирование электродуговых процессов при нарушении токосъема в электротяговых сетях переменного тока

Колосов Дмитрий Владимирович

Кандидат наук

Ростовский государственный университет путей сообщения, Теплоэнергетический факультет, Ростов-на-Дону, Россия

E-mail: ortundnkvd@gmail.com

С ростом мощности электроподвижного состава (ЭПС) и скоростей движения поездов усложнились задачи, относящиеся к проектированию и эксплуатации контактной сети (КС) и токоприемников, образующих сильноточный скользящий электрический контакт. Методы изучения и совершенствования процесса передачи электроэнергии существенно отличаются от реализуемых в других скользящих контактах, например, в электрических машинах. Особая роль отводится разработке и применению высоконадежных и эффективных систем диагностики качества взаимодействия токоприемника ЭПС и контактного провода, позволяющих проводить оперативную диагностику нарушений токосъема на перегоне и осуществлять информационное обеспечение соответствующих служб и подразделений.

Создание эффективных моделей взаимодействия токоприемника электровоза и КС требует реализации математического моделирования режимов токосъема при помощи аналитического и статистического методов; сбор и обработка данных измерений на действующих участках железных дорог; осуществление сравнительного анализа результатов измерений и расчетов с использованием компьютерных имитационных моделей токосъема.

Разработка и программная реализация варианта имитационного моделирования схемы замещения тяговой сети и ЭПС позволяет учитывать при моделировании особенности электродуговых процессов при токосъеме на участках переменного тока, когда нарушение токосъема может сопровождаться повторными пробоями воздушного промежутка между контактным проводом и пантографом электровоза при переходе тягового тока через нулевое значение.

В исследовании выполнено моделирование дугового токосъема средствами специализированного программного обеспечения на ЭВМ и проведено сравнение результатов расчетов с использованием разработанных математических моделей с экспериментальными данными.

Разработана методика моделирования схемы замещения тяговой сети и ЭПС на ЭВМ средствами специализированного ПО Multisim, учитывающая при моделировании особенности электродуговых процессов при токосъеме на участках переменного тока. Обобщенная схема модели состоит из схем замещения тяговой подстанции, контактной сети, электровоза, а также блока «точка контакта», моделирующей особенности электрического контакта между токоприемником и КС. При кратковременном замыкании ключа в блоке контакта, управляемого кодовой комбинацией генератора слова, осциллографом регистрируются высокочастотные выбросы, определяющие параметры радиоизлучений при выбранном режиме нарушения токосъема.

В результате программной симуляции рассмотренной схемы замещения получен ряд амплитудно-частотных характеристик электромагнитных излучений в процессе дугового токосъема при различных параметрах рассмотренной схемы замещения.

В результате анализа полученных результатов измерений на действующем участке и расчетных величин можно сделать вывод, что наибольшие уровни радиоизлучений при выбранном режиме дугового токосъема при обоих режимах питания тяговой сети наблюдаются в границах 0,1-0,2 МГц с последующим спадом уровня по мере возрастания частоты. При этом наблюдается увеличение уровня излучений в среднем на 10 дБ в диапазоне 6-14 МГц. Результаты моделирования подтверждают правильность выбора частотного спектра 130-140 кГц для работы специализированного радиоприемного устройства и определение дополнительной помехоустойчивой области (14 МГц), обеспечивающей наилучшую частотную и амплитудную селекцию сигналов от нарушений токосъема на фоне мешающего действия паразитных радиопомех.

Для оценки адекватности разработанных математических моделей реальным процессам при дуговом токосъеме, а также для проверки достоверности расчетных данных выполнено сравнение результатов экспериментальных исследований с расчетными величинами.

Средняя величина абсолютного значения отклонения от расчетных данных составляет 4,5 дБмкВ/м (11 дисперсии величин погрешности 6,8 дБмкВ/м. Различия в результатах измерений и математических расчетов могут быть объяснены как спецификой условий экспериментальных исследований, влиянием большого количества дополнительных влияющих факторов, не полностью учтенных при анализе полученных данных, так и допущениями при составлении и программной реализации аналитической модели, принятыми для существенного упрощения расчетов при сохранении приемлемого уровня достоверности и адекватности полученных результатов. Полученные расчетные данные соответствуют экспериментальным, как минимум, по порядку величин, что позволяет сделать вывод об адекватности предложенной аналитической модели дугового токосъема.

Для оценки протяженности зон распространения радиоизлучений при дуговом токосъеме и дальности обнаружения использованы данные расчетов с применением разработанной аналитической модели. По результатам расчетов сделан вывод, что при заданных параметрах радиоприемных устройств автоматизированной системы диагностики дальность обнаружения полезного сигнала составляет не менее 1 км в обе стороны от места дугового токосъема.

Литература

1. 1. Жарков Ю.И., Семенов Ю.Г, Фигурнов Е.П., Колосов Д.В. Автоматизированная диагностика нарушений токосъема в электротяговых сетях. Теория, методы и средства измерений, контроля и диагностики: Материалы IV Междунар. науч.-практ. конф., г.Новочеркасск, 26 сентября 2003г.: В 3 ч./Юж.-Рос. гос. техн. ун-т (НПИ). – Новочеркасск: ЮРГТУ, 2003. – Ч.2. – С.45-50.
2. 2. Жарков Ю.И., Семенов Ю.Г, Фигурнов Е.П., Колосов Д.В. Системотехнические основы автоматизированной диагностики нарушений токосъема в электротяговых сетях. Электрификация и научно-технический прогресс на железнодорожном

транспорте: Материалы второго международного симпозиума eltrans 2003, 21-24 октября 2003г., ПГУПС, 2004. - С.133-134.

3. 3. Жарков Ю.И., Семенов Ю.Г., Колосов Д.В. Автоматизация диагностики дугового токосъема в электротяговых сетях железных дорог. Сборник тезисов докладов 63-й студенческой научно-практической конференции / Под ред. А.Н.Гуды. – Ростов н/Д: Рост. гос. ун-т путей сообщения, 2004. – С.45-47.
4. 4. Жарков Ю.И., Семенов Ю.Г., Колосов Д.В. Контроль качества токосъема на электрифицированных участках железных дорог. Сборник тезисов докладов 62-й студенческой научно-практической конференции / Под ред. А.Н.Гуды.–Ростов н/Д: Рост. гос. ун-т путей сообщения, 2003. – С. 96-97.

**Задачи и реализация анализа и интерпретации данных нелинейных
моделей измерений**

Копит Татьяна Александровна

Аспирант

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический
факультет, Москва, Россия
E-mail: kopit_tanya@mail.ru*

В работе исследуется подход к решению задач поиска оценок входных параметров модели измерения, выходной сигнал которой получен с ненулевой погрешностью. Предлагается метод аппроксимации нелинейной модели измерения кусочно-линейной моделью гарантированной надежности. Полученное приближение модели используется при интерпретации измерения. При этом точность оценок согласуется с точностью измерения.

Рассматривается нелинейная схема измерительного эксперимента $\xi = A(f) + \nu$, где ξ — результат измерения искаженного аддитивным шумом ν выходного сигнала $A(f)$ измерительного прибора A , на вход которого подан сигнал f от изучаемого объекта. Требуется по результату измерения, известным модели измерительного прибора A и погрешности ν оценить сигнал f . В случае линейных измерительных приборов задача интерпретации решена методами теории измерительно-вычислительных систем [1]. Но так как на практике модель измерения часто не известна и, возможно, нелинейна, и сама модель эмпирически восстанавливается с ненулевой погрешностью, она может быть заменена приближенной, если погрешность оценок сравнима с погрешностью, возникающей из-за неточности измерения.

Реализация методов была использована при решении задачи интерпретации измерений модели фотосинтетической системы [2], в которой измеряемыми параметрами являлись значения насыщения Δ рН и скорости синтеза АТФ, а оцениваемыми параметрами — концентрация фотосистем-2 и интенсивности света. Были получены оценки параметров модели, при этом их погрешность согласована с погрешностью, возникающей из-за неточности измерений. Проведено сравнение результатов со стандартным методом наименьших квадратов.

Работа была выполнена при поддержке РФФИ (гранты 09-07-00505-а и 08-07-00120-а).

Литература

1. Пытьев Ю.П. Методы математического моделирования измерительно-вычислительных систем. - М.:ФИЗМАТЛИТ, 2004.
2. Копит Т.А., Устинин Д.М., Грачев Е.А. Имитационное моделирование протонного транспорта и его влияния на синтез АТФ в цепи переноса заряда фотосинтетической мембраны. // Тезисы докладов XIV Международной конференции "Математика.Компьютер.Образование". Пушино, 2007 г.

Моделирование процесса гетерогенного взаимодействия пероксидных радикалов с органическим соединением

Малхасян В.Р., Jalali Н.А.

Студент

Ереванский государственный университет, Физический факультет, Ереван, Армения

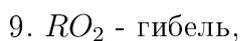
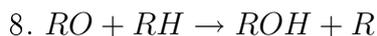
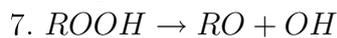
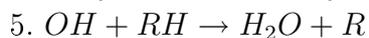
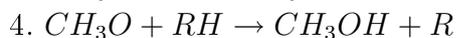
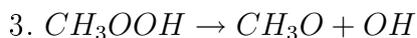
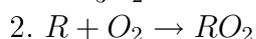
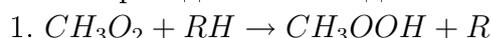
E-mail: vahmalk@ysu.am

Ранее при изучении реакции пероксидных радикалов с органическим соединением (метаном) на твердой поверхности веществ, входящих в состав природных атмосферных аэрозолей ($NaCl$, KCl , TiO_2) [2,4,5] было установлено, что при определенных условиях на поверхности оксида титана наблюдается не уменьшение концентрации радикалов, как это было на поверхности солей, а ее увеличение.

Для объяснения сложного экстремального характера зависимости концентрации радикалов от концентрации метана было сделано предположение, что имеет место гетерогенное расщепление метана по цепному механизму.

В настоящей работе была поставлена задача проанализировать такую возможность на примере краткой модели, учитывающей наши представления.

Ниже приводится эта модель:



где RH - органическое соединение.

Предполагается, что процесс идет в адсорбированном слое в приближении Ленгмюра-Хиншельвуда.

Анализ модели проведен с помощью программы VALKIN [6] с использованием подпрограммы ROW-4 [3].

Значения констант скорости отдельных гетерогенных стадий выбраны на основании данных, приведенных в [1].

Из полученных данных, касающихся зависимости концентрации пероксидных радикалов от концентрации органического соединения, следует, что при малых значениях концентрации горючего концентрация радикалов растет, становясь больше исходной, а затем падает до значений, меньше исходных, как это имело место в опыте. Проведен анализ влияния концентраций пероксидных радикалов, RH и O_2 на закономерности изучаемого процесса.

Полученные данные свидетельствуют в пользу возможности цепного расщепления органического соединения на твердой поверхности, инициированного стадией (1).

Литература

1. Крылов О.В. Сборник: Проблемы кинетики химических элементарных реакций, Изд-во Наука, Москва, 1973, С. 115.
2. Манучарова Л.А., Царукян С.В., Варданын И.А. Доклады НАН РА., 2007, Т 107, С. 239.
3. Gotwald B., Wanner G. Simulation, V. 37, 1982, P. 169.
4. Manucharova L., Tsarukyan S., Vardanyan I. International Journal of Chemical Kinetics, 2004, V. 36, P. 591.
5. Manucharova L., Tsarukyan S., Vardanyan I. 20th Internernational Symposium on Gas Kinetics, Book of Abstracts, 2009, P. 128.
6. Tavadyan L., Chachoyan A. Chemistry and Physics of Lipids, 2007, P. 30

Слова благодарности

Авторы благодарят академика НАН РА Варданын И.А. за помощь в выполнении работы.

Расчет углового распределения потенциала пучка заряженных частиц

Никифорова Людмила Владимировна

Аспирант

Якутский государственный университет имени М. К. Аммосова,

Физико-технический институт, Якутск, Россия

E-mail: Nliudmilav@mail.ru

В связи с развитием нанотехнологии в настоящее время стала актуальной проблема разработки и проектирования источников заряженных частиц на основе полевой электронной и ионной эмиссии.

Во внешнем электрическом поле при очень высоких напряженностях электрического поля порядка 10^8 В/м с поверхности металла происходит полевая электронная эмиссия.

Это явление известно из давних времен, но теория этой электронной эмиссии была разработана в 30-е г. 20-го столетия после создания квантовой механики Фаулером и Нордгеймом на основе квантово-механического метода ВКБ [1]. Теория достаточно хорошо описывает экспериментальные данные, но при режиме отбора больших токов наблюдается некоторое расхождение теории с экспериментом. Большинство специалистов это расхождение связывают с влиянием пространственного заряда пучка источника [2, 3].

Настоящая работа посвящена исследованию влияния пространственного заряда пучка на эмиссионные характеристики источника. разработана модельная задача для расчета углового распределения потенциала пучка заряженных частиц полевого электронного катода. полевой электронный катод моделируется сферой радиуса r_0 , анод сферой радиуса R [4]. Имеется пучок заряженных частиц с плотностью распределения $\rho = \rho_0 \frac{r_0^3}{r^3}$, где r - сферические координаты с углом раствора $\theta = \theta_0$ внутри сферического диода.

Расчет углового распределения потенциала сделан двумя методами. получено решение данной задачи, методом разложения по сферическим функциям и методом Фурье с использованием условия сшивания на границе пучок-вакуум [4].

Был проведен анализ полученного аналитического выражения и сравнение с результатом, полученным для данной задачи методом разложения по сферическим функциям, анализ показал хорошее соответствие полученных результатов расчета.

Литература

1. Fowler R. H., Nordheim L. W. Electron emission in intense electric field // Proc. Roy.Soc. (London). A 119, № 781, 1928, с 173 –181.
2. Modinos A. Field thermoionic and secondary electron emission spectroscopy. New. Jort : Plemim Press. 1984. 375.
3. Dyke W.R., Trolan J.K. Field emission: Large current densities, space charge and the vacuum arc // Phys. Rev. 89, №4, 1953, с. 799 – 807.
4. Егоров Н.В., Яковлев Б.В. Расчет характеристик сферического полевого диода с магнитной фокусировкой электронного пучка // Ж. "Поверхность" 2000, №4, с.193-196.

Прямой метод вычисления кинетической энергии в методе Монте-Карло
Новосёлов Александр Андреевич

Студент

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия
E-mail: novoselov@akado.ru

В работе проведено тестирование методов монте-карловского вычисления континуальных интегралов в квантовой механике на примере одномерных задач. Одномерные квантомеханические системы достаточно легко могут быть

исследованы численно с помощью стандартных методов (метода стрельбы, вариационных методов и т.д.). Однако сложность такого численного анализа резко возрастает с ростом степеней свободы квантовой системы. Главным преимуществом обсуждаемых в данной статье методов монте-карловских вычислений континуальных интегралов является та простота, с которой эти методы обобщаются на случай квантовых систем многих степеней свободы. В работе мы исследуем вопрос о нахождении основного состояния

с использованием и без использования

теоремы вириала, что очень важно для дальнейшего распространения монте-карловских методов в квантовой механике, так как использовать вириальные соотношения не всегда представляется возможным.

Вычисление полной энергии не является тривиальной задачей: если потенциальная энергия получается простым усреднением, то среднее от "наивного" выражения для кинетической энергии

$$\frac{m}{2} \frac{(x_{n+1} - x_n)^2}{a^2} \quad (1)$$

(1)

расходится в непрерывном пределе $a \rightarrow 0$. Вычисляя явно среднюю кинетическую энергию при помощи

континуального интеграла, показано, что "наивное" выражение для кинетической энергии (1) в действительности не является верным. В правильное выражение решеточной наблюдаемой для кинетической энергии входит еще одно слагаемое, сокращающее расходимость "наивного" среднего.

$$\langle T \rangle = \left\langle -\frac{m}{2} \frac{(x_{n+1} - x_n)^2}{a^2} + \frac{\hbar}{2a} \right\rangle. \quad (2)$$

Среднее от первого слагаемого в данной формуле расходится. Однако второе слагаемое явным образом выделяет и сокращает расходящуюся часть. Это позволяет вычислять

кинетическую энергию любых систем напрямую. Для проверки этого метода мы использовали его для получения энергии основного состояния нашей системы.

Литература

1. M.Creutz and B.Freedman, A Statistical Approach To Quantum Mechanics, Annals Phys. **132** (1981) 427.
2. E.V.Shuryak, TOWARD THE QUANTITATIVE THEORY OF THE 'INSTANTON LIQUID' TUNNELING IN THE DOUBLE WELL POTENTIAL, Nucl. Phys. B **302** (1988) 621.
3. Кройц М. Кварки, глюоны и решетки. М., 1987.

Слова благодарности

Работа выполнена при частичной поддержке гранта Президента РФ НШ-3159.2010.2.

Компьютерное моделирование ионной бомбардировки нанокластеров Ti13 с парным межатомным взаимодействием: Центральный удар***Панькин Николай Александрович****Кандидат наук**Мордовский государственный университет им. Н.П.Огарева, Институт физики и химии, физическое отделение, Саранск, Россия**E-mail: panjkinna@yandex.ru*

При нанесении покрытий в ионно-плазменном потоке присутствуют нанокластеры. Они состоят из элементов материала катода. При своем движении ионы и кластеры испытывают упругие и неупругие соударения с различными высокоэнергетическими частицами плазмы, а также между собой. При этом возможно изменение пространственных и временных характеристик низкотемпературной плазмы.

Целью настоящей работы являлось компьютерное моделирование методом молекулярной динамики начальных стадий процесса ионной бомбардировки нанокластеров титана Ti13 в случае центрального удара ионов с кластером. Рассматривались различные начальные энергии ионов титана (100-1000 эВ). Взаимодействие между атомами нанокластера, а также иона с кластером описывалось с помощью парного потенциала Морзе. Решение системы уравнений движения ионов и атомов кластера проводили методом Верлета в «скоростной форме» с переменным шагом по времени. Неупругие потери энергии иона не учитывали.

Повышение энергии ионов сопровождается увеличением доли прошедших через нанокластер частиц и уменьшением времени их взаимодействия с атомами кластера. При этом наблюдается монотонное возрастание относительной энергии отразившихся ионов от 0.41 E/E0 при 100 эВ до 0.98 E/E0 при 1 кэВ (E0 – первоначальная энергия ионов, E – конечная энергия ионов). Максимальная передача энергии от иона осуществляется ближайшему к нему и центральному атому кластера. Это справедливо для случая прохождения иона, так и при его конденсации. Увеличение скорости бомбардирующих частиц существенно уменьшает сообщаемую атомам кластера кинетическую энергию вследствие соударения с ионами. Кроме того, повышение энергии ионов приводит к уменьшению доли обратноотраженных ионов. Углы отсчитывались от направления первоначального движения ионов титана.

В энергетическом спектре ионов, после их взаимодействия с кластером, условно можно выделить три зоны: 1) от 0 до 0.10 E/E0; 2) от 0.10 до 0.25 E/E0; 3) от 0.25 E/E0 и выше. Первая зона связана с вкладом в распределение по энергиям конденсированных, отраженных и прошедших через нанокластер ионов титана. При этом их распределение по направлению движения близко к равномерному. Вторая и третья зоны обусловлены лишь отраженными от поверхности кластера атомами, либо прошедшими сквозь него. Вторая область связана с отражением ионов от кластера на углы свыше 160° (отражение назад). Третья энергетическая область обуславливает появление максимумов в распределении по углам вылета (угловое распределение ионов) при углах 40 и 100 градусов. Для второй и третьей областей распределения ионов по энергиям характерно наличие ярко выраженных максимумов. Ионы с энергией соответствующей второму максимуму энергетического распределения, после взаимодействия с кластером, имеют среднее направление скорости, составляющее угол порядка 40° с первоначальным направлением движения иона. При повышении энергии бомбардирующих кластер ионов наблюдается смещение вышеуказанных максимумов в область больших значений E/E0. Также отмечается снижение вклада первой и второй зон в результирующий энергетический спектр ионов.

ТЕОРЕТИКО-ВОЗМОЖНОСТНАЯ МОДЕЛЬ ЭКСПЕРТНЫХ СИСТЕМ

Пустовалов А., студент, Нагорный Ю. М., физик

МГУ им. М. В. Ломоносова

В докладе будет представлено решение задачи экспертного оценивания распределения возможностей нечеткого элемента путем их упорядочивания. Будут изложены методы построения коллективной оценки распределения возможностей нечеткого элемента.

Будет рассмотрено восстановление распределения нечеткого элемента двумя способами:

- а) путем попарных сравнений возможностей его значений,
- б) путем упорядочивания возможностей его значений.

Будут представлены результаты исследования решений двух эквивалентных задач:

$$\sum_{i=1}^N \omega^2 \rho^2(m^{(i)}, m) = \sum_{i=1}^N \omega^2 \rho^2(m^{(i)}, \bar{m}) + \rho^2(\bar{m}, m)$$

и

$$\sum_{i=1}^N \omega^2 r^2(\pi_i, \pi) = \sum_{i=1}^N \omega_i^2 r^2(\pi_i, \bar{\pi}) + r^2(\bar{\pi}, \pi)$$

В процессе исследования проверена гипотеза о том, что если эксперты упорядочивают возможности наугад и взаимно независимо (модель «абсолютной некомпетентности» экспертов), то упорядоченности распределены по закону χ^2 .

Для облегчения понимания математической стороны вопроса в докладе будет дано введение в базовые элементы новой теории возможностей: понятие возможности, интеграла, связь между возможностью и вероятностью, понятия нечеткого элемента и нечеткого множества.

Литература

1. Ю. П. Пытьев «Возможность как альтернатива вероятности. Математические и эмпирические основы, применение». М.: Физматлит, 2007.
2. Ю. П. Пытьев «Эмпирическое восстановление мер возможности и правдоподобия возможности в моделях экспертных решений». Автоматика и телемеханика, № 3, 2010, стр. 131–146.

Оценивание спектральной плотности сигнала с помощью фазированной антенной решетки переменной конфигурации.

Фундаев Сергей Валерьевич

Аспирант

Ульяновский государственный университет, Инженерно-физический факультет,

Ульяновск, Россия

E-mail: fundaevs@gmail.com

Фазированная антенная решетка это набор приемников какой-либо волны, расположенных на некоторых известных расстояниях друга от друга и позволяющих определять фазу регистрируемой волны в каждый момент времени. Под волной следует понимать любой волновой процесс: электромагнитное излучение, акустические волны и т.п.

Фазированная антенная решетка позволяет не только восстанавливать спектр излучения, но и определять направление распространения каждой отдельной моды. Это оказывается возможным благодаря двум обстоятельствам:

1. Конфигурация решетки заранее известна, т.е. известны расстояния между ее узлами (базисы).
2. Поскольку каждый узел решетки позволяет определить фазу волны, становится возможным определение сдвига фаз между отдельными узлами.

Сопоставление сдвига фаз между узлами антенной решетки с их базисами и приводит к восстановлению волнового вектора для моды с частотой .

Таким образом, чтобы определить направление излучения какой-либо частоты в трехмерном пространстве требуется использовать фазированную антенную решетку, состоящую не менее чем из трех узлов.

Область практического применения фазированных антенных решеток довольно широка. В частности, астрономы используют их для точной локализации источников какого-либо излучения. Ими проводились измерения, например, с использованием в качестве узлов решетки радиотелескопов, расположенных в Крыму, Иркутске и Москве. Базисные расстояния в этом эксперименте оказались не менее 3000 км. Эта же технология используется и в радиолокации. В этом случае радар представляет собой набор независимых приемников, регистрирующих отраженный электромагнитный импульс в узком диапазоне частот с высоким временным разрешением. Его использование позволяет существенно повысить точность определения положения цели.

Точность определения волнового вектора существенным образом зависит от базисных расстояний: чем они больше, тем выше точность. В ряде случаев, как, например, при астрономических измерениях, для достижения достаточной точности приходится располагать узлы решетки в разных точках планеты. При этом размеры полученной решетки ограничиваются следующим условием: вся она должна быть «видна» источнику излучения в течение некоторого промежутка времени, достаточного для получения требуемого объема статистики. В свете указанного ограничения довольно перспективным выглядит расположение узлов решетки на искусственных спутниках Земли. Такая антенная решетка будет обладать следующими преимуществами перед решеткой, расположенной на земле:

1. Существенно возрастают базисные расстояния;
2. Возрастает время наблюдения источника излучения, а при использовании специальных орбит оно может оказаться не ограниченным.
3. Возможность использования уже имеющихся данных, накопленных за время полета различных ИСЗ.

Однако использование ИСЗ в качестве узлов антенной решетки приведет тому, что ее конфигурация окажется переменной: базисные расстояния теперь не являются постоянными, а представляют собой функции времени. Последнее обстоятельство не позволяет в явном виде использовать математические соотношения, применяемые для фазированных антенных решеток, конфигурация которых неизменна. Требуется разработать новый «инструмент» для обработки данных, получаемых с антенных решеток переменной конфигурации. Эта задача и является главной в настоящей работе.

Литература

1. Марпл-мл. С.Л. Цифровой спектральный анализ и его приложения. - М., 1990.
2. Дж. Бендат, А. Пирсол. Применения корреляционного и спектрального анализа. - М., 1983.

Исследование и развитие метода микросейсмического зондирования.

Цуканов Алексей Алексеевич

Аспирант

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический

факультет, Москва, Россия

E-mail: halyx@mail.ru

Настоящая работа посвящена разработке и реализации подходов к решению прямой и обратной задачи взаимодействия поверхностной волны Рэлея с неоднородностями, размеры которых сравнимы с длиной волны (или менее). Это явление лежит в основе метода микросейсмического зондирования (ММЗ), который был запатентован в 2005 году [2] как новый способ пассивной сейсморазведки, основанный на анализе пространственных вариаций спектра локального микросейсмического поля с процедурой привязки по глубине частотных диапазонов. Метод базируется на экспериментально проверенном предположении о том, что вертикальная компонента смещений в микросейсмическом шуме представлена в основном вертикальной компонентой смещения основной (фундаментальной) моды волны Рэлея и что источники микросейсм распределены в пространстве достаточно равномерно (см., например, [9]).

Возможность использования пространственных вариаций энергетического спектра микросейсмического поля для изучения глубинного строения геологической среды, сформулированная позже как метод микросейсмического зондирования, была выявлена российским исследователем А.В.Горбатиковым [7, 8]. Вначале экспериментально была обнаружена устойчивая пространственная аномалия понижения амплитуд микросейсм в определенном частотном диапазоне. Позже был установлен факт устойчивого влияния геологического строения среды на малые пространственные вариации спектра микросейсмического поля. Именно эти вариации являются основой исходной информации, используемой при решении обратной задачи об оценке структурного строения геологической среды.

Строгого теоретического обоснования метода микросейсмического зондирования до настоящего времени не было получено, поэтому оставался открытым вопрос о разрешающей способности метода и границах его применимости. Однако некоторые оценки возможностей метода были сделаны экспериментальным путем.

При рассмотрении микросейсмического поля несмотря на то, что рассеяние волн Рэлея на неоднородностях среды происходит в дальней волновой зоне (Фраунгофера), мы имеем дело с измерениями в ближней зоне виртуальных (вторичных) источников. В этой связи для исследования возможностей ММЗ и механизмов формирования сигнала требуется построение полной волновой картины со всеми переходными и регулярными составляющими, что предлагается получать с помощью математического моделирования и численных методов.

В настоящей работе создан комплекс параллельных программ, реализующий метод конечных разностей [3] для решения трехмерной задачи динамики упругого неоднородного полупространства со свободной поверхностью [1, 4]; с помощью моделирования продемонстрированы основные закономерности механизма влияния структуры геологической среды на вариации спектральных амплитуд низкочастотного микросейсмиче-

ского поля; проведено моделирование метода микросейсмического зондирования и на основе численной модели получены оценки точности, а также оценки горизонтальной и вертикальной разрешающей способности метода; на базе результатов проведенных исследований предложено уточнение модели измерения, более полно учитывающее особенности взаимодействия волн Рэлея с заглубленными неоднородностями и предложен метод решения обратной задачи для предложенного улучшения в детерминированной и стохастической постановках [5, 6].

Литература

1. Викторов И.А. Физические основы применения ультразвуковых волн Рэлея и Лэмба в технике. М.: Наука, 1966.
2. Горбатиков А.В. Патент на изобретение № RU2271554. "Способ сейсморазведки". Дата приоритета 25.03.2005. Бюл. №7, 10.03.2006.
3. Калиткин Н.Н. Численные методы. М.: Наука, 1978.
4. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Том VII. Теория упругости. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2007.
5. Пытьев Ю.П. Методы математического моделирования измерительно-вычислительных систем. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2004, 400 стр.
6. Чуличков А.И. Основы теории измерительно-вычислительных систем сверхвысокого разрешения. Линейные стохастические измерительно-вычислительные системы. Тамбов: Изд-во Тамбовского гос. тех. ун-та, 2000.
7. Gorbatikov A.V., Kalinina A.V., Volkov V.A., Arnoso J., Vieira R. and Velez E. Results of Analysis the Data of Microseismic Survey at Lanzarote Island, Canary, Spain, Pure appl.geophys. 161(2004) p. 1561-1578.
8. Gorbatikov A.V., Arnoso J., Kalinina A.V., Montesinos F.G. and Benavent M. The El Hierro Island (Canaries) Model Refinement On Base of Microseismic Sounding Application Results. // International Workshop on Ocean Island Volcanism, Cape Verde Islands - 2 to 9 April 2005.
9. Matsushima T., Okada H. Determination of deep geological structures under urban areas using long-period microtremors. // Butsuri-Tansa. 1990. V.43. №1. pp. 21-33.

Слова благодарности

Хочу выразить огромную благодарность ведущему научному сотруднику Института физики Земли РАН Андрею Вениаминовичу Горбатикову, а также своему научному руководителю доценту кафедры компьютерных методов физики Физического ф-та МГУ Марии Львовне Сердобольской.

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОТОКА ФОТООТСЧЁТОВ В СИСТЕМАХ
ФЛУОРЕСЦЕНТНОЙ ФЛУКТУАЦИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ С
УЧЁТОМ ИНТЕРКОМБИНАЦИОННЫХ ПЕРЕХОДОВ МОЛЕКУЛ**

Шингарёв Игорь Петрович

Аспирант

*Белорусский Государственный Университет, факультет радиофизики и
электроники, Минск, Белоруссия*

E-mail: shynharou@bsu.by

Методы флуоресцентной флукуационной спектроскопии (ФФС) позволяют извлекать информацию о параметрах вещества из флукуаций интенсивности флуоресценции, регистрируемой от внедренных в него флуоресцирующих меток [6]. Разработка методов ФФС требует их тестирования на смоделированных данных. Имеющиеся модели эксперимента по ФФС, учитывающие интеркомбинационные переходы молекул, основаны на получении числа фотоотсчётов за малый промежуток времени, что позволяет строить характеристики, основанные только на интенсивности событий [4]. Особенностью представленной имитационной модели является получение потока фотоотсчётов, что позволяет строить любые его характеристики.

Детектируемое излучение характеризуется профилем засветки, который аппроксимируется функцией [5]:

$$B(x, y, z) = \exp(-2(x^2 + y^2)/\omega_0^2 - 2z^2/z_0) \quad (1)$$

В ФФС флуоресцирующим молекулам приписывается характеристическая яркость q - количество фотонов, регистрируемых от молекулы за единицу времени. Большинство флуоресцирующих молекул обладают триплетными состояниями, которые рассматриваются ФФС как неизлучательные [8]. Для описания интеркомбинационной динамики молекул рассмотрим A и B - излучательное и неизлучательное состояния молекулы, соответственно. Из системы уравнений, описывающей динамику переходов между состояниями, следует, что вероятности обнаружения молекулы в состояниях A и B [5]:

$$p_A = \frac{K_{BA}}{K_{AB} + K_{BA}}, \quad p_B = \frac{K_{AB}}{K_{AB} + K_{BA}}, \quad (2)$$

где K_{AB} и K_{BA} - константы соответствующих переходов.

Распределение момента времени перехода $A \rightarrow B$ описывается как (аналогично для $B \rightarrow A$) [1]:

$$f_A(t) = \tau_A^{-1} \exp(-t/\tau_A), \quad \tau_A = \frac{1}{K_{AB}}. \quad (3)$$

Одним из методов анализа данных ФФС является метод флуоресцентной корреляционной спектроскопии (ФКС), основанный на анализе автокорреляционной функции (АКФ) потока фотоотсчётов [5]. Если диффузия молекул и переходы между состояниями молекул находятся в различных временных диапазонах, то для АКФ с учётом (1):

$$G(\tau) = 1 + \frac{1}{N} \left(1 + \frac{\tau}{\tau_D}\right)^{-1} \left(1 + \frac{\tau}{a^2 \tau_D}\right)^{-1/2} \left(1 + \frac{F}{1-F} \exp\left(\frac{\tau}{\tau_T}\right)\right) \quad (4)$$

где $\tau_D = \omega_0^2/4D$ – диффузионное время, N – число молекул в рассматриваемом объеме, $a = \omega_0/z_0$, $\tau_T = (K_{AB} + K_{BA})^{-1}$ – время релаксации, $F = K_{AB}/(K_{AB} + K_{BA})$, D – коэффициент диффузии молекул.

В разработанной модели считается, что молекулы независимы, мгновенно переизлучают падающие на них фотоны и за время пребывания молекулы в определённом состоянии её перемещение незначительно.

Область моделирования (ОМ) представляет собой прямоугольный параллелепипед. Моделирование диффузии молекул проводится по методу случайных блужданий с периодическими граничными условиями [7]. Так как молекулы независимы, удобно получать поток фотоотсчётов от каждой молекулы в отдельности и затем объединять их в один поток. Вначале молекула с равной вероятностью помещается в одну из точек ОМ и задаётся её начальное состояние в соответствии с (2). Для t_i^S – момента перехода молекулы в состояние S получают интервал времени нахождения молекулы в этом состоянии $\Delta t_S = t_{i+1}^S - t_i^S = -\tau_S \ln(1 - \alpha)$, α – случайная величина, равномерно распределённая на $[0; 1]$. Если молекула оказалась в неизлучательном состоянии, то фотоотсчёты на $[t_i^S; t_{i+1}^S]$ не генерируются, иначе на нём получают поток Пуассона с интенсивностью $\lambda(t_i^S) = qB(r)$. Затем состояние молекулы меняется на противоположное, и она перемещается в точку ОМ, соответствующую t_{i+1}^S , для которого описанные шаги повторяются.

В ходе анализа строилась АКФ смоделированного потока фотоотсчётов, которая аппроксимировалась (4) путём поиска минимума значения приведенного хи-квадрат χ_v^2 с помощью метода Маркварда-Левенберга [3]. Нахождение границ доверительных интервалов (доверительная вероятность 0,67) для оценок параметров выполнено с помощью метода исчерпывающего поиска [2].

Результаты анализа смоделированного потока приведены в Таблице 1, из которой видно, что найденные оценки параметров модели близки к их исходным значениям. Величина $\chi_v^2=1,127$ свидетельствует о непротиворечивости АКФ потока выражению (4).

Представленная модель потока фотоотсчётов в системах ФФС является адекватной в рассмотренном случае и может быть использована для тестирования методов ФФС.

Литература

1. Осадько И. Флукутирующая флуоресценция одиночных молекул и полупроводниковых нанокристаллов // УФН, 2006, Т. 176, No. 1. С. 23-57.
2. Beechem J., Gratton E., Ameloot M., Knutson J., Brand L. The Global Analysis of Fluorescence Intensity and Anisotropy Decay Data: Second-Generation Theory and Programs // Topics in Fluorescence Spectroscopy, Vol. 2. New York, 2002. P. 241.
3. Bevington P., Robinson D. Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences. New York, 2003.
4. Dix J., Hom E., Verkman A. Fluorescence Correlation Spectroscopy Simulations of Photodynamical Phenomena and Molecular Interactions: A molecular Dynamics/Monte Carlo Approach // J. Phys. Chem. B, 2006, Vol. 110. P. 1896-1906.
5. Krichevsky O., Bonnet G. Fluorescence correlation spectroscopy: the technique and its applications // Rep. Prog. Phys., 2002, Vol. 65. P. 251-297.
6. Lakowicz J. Principles of Fluorescence Spectroscopy. Singapore, 2006.
7. MacKeown P. Stochastic simulation in physics. Singapore, 1997.

МЕДИЦИНСКАЯ ФИЗИКА

**Председатель подсекции
проф. Пирогов Юрий Андреевич**

Исследование взаимодействия молекул альбумина с наночастицами золота и кремния в водных растворах с помощью метода фотонно-корреляционной спектроскопии

Аненкова К.А., Федорова К.В., Гибизова В.В.

Студент

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия
E-mail: ksushik_1989@mail.ru*

В современной медицине для диагностики и лечения различных заболеваний в организме человека, в том числе и онкологических, используются наночастицы кремния и золота.

В связи с этим особенно важным представляется исследование механизма взаимодействия наночастиц кремния и золота с основными белками сыворотки крови (альбумина и γ -глобулина) [2,3].

Метод динамического рассеяния света позволяет определить молекулярную подвижность и размеры рассеивающих частиц в водных растворах. В этом методе исследуется корреляционная функция флуктуаций интенсивности рассеянного света, обусловленных броуновским движением частиц раствора. При этом могут быть определены коэффициенты трансляционной диффузии и гидродинамические радиусы рассеивающих частиц.[1,2]

В данной работе были получены зависимости коэффициента трансляционной диффузии D_t и гидродинамического радиуса R_h в водных растворах наночастиц золота и кремния и с добавлением белка бычьего сывороточного альбумина при различных значениях pH (pH 5,5 – изоэлектрическая точка для белка БСА, pH 7,4 – средний водородный показатель крови человека).

Также были получены концентрационные зависимости D_t и R_h для водных растворов наночастиц и с добавлением белка альбумина при двух различных температурах. (20°C , 38.3°C)

Литература

1. Камминс Г., Пайк Э. "Спектроскопия оптического смешения и корреляция фотонов" // М., Книжный дом "Университет 2002.
2. Петрова Г.П., Петрусевиц Ю.М. "Сильные электростатические взаимодействия заряженных биополимеров в водных растворах" // Биомедицинская радиоэлектроника, 2000г., №3.
3. Петрова Г.П., Петрусевиц Ю.М., Тен Д.И. "Образование дипольных комплексов в растворах с малой концентрацией ионов тяжелых металлов: диагностика методом лазерного светорассеяния" // Квантовая электроника., 2002, 32, №10.

Магнитно-резонансная термометрия методом T1-релаксометрии

Александр Волков Александрович

Аспирант

ИОФ РАН, физический, Москва, Россия

E-mail: resetna@mail.ru

Лазерная гипертермия является мощным инструментом для лечения онкологических заболеваний и контроля процедур по термической абляции. Высокотемпературное воздействие на поверхность новообразования позволяет уменьшить риск метастазирования при обширных полостных операциях. Изменение параметров ткани при таком воздействии предоставляет информацию о состоянии объекта, позволяющую выработать стратегию лечения. Основная проблема метода лазерной гипертермии заключается в точности контроля температуры и границ зоны нагрева. Обычно контроль осуществляется термочувствительными зондами или поверхностными радиационно-чувствительными датчиками. Актуальной остается внутреннего бесконтактного контроля температуры.

Современным инструментом изучения состояния ткани является магнитно-резонансная томография (МРТ). За последние 10 лет был предложен целый ряд методик совместного использования лазерной гипертермии и метода магнитно-резонансной томографии. Цель таких исследований – разработка способов контроля локализации термического воздействия и максимально точная регистрация профиля температурного поля в оперируемых тканях.

В настоящей работе метод магнитно-резонансной термометрии был применен при исследовании температурного воздействия на ткань лазерного излучения. В эксперименте изучалось 3D распределение температурного поля в ткани в режиме реального времени с визуализацией температурного поля и оценкой точности измерения температуры в зоне нагрева. В качестве исследуемого объекта использовались модельные фантомы, имитирующие свойства реальных тканей (сырой и коагулированный белки, жир и вода). Нагрев осуществлялся медицинским YAG-лазером с длиной волны 1.07 мкм и мощностью 10 Вт. Томографические данные регистрировались на биоспектральном томографе Bruker Biospec 30/70 с напряженностью магнитного поля 7 Тл. Для регистрации температуры применялся метод, основанный на изменении спин-решеточного времени релаксации T1 в зависимости от температуры. При этом велось постоянное сравнение результатов МРТ-измерений с термическими данными, регистрируемыми стандартным методом с помощью пиродатчика.

В докладе сообщается о результатах выполненных измерений, анализируется соответствие поведения температурного поля с теоретической моделью, оценивается перспективность применения метода в медицинской практике. Планируется развитие подобных экспериментов в направлении использования малых лабораторных животных с привитым раком молочной железы, лейкемией и карциномой Льюис. Предполагается введение в зону опухоли железосодержащих нанопрепаратов, являющихся одновременно и контрастными веществами и агентами терапевтического воздействия.

Слова благодарности

Автор благодарен своим научным руководителями доценту В. Н. Никифорову и профессору Ю. А. Пирогову.

Изучение иммунореактивности антигенов ВИЧ, иммобилизованных на поверхности нитроцеллюлозной мембраны

Газзаева Анастасия Викторовна

Студент

Новосибирский государственный университет, Физический факультет, Новосибирск, Россия

E-mail: mordvintseva@ngs.ru

Диагностика ВИЧ-инфекции предполагает проведение подтверждающего анализа для проб с положительными или неопределенными результатами в первичном ИФА-скрининге.

Наиболее широко применяется для подтверждающего анализа метод иммуноблота, фактически являющийся прообразом технологии микрочипов.

При постановке иммуноблота дифференцированно выявляется взаимодействие антител сыворотки крови пациента с набором белков-антигенов ВИЧ, нанесенных в виде отдельных полос на стрипах нитроцеллюлозной (НЦ) мембраны, что определяет повышенную информативность и достоверность метода анализа.

Антитела к ВИЧ (при их наличии в исследуемом образце) связываются со специфическими белками ВИЧ, нанесенными на полоску-стрип. Полученные комплексы (антиген-антитело) проявляются конъюгатом антитела с ферментом (пероксидаза хрена или щелочная фосфатаза), ферментативная активность которого приводит к появлению окрашенных полос на стрипах в зонах локализации соответствующих индивидуальных белков ВИЧ.

Использование анализа возможно при условии, что иммобилизованные на поверхности нитроцеллюлозной мембраны белки ВИЧ или искусственные антигенные конструкции адекватно и с достаточной чувствительностью выявляют специфический для ВИЧ-инфекции спектр антител.

В настоящее время существует две разновидности иммуноблота, различающиеся по природе применяемых антигенов ВИЧ. Классический иммуноблот (Western Blot Analysis) предполагает использование природных белков ВИЧ (в виде вирусного лизата) и применение электрофореза для разделения белков ВИЧ (рис.1) и их электропереноса на нитроцеллюлозную мембрану. Альтернативой является иммуноблот в формате линейного иммунного анализа (ЛИА) (рис.2). В этом методе используются искусственные антигены ВИЧ (рекомбинантные белки или синтетические полипептидные конструкции), которые сразу наносят на полоску НЦ (т.н. НЦ-стрипы).

Проводимое исследование ориентировано на выявление влияния способа подготовки антигенов ВИЧ на их иммунореактивность до и после нанесения на НЦ мембрану.

Накопленные результаты проведения иммуноблота в формате Western Blot выявили ряд достоинств и недостатков его использования. Основные сложности с его изготовлением связаны с невозможностью воспроизводимостью, проблемами со стандартизацией и высокими требованиями к очистке вирусного материала.

Напротив, иммуноблот в формате ЛИА (в силу особенностей изготовления) дает свободу выбора антигена для нанесения на НЦ-стрипы и позволяет применять высокоспецифичные антигенные конструкции и производить надежную очистку антигена.

Также особенность изготовления иммуноблота в формате ЛИА позволяет добавлять необходимое количество контрольных полос для проверки функционирования компонентов набора и проверки пригодности исследуемых сывороток, что, в свою очередь, при условии биотехнологического контроля антигенов, повышает чувствительность анализа и значительно уменьшает его стоимость.

В экспериментах показано, что иммунореактивность антигенов после иммобилизации на НЦ-стрипы может существенно изменяться как по аффинности, так и по специфичности (в зависимости от небольших изменений условий фолдинга и нанесения), что требует разработки целого ряда контрольных тестов для обеспечения адекватности изготовления НЦ-стрипов и проведения анализа.

В настоящее время иммуноблот в формате Western Blot является более привычной и наглядной тест-системой (при условии контроля специфичности), ЛИА, в свою очередь, является достойной альтернативой классического иммуноблота.

Литература

1. М.В. Маркина, В. В. Романов. Иммуноблот в диагностике инфекционных заболеваний, практическое руководство по интерпретации полученных результатов.
2. М.Тривен. Иммобилизованные ферменты. Москва : "МИР 1983.
3. Л.А. Остерман. Хроматография белков и нуклеиновых кислот. Москва : "Наука 1985.
4. Егоров А.М, Осипов А.П. Теория и практика иммуноферментного анализа. Москва : "Высшая школа 1999.
5. http://www.analytica.ru/new_pdf/euroimmun-infect-blot.pdf

Иллюстрации

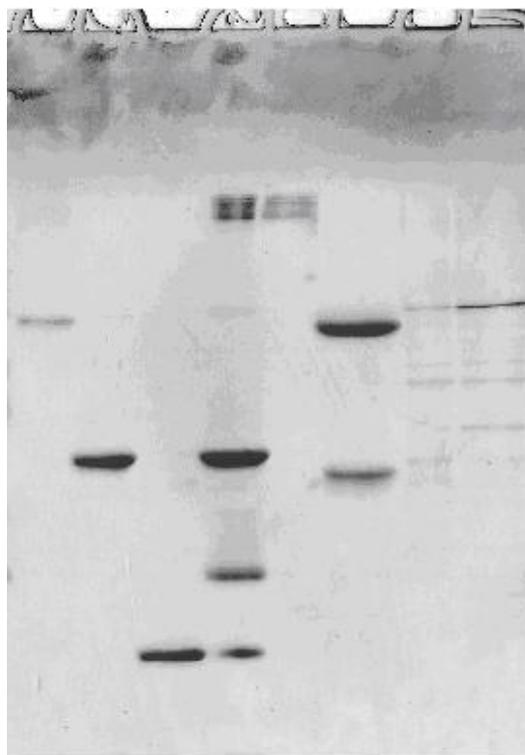


Рис. 1: Гель электрофорез белков

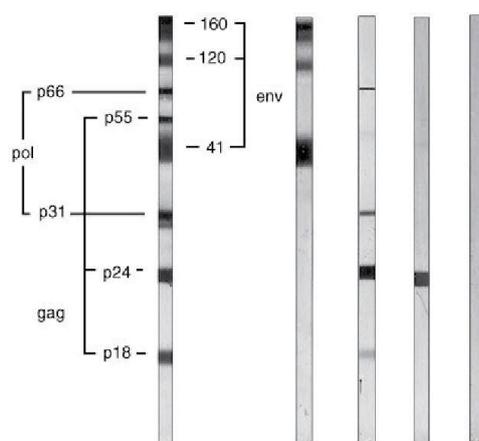


Рис. 2: Иммуноблот в формате линейного иммунного анализа.

Ускоренный метод планирования протонного облучения внутриглазных новообразований.

Головков К.А., Заглубоцкая Е.В.

Студент

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия
E-mail: kirill.ht@gmail.com*

Планирование протонного облучения для лечения внутриглазных новообразований, и прежде всего увеальной меланомы, имеет свои особенности, не позволяющие использовать общие методы планирования протонной терапии, применяемые для широкого круга других локализаций злокачественных опухолей. Специфика анатомического строения глаза требует особой диагностической и хирургической подготовки, а обычная компьютерная томография мало применима из-за подвижности глаза, мелких размеров облучаемых структур и повышенных требований к разрешающей способности аппаратуры. Опыт лечения новообразований области глаза накапливался в ИТЭФ ещё с 1977 г., когда этот вид протонной терапии осваивался в ИТЭФ одновременно с началом облучения увеальных меланом в Гарвардской лаборатории США [1, 6, 7, 11, 13].

Изменения, происходившие в следующий период времени в нашей стране, поставили новые проблемы и перед методиками лечения больных. Возникла задача экономии времени эксплуатации исследовательского ускорителя, на котором одновременно работают несколько физических установок, как следствие большого количества пользователей и повышения стоимости электроэнергии. Однако точность подведения терапевтической дозы к опухоли не должна ухудшаться, что требует проведения симуляции облучения для подтверждения правильности иммобилизации головы пациента, позиционирования опухоли на терапевтическом пучке, совпадения относительного положения опухоли и пучка с планом облучения.

В настоящее время недопустимо занимать почти половину выделенного для лечения внутриглазных новообразований времени на многочисленные повторные симуляции, что не только приводит к потерям времени работы ускорителя, но и может привести к вторичному раку от облучения при многократной рентгеновской портальной визуализации. Необходимо сократить время на симуляции при одновременном сохранении качества облучения. Перед началом симуляций может выполняться предварительное планирование по данным топографии, поступившим из клиники. Значительная часть проверки операций по позиционированию опухоли (планируемой мишени) также может выполняться на фантоме без пучка.

В ИТЭФ в течение длительного времени разрабатывались методики облучения новообразований глаза и орбиты [2-4, 8] при отсутствии системы планирования облучение проводилось только для тех новообразований, которые расположены в области переднего отдела глаза и легко позиционируются на пучке визуально во время подсветки глаза.

Получение программы планирования протонной терапии внутриглазных новообразований EyePlan из Онкологического Центра г. Клаттербридж (Великобритания) [10, 12] позволило перейти к лучевой терапии новообразований заднего отдела глаза. Эта

программа применялась к планированию облучения при иммобилизации пациента и позиционировании облучаемой мишени на кресле - позиционере ПОЛОГ-ПРОЛОГ [1, 5].

С 2006 г. было проведено лечение увеальной меланомы заднего отдела глаза у 14 больных. Получены вполне удовлетворительные клинические результаты [2, 4].

Целью настоящей работы являлась разработка методики, позволяющей сократить количество симуляций и время подготовки к облучению.

Литература

1. Бородин Ю.И., Вальский В.В., Карасев Н.Ю. и соавт. Методологические и физико-технические подходы к облучению глаза // В сб. Труды XIII Международной Конференции «Новые информационные технологии в медицине, биологии, фармакологии и экологии, IT+M&Eс'2005», 31.05 – 9.06 2005 г.- Ялта-Гурзуф, С. 56-57.
2. Бородин Ю.И., Вальский В.В., Саакян С.В. и соавт. Осложнения после протонной терапии увеальных меланом и возможности новых технологий для их профилактики // В сб. Всероссийской научно-практической конференции «Современные технологии в дифференциальной диагностике и лечении внутриглазных опухолей», Москва, 16-18 окт. 2007 г. С. 165-171.
3. Вальский В.В., Карасев Н.Ю., Ломанов М.Ф. и соавт. Методические и физико-технические подходы к протонному облучению увеальной меланомы // В сб. «II Евразийский конгресс по медицинской физике и инженерии. Медицинская физика – 2005», г. Москва, 21-24 июня 2005 г., С.11.
4. Галиновская О.Г., Канчели И.Н., Ломанов М.Ф. и соавт. Обеспечение качества лучевой терапии внутриглазных мишеней // В сб. Всероссийской научно-практической конференции «Современные технологии в дифференциальной диагностике и лечении внутриглазных опухолей», Москва, 16-18 окт. 2007 г., С. 181-185.
5. Галиновская О.Г., Канчели И.Н., Ломанов М.Ф. с соавт. Гарантия качества при планировании протонного облучения внутриглазных новообразований. Материалы научной конференции «Физико-технические проблемы гарантии качества лучевой терапии». Обнинск 2006 г., Медицинская физика, 2007, №1, С. 28-36.
6. Гольдин Л.Л., Ломанов М.Ф., Лукьяшин В.Е. и соавт. Физико-технические и экспериментальные подходы к облучению опухолей глаза протонным пучком // В сб. «Использование протонных пучков в лучевой терапии», вып. 3 под ред. Ратнер Т.Г. трудов 1 Межд. Семинара, Москва, 6-11 дек. 1977 г. - М., Атомиздат 1979, С.133-139.
7. Грагоудас Е., Гойтейн М., Кёлер А. и соавт. Использование протонных пучков для облучения меланом сосудистой оболочки глаза // В сб. «Использование протонных пучков в лучевой терапии», вып. 3 под ред. Ратнер Т.Г. трудов 1 Межд. Семинара, Москва, 6-11 дек. 1977 г. - М., Атомиздат 1979, С.63-76.

8. Кубынина Н.А. Планирование облучения внутриглазных опухолей в ИТЭФ // Медицинская техника, 1993, №2, С. 23-24.
9. Heufelder J., Stiefel S., Pfaender M. et al. Use of BANG polymer gel for dose measurements in a 68 MeV proton beam // Medical Physics, 2003, 30(6), P. 1235-1240.
10. Касперек А. Ophthalmological proton facilities // In »Ion beams in Medicine«. Ed. by Linz U. - Lond., Chapman & Hall, 1995.
11. Minakova E.I. Clinical results of proton therapy in Russia // Ed. by Linz U., Ion beams in tumor therapy. - Weinham: Chapman & Hall: 1995, P. 112-115.
12. Sheen M. Radiotherapy quality system for proton therapy EyePlan v3.01. Eye program user manual // Internal Report. Clatterbridge Centre for Oncology, 1992.
13. Zografos L. Proton beam irradiation of uveal melanomas // Abstracts of Report at PTCOG 44 Meeting, Zurich, June 14-16, 2006, P. 4.

Триптофановая флуоресценция сывороточного альбумина человека при денатурации под действием ЦТАБ

Журавлева Валерия Валерьевна (студент),

Власова Ирина Михайловна (старший преподаватель, кандидат физ.-мат. наук)

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

e-mail: vlasovairina1979@mail.ru

В данной работе представлены исследования денатурации важнейшего транспортного белка плазмы крови – сывороточного альбумина человека – под действием цетилтриметиламмонийбромида (ЦТАБ) при различных значениях pH методами флуоресцентной спектроскопии по анализу спектров собственной белковой триптофановой флуоресценции (длина волны возбуждения флуоресценции 295 нм).

Уникальная способность молекулы сывороточного альбумина человека связывать обширный круг органических и неорганических лигандов определяет одну из основных функций этого белка – транспорт физиологических метаболитов в кровотоке. Основой взаимодействий молекулы альбумина с лигандами является структурная подвижность этой белковой молекулы, обеспеченная петлевой укладкой единственной полипептидной цепи белка из 585 аминокислотных остатков. Вторичная структура сывороточного альбумина человека состоит из α -спиральных участков и участков хаотической укладки. На сегодняшний день существует модель третичной структуры альбумина человека в виде «сердца», построенного из 3 практически одинаковых доменов. Единственный аминокислотный остаток триптофана Trp-214 в сывороточном альбумине человека, состоящем из трех доменов, расположен в домене II.

Денатурацией называют существенное изменение вторичной и третичной структуры белка, т.е. нарушение системы нековалентных взаимодействий. Денатурация сопровождается утратой белком функциональных свойств, что обуславливает интерес к изучению механизмов белковой денатурации. В биохимических и медицинских исследованиях денатурацию белков часто вызывают действием ионных детергентов. К таким детергентам относится катионный детергент ЦТАБ $[(H_3C)_3-N^+-C_{16}H_{33}]Br^-$.

В ходе исследований получены спектры триптофановой флуоресценции сывороточного альбумина человека (5 мкМ) в растворах с различными концентрациями ЦТАБ (0,5 – 7,0 мМ) при различных значениях pH (3,5 – 8,0). Получены зависимости интенсивности в максимуме спектра триптофановой флуоресценции альбумина от концентрации ЦТАБ при различных значениях pH. Также получены зависимости квантового выхода триптофановой флуоресценции сывороточного альбумина человека от концентрации ЦТАБ при различных значениях pH.

При всех значениях pH в растворах с ЦТАБ наблюдается тушение триптофановой флуоресценции сывороточного альбумина человека, что объясняется денатурацией белка под действием ЦТАБ – разрыхлением глобул, открытием гидрофобного кармана с триптофаном и оголением триптофана для тушащих его молекул воды.

Величина тушения триптофановой флуоресценции сывороточного альбумина человека в растворах с ЦТАБ зависит от значения pH: при значениях pH, меньших pI альбумина (4,7), тушение флуоресценции незначительное, при значениях pH, больших pI альбумина, тушение флуоресценции значительное. Данный факт указывает на электростатический механизм взаимодействия альбумина и ЦТАБ.

В растворах происходит диссоциация молекул ЦТАБ на цетилтриметиламмоний-катионы и анионы брома. При значениях pH, больших изоэлектрической точки белка pI 4,7, молекулы альбумина в целом отрицательно заряжены, и цетилтриметиламмоний-катионы интенсивно связываются с белком, что и приводит к существенной денатурации и к сильному тушению флуоресценции белка. При pH, меньших pI, цетилтриметиламмоний-катионы слабо взаимодействуют с положительно заряженными молекулами альбумина, что и приводит к слабой денатурации при этих pH и к слабому тушению флуоресценции белка.

По зависимостям квантового выхода триптофановой флуоресценции альбумина и интенсивности в максимуме спектра триптофановой флуоресценции альбумина от концентрации ЦТАБ обнаружено, что денатурация альбумина под действием ЦТАБ при всех исследованных значениях рН (3,5 – 8,0) носит одностадийный характер – белковые глобулы разрыхляются под действием ЦТАБ до концентрации 4 мМ ЦТАБ, дальнейшее увеличение концентрации ЦТАБ ничего не меняет в системе.

В работе проведены исследования поляризованной триптофановой флуоресценции сывороточного альбумина человека в растворах с ЦТАБ при различных значениях рН. Получены зависимости степени поляризации (P) триптофановой флуоресценции альбумина человека от концентрации ЦТАБ для различных значений рН. Значения степени поляризации P рассчитывались по значениям $I_{||}$ и I_{\perp} в максимуме спектров испускания флуоресценции сывороточного альбумина человека.

Как известно, изменения поляризации флуоресценции обуславливаются двумя причинами – во-первых, вращательной диффузией флуорофоров и, во-вторых, безызлучательным переносом энергии между флуорофорами. Благодаря подбору экспериментальных условий (исследованы сильно разбавленные растворы белка (5 мкМ) и использовано возбуждение флуоресценции триптофана на дальнем длинноволновом крае (295 нм), так называемый эффект Вебера) вклад от второй причины – безызлучательного переноса энергии между флуорофорами – отсутствует.

Таким образом, на поляризацию флуоресценции триптофана сывороточного альбумина человека оказывает влияние только вращательная диффузия флуорофора – триптофанового остатка молекулы белка. Эта поляризация флуоресценции триптофанового остатка молекулы альбумина в общем случае обусловлена как вращением целой молекулы белка (броуновское движение), так и вращением домена II белка, содержащего триптофановый остаток, так и вращением самого триптофана относительно своего ближайшего окружения, связанным с дипольно – ориентационной релаксацией хромофора после возбуждения.

Проведенные в данной работе стационарные измерения поляризованной флуоресценции сывороточного альбумина человека позволяют анализировать вращение целой молекулы белка, а вклад вращения домена, содержащего триптофан, и вращения триптофанового остатка относительно ближайшего окружения считается пренебрежимо малым. Обнаружено увеличение степени поляризации триптофановой флуоресценции сывороточного альбумина человека в растворах с ЦТАБ, что объясняется уменьшением коэффициента вращательной диффузии молекул белка в связи с увеличением их линейно-продольных размеров при денатурации.

По зависимостям степени поляризации флуоресценции альбумина от концентрации ЦТАБ видно, что при всех значениях рН денатурация белка под действием ЦТАБ имеет одностадийный характер (максимально возможное разрыхление белковых глобул под действием ЦТАБ достигается при концентрации 4 мМ ЦТАБ).

Белки играют центральную роль в реализации и регуляции практически всех процессов жизнедеятельности, протекающих в организмах на молекулярном уровне, поэтому проблема взаимосвязи структуры и функции белковых макромолекул является одной из центральных в современной науке. Для того чтобы белки эффективно осуществляли свои функции, необходима определенная стабильность белковой макромолекулы. Полученные результаты исследований денатурации сывороточного альбумина под действием ЦТАБ важны в связи с физиологическими функциями этого белка в крови, т.к. позволяют делать выводы об уровне сохранения нативной конформации белка и, следовательно, о сохранности его физиологических свойств в различных условиях.

* Авторы выражают глубокую признательность своему руководителю - профессору, доктору физ.-мат. наук Салецкому А.М. за оказанное внимание и помощь в выполнении работы.

Секция «Физика»

Математическое моделирование процессов теплообмена в опухоли во время
лечения методами магнитной гипертермии

Зацепина Екатерина Васильевна

Студент

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический
факультет, Москва, Россия*

E-mail: zacepina@physics.msu.ru

Целью этой работы является математическое представление модели распространения тепла в раковой опухоли в процессе лечения методами магнитной гипертермии. Основываясь на результатах уже проделанной работы в этой области, огромный интерес к теплообмену в опухоли во время лечения можно объяснить сложностью процессов нагрева. Основные процессы следующие: (1) теплопередача в биологической ткани, учитывая теплоперенос по системе кровообращения; (2) теплообмен между наночастицами и полимерным покрытием этих частиц; (3) теплообмен между частицами и жидкостью, по средствам которой они вводятся в опухоль.

Процесс теплообмена находится в строгой зависимости от кровеносной системы опухоли. Каждой опухоли свойственно уникальное распределение кровеносных сосудов. Для описания этой проблемы, была разработана фрактальная модель распространения сосудов в опухоли. Визуализация проведена при помощи программного обеспечения Matlab в формате 2D. Фрактальная модель позволяет представить ветвление сосудов в опухоли и описывать особенные параметры для различных сосудов и опухолевых тканей. Различия в типе сосудов и их размеров влияет на конечное распределение температуры в области лечения [1].

В начале, математическая модель теплопереноса в биологических тканях (Penner, 1948) была применена к модели опухоли, описанной выше [2]. Затем, система была дополнена теоретической моделью распространения тепла от частиц к окружающим тканям. Итоговое распределение тепла в процессе лечения представлено в Matlab.

Представленная фрактальная модель опухоли с уравнениями описывающими теплообмен в опухоли в процессе лечения образуют полное теоретическое обоснование для методов магнитной гипертермии. Расчеты с использованием этой модели позволят увеличить эффективность различных методов магнитной гипертермии. Кроме того, вычисления помогут быть полезны для выяснения параметров и производства магнитных жидкостей.

Литература

1. R.K. Jain, P. M. Gullino. Thermal characteristics of tumors: applications in detection and treatment, Annals of the New York Academy of Sciences, v. 335, 1980.
2. W. J Minkowycz, E. M Sparrow. Advances in numerical heat transfer, Volume 3, CRC Press, 2009.

Слова благодарности

Автор выражает признательность профессору, д.ф.-м.н. Тихину А.М. за полезные обсуждения результатов работы.

Моделирование теплового разрушения биологической ткани при облучении мощным фокусированным ультразвуком через ребра с использованием фазированных решеток

Ильин С.А., Бобкова С.М., Хохлова В.А.

Студент

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия
E-mail: LeFevir@gmail.com*

В настоящее время для медицины представляет большой интерес проведение неинвазивных, т.е. без обычного хирургического вмешательства, операций, например, при лечении онкологических заболеваний. Одним из способов решения этой задачи является облучение опухоли мощным фокусированным ультразвуком [2]. Существенным ограничением в его применении для неинвазивного разрушения глубоко расположенных опухолей является присутствие сильно отражающих или поглощающих акустических препятствий на пути ультразвука, например, ребер [3,4].

Для минимизации облучения ребер может использоваться источник в виде двумерной фазированной решетки [5]. Был проведен эксперимент по разрушению образцов мышечной ткани свиньи при прохождении ультразвука от фазированной решетки через идеализированную модель ребер [4]. Решетка состояла из 254 элементов диаметром 7 мм, расположенных случайным образом на поверхности сферического сегмента с радиусом кривизны $F = 130$ мм и апертурой $a = 170$ мм, частота излучения составляла 1 МГц. В качестве фантома ребер использовались тонкие параллельные полосы шириной $d = 18$ мм с промежутком между ними $b = 14$ мм, полностью поглощающие падающее на них излучение. Ребра были расположены на расстоянии $z_0 = 45$ мм от решетки (рис. 1).

Результаты данного эксперимента представлены в виде картин разрушения образца ткани в фокальной области источника (рис. 2). Было проведено две серии измерений: при фиксированной мощности, либо экспозиции. Разрушения 1-3 соответствуют мощности решетки 140, 120 и 90 Вт и экспозиции 10 с. Разрушения 4-6 соответствуют экспозиции 15, 10 и 5 с и мощности 120 Вт. Видно, что в эксперименте наблюдается расщепление одиночного фокуса, и появление двух дополнительных разрушений с обеих сторон от основной фокальной области нагрева. Этот эффект, по-видимому, был обусловлен прохождением акустической волны через периодическую структуру ребер [4].

Задачей данной работы являлось численное моделирование теплового разрушения биологической ткани при облучении мощным фокусированным ультразвуком через ребра с использованием фазированных решеток и сравнение полученных экспериментальных результатов (рис. 2) с данными расчета.

Моделирование проводилось следующим образом. Вначале с использованием интеграла Релея рассчитывалось акустическое поле, создаваемое фазированной решеткой в плоскости ребер [1,5]. На следующем этапе рассматривались вторичные источники в промежутках между ребрами, и рассчитывалось поле в фокальной области. Расчеты проводились в воде, затем учитывалось затухание акустической энергии в образце:

$$p(x, y, z) = p_{\text{образец}} = p_{\text{вода}}(x, y, z) \cdot e^{-\alpha \cdot z},$$

где z – координата вдоль оси фокусированного пучка (см. рис. 1), α – коэффициент затухания звука в ткани. Полученное давление использовалось для расчета распределений интенсивности I и мощности тепловыделения Q в ткани за счет поглощения ультразвука:

$$I(x, y, z) = p^2/2c_0\rho_0, \quad Q(x, y, z) = 2\alpha I,$$

где c_0 – скорость звука, ρ_0 – плотность среды. Коэффициент поглощения приравнялся коэффициенту затухания.

Для нахождения температурного поля численно решалось уравнение теплопроводности:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \chi \Delta T + \frac{2\alpha I}{\rho_0 C_p},$$

где χ – коэффициент температуропроводности, C_p – теплоемкость образца, $T(t, x, y, z)$ – повышение температуры по сравнению с ее начальным значением. Достижение порога разрушения определялось в соответствии с величиной тепловой дозы:

$$t_{56.0} = \int_0^{t_{\text{нагрева}}} R_0^{(56.0-T(t))} dt = 1.75c,$$

где $t_{56.0}$ – временной эквивалент тепловой дозы, $R_0 = 0.5$ – константа для данного режима разрушения ткани [2]. Моделирование теплового эффекта осуществлялось с использованием ряда итераций, в которых значения коэффициента поглощения, теплоемкости и теплопроводности варьировались в известных из литературы пределах с целью получения максимального соответствия теоретических и экспериментальных результатов. Окончательные результаты моделирования демонстрируют хорошее согласие с данными эксперимента и показывают возможность практического использования данной модели для планирования иных режимов облучения образцов.

Работа была поддержана грантами РФФИ 09-02-00066, 09-02-01530 и 10-02-91062-НЦНИ_а.

Литература

1. Филоненко Е.А., Гаврилов Л.Р., Хохлова В.А., Хэнд Дж.У. Акустический нагрев биологической ткани с помощью двумерной фазированной решетки со случайным и регулярным расположением элементов. Акустический журнал 2004, 50(2): 272-282.
2. Хилл К., Бэмбер Дж., тер Хаар Г. (ред.) Ультразвук в медицине. Физические основы применения // М.: Физматлит, 2008.
3. Aubry J-F, Pernot M, Marquet F, Tanter M, Fink M. Transcostal high-intensity-focused ultrasound: ex vivo adaptive focusing feasibility study. Phys Med Biol 2008;53:2937–2951

4. Bobkova S, Gavrilov L, Khokhlova V, Shaw A, Hand J. Focusing of high intensity ultrasound through the rib cage using therapeutic random phased array. *Ultrasound Med Biol.* 2010 (in press).
5. Gavrilov L.R., Hand J.W., A theoretical assessment of the relative performance of spherical phased arrays for ultrasound surgery, *IEEE Trans Ultrason Ferroelectr Freq Ctrl* 47(1), 125-139 (2000).

Иллюстрации

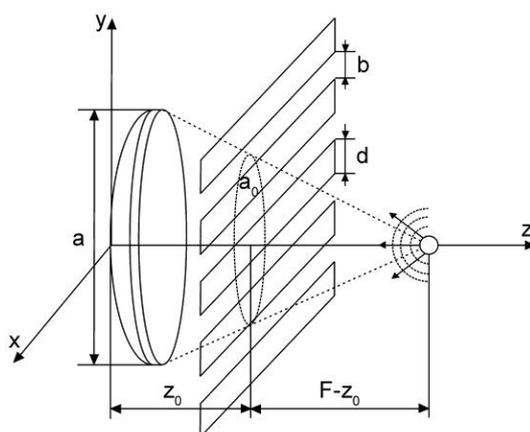


Рис. 1: Геометрия эксперимента, а также моделирования распространения фокусированного ультразвука через ребра. Размеры фантома ребер: $d = 18$ мм, $b = 14$ мм; расстояние до решетки $z_0 = 45$ мм.

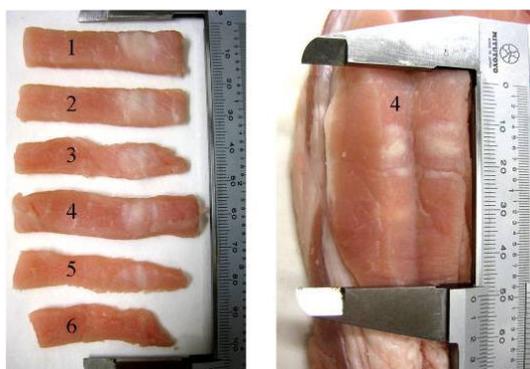


Рис. 2: Разрушение образца биологической ткани в фокальной области источника. Разрушения 1-3 соответствуют мощности решетки 140, 120 и 90 Вт и экспозиции 10 с. Разрушения 4-6 соответствуют экспозиции 15, 10 и 5 с и мощности 120 Вт.

**Динамические характеристики процесса авторегуляции сосудистого тонуса
в НФ диапазоне**

Корешков Роман Николаевич

Студент

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

E-mail: koresh1989@mail.ru

Изучение механизмов и причин возникновения заболеваний сердечно-сосудистой системы (ССС) на сегодняшний день является актуальной задачей. Гипертония – «болезнь нашего века» - напрямую связана с повышенным тонусом сосудов. Нейрогенная теория объясняет возникновение гипертонической болезни прогрессирующими нарушениями в расслаблении периферических сосудов, которые вызываются, в частности, высоким уровнем стресса в цивилизованном обществе. Важно, что на начальном этапе нарушения в динамике тонуса сосудов не носят постоянного характера, а проявляются лишь в момент реакции организма на стресс. В работах [2,3] была показана перспективность изучения механизмов регуляции ССС при стресс-воздействии, для выявления риска развития гипертонии, рассматривается гипотеза о существовании специфических динамических паттернов реакции на стресс задолго до появления симптомов в виде повышения артериального давления. Решение подобных задач обуславливает потребность в компьютерных методах мониторинга динамических паттернов тонуса кровеносных сосудов.

В рамках нашей работы анализируется возможность получения дополнительной информации о динамике состояния ССС путем мониторинга скорости распространения пульсовой волны (СРПВ) в периферических сосудах и сопоставления ее с вариабельностью сердечного ритма. Важно, что при этом анализируется диапазон частот 0.4 - 1 Гц, который в исследовательской и медицинской практике, как правило, отфильтровывается [1], хотя, несомненно, несёт информацию о состоянии ССС.

Для проведения экспериментов использовался полиграф МР-100 фирмы «Віорас system Inc.», позволяющий вести одновременную запись ряда физиологических параметров. Для получения информации о СРПВ использовались пьезомикрофоны, установленные на выбранные точки сосудистого русла (сонная артерия, запястье, дистальная фаланга пальца). Измерения проводились на группе добровольцев, примерно одинаковой возрастной категории (около 20 лет), из 18 человек. Полученные записи анализировались при помощи специально разработанного программного обеспечения, позволяющего удалять артефакты, рассчитывать RR-интервалограмму, а также получать уточненное значение временной задержки между максимумами пиков пульсовой волны с пьезомикрофонов при помощи метода параболической парной регрессии. Полученный набор величин использовался для мониторинга текущего состояния сосудистого тонуса на отдельных локальных участках сосудистого русла.

Изучалось влияние игрового стресса на изменение динамики сосудистого тонуса. Игровой стресс заключался в неожиданном для испытуемого задании на участие в компьютерной игре: необходимо было управлять виртуальной машиной в гонках. Запись

проводилась (1) в исходном состоянии — 4 минуты, (2) в режиме «игрового стресса» — 5 минут и (3) при релаксации к исходному состоянию — 5 минут.

В результате проведённого эксперимента были получены графики текущего состояния сосудистого тонуса и ЧСС. На Рис. 1 мы видим отклик величин СРПВ и ЧСС на игровое воздействие, уровень сосудистого тонуса и ЧСС во время игры изменяется, ЧСС увеличивается, временная задержка уменьшается то есть происходит увеличение сосудистого тонуса. Интересным является тот факт, что у ряда испытуемых после прекращения игрового стресса наблюдается сохранение вазоконстрикции сосудов, в то время как уровень ЧСС довольно быстро нормализуется. Это коррелирует с обсуждаемым механизмом развития гипертонической болезни. У некоторых испытуемых наблюдались различные реакции тонуса крупных и мелких сосудов при игровом воздействии. Подобные результаты подтверждают необходимость отдельного мониторинга сосудистого тонуса на участках крупных и мелких сосудов.

Итак, был разработан и протестирован метод регистрации динамики тонуса сосудов. Хотя биологическая интерпретация многих обнаруженных явлений остаётся неясна, разработанный метод несомненно обладает большим диагностическим потенциалом и может быть полезным для исследования ССС.

Литература

- 1 Крупаткин А.И., Сидоров В.В. Лазерная доплеровская флоуметрия микроциркуляции крови. М., 2005
- 2 Семячкина-Глушковская О.В., Анищенко Т.Г., Бердникова В.А., Найденова О.С. Половые особенности холинергической регуляции сердечно-сосудистой системы у здоровых и гипертензивных крыс // Бюллетень экспериментальной биологии и медицины. 2008. Т.146. 7. С. 33-37;
- 3 Семячкина-Глушковская О.В., Анищенко Т.Г., Бердникова В.А. «Роль социального стресса и оксида азота в развитии гипертонии» // Известия самарского научного центра РАН. 2008. Т.2. 2. С. 154-158.

Иллюстрации

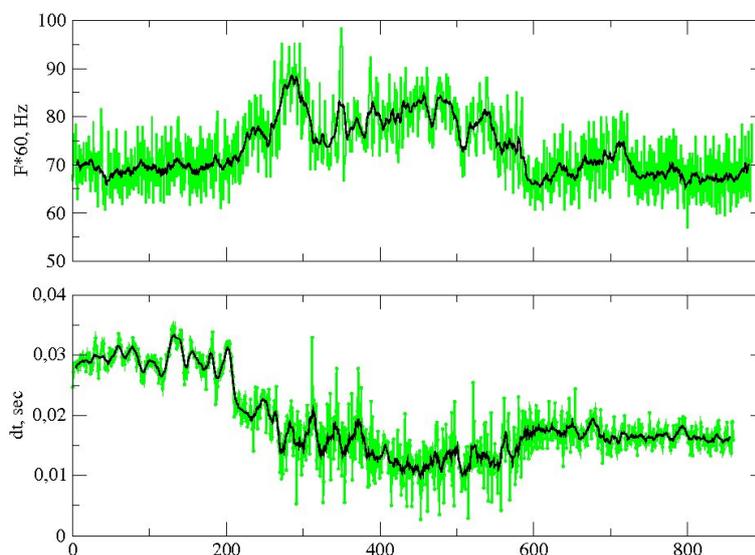


Рис. 1

Экспериментальное исследование сдвиговых волн в резонаторе со слоистой структурой

Костиков В.В., Крит Т.Б.

Студент

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия
E-mail: victortopo@mail.ru*

Проблема исследования сдвиговых волн в неоднородных резиноподобных средах возникла в последнее время в связи с развитием методов медицинской диагностики мягких биологических тканей. Патологические изменения в мягких тканях приводят к тому, что сдвиговая упругость в области патологии существенно изменяется. Поэтому визуализация распределения сдвигового модуля позволяет обнаружить заболевание на ранних этапах развития.

Неоднородность модуля сдвига среды может быть также обусловлена его зависимостью от деформации. Подобное поведение сдвигового модуля характерно, прежде всего, для резиноподобных сред, где удаётся достигать деформаций, сравнимых с толщиной исследуемых образцов. При таких деформациях сдвиговые напряжения перестают линейно зависеть от величины деформации, и величина сдвигового модуля меняется [1].

Чтобы получить в среде большие деформации, следует выбирать образцы меньшей толщины. Но, как было показано в работе [2], в однородном слое частота первого резонанса растёт с уменьшением толщины, что не позволяет получать значительные деформации в тонких слоях. Для получения больших деформаций на низких частотах можно использовать структуру, состоящую из мягких резиноподобных слоёв, разделённых твёрдыми слоями со сдвиговым модулем порядка нескольких ГПа. В такой структуре твёрдые слои играют роль рассредоточенной массы и понижают частоту первого резонанса. Толщина резиноподобных слоёв в материале при этом невелика, что позволяет достигать деформаций порядка толщины слоя даже при маломощном виброисточнике и наблюдать нелинейные волновые эффекты в компактных объёмах.

В данной работе проведено теоретическое и экспериментальное исследование резонатора, заполненного слоистой структурой с плоскими границами раздела. Рассчитаны резонансные кривые в зависимости от числа слоёв. Получены зависимости резонансных частот от вязкоупругих и инерционных параметров материалов, образующих слоистую структуру. Для резонатора, заполненного различными слоистыми структурами, рассчитаны профили стоячей сдвиговой волны. Определены значения относительной деформации на разной высоте от нижней пластины резонатора.

Рассмотрим резонатор, между пластинами которого чередуются слои мягкого и твёрдого материала. Слои с нечётными номерами выполнены из резиноподобного материала, сдвиговый модуль которого на несколько порядков меньше модуля объёмного сжатия. Слои с чётными номерами выполнены из твёрдого материала, в котором величины сдвиговой и объёмной упругости одного порядка. При сдвиговых колебаниях в такой структуре мягкие слои испытывают деформацию, а твёрдые слои не деформируются и смещаются как целое. В результате можно добиваться значительных сдвиговых

деформаций в слоях из резиноподобного материала на низких частотах. Максимальное значение деформации достигается при колебаниях на первой резонансной частоте.

Расчёты и измерения были проведены для резонатора, в котором 11-слойная структура нагружена пластиной массой $M=10.87$ г и площадью $S=28$ см². Мягкие слои одинаковой толщины 2 мм были изготовлены из полимерного материала пластисола (производитель MF Manufacturing, США). Измерения сдвигового модуля, выполненные статическим методом по вдавливанию жёсткого шарика в однородный слой пластисола, дали значение модуля 29 ± 3 кПа. Твёрдые слои представляли собой пластины из дюраля толщиной 4 мм.

Измерения выполнялись на экспериментальной установке, которая подробно описана в работе [2]. Образец из 11 слоёв был закреплён без проскальзывания на горизонтальной пластине и нагружен сверху пластиной конечной массы. Нижняя пластина была жёстко соединена с вибратором типа 4810 (Брюль и Кьер, Дания). На вибратор через усилитель низкой частоты LV 103 (Роботрон, Германия) подавалось напряжение синусоидальной формы с генератора сигналов AFG 3021B (Тектроникс, США). Два миниатюрных акселерометра 4374 (Брюль и Кьер, Дания) измеряли ускорения верхней и нижней пластин. Сигналы акселерометров через усилители заряда 2635 (Брюль и Кьер, Дания) подавались на входы двухканального цифрового осциллографа TDS 3032B (Тектроникс, США). Оцифрованные сигналы с осциллографа через GPIB интерфейс поступали в компьютер, где производилось вычисление отношения амплитуд ускорений. Измерения проводились при фиксированной амплитуде ускорения нижней пластины с шагом по частоте 0.1 Гц. Для этого при каждом изменении частоты амплитуда напряжения на вибраторе подбиралась так, чтобы амплитуда ускорения нижней пластины приняла заданное значение.

Результаты измерений показаны на рис. 1 точками. Первые три резонанса наблюдаются на частотах 44.5 и 140 и 230 Гц, при этом с увеличением номера резонанса величина резонансного пика уменьшается, а ширина соответствующей резонансной кривой увеличивается. При проведении расчётов значения сдвигового модуля и сдвиговой вязкости пластисола подбирались так, чтобы рассчитанная резонансная кривая вблизи частоты первого резонанса наилучшим образом соответствовала результатам измерений. Сдвиговой модуль дюраля при этом полагался равным $42\cdot 10^9$ кПа, а сдвиговая вязкость равнялась нулю. На рис. 1 рассчитанная кривая показана сплошной линией. По первой резонансной частоте 44.5 Гц было получено значение сдвигового модуля пластисола $\mu=27.5\pm 0.8$ кПа. По ширине первой резонансной кривой определён коэффициент сдвиговой вязкости $\eta=9.0\pm 0.4$ Па·с. Поскольку вязкоупругие параметры пластисола зависят от частоты [2], на частотах выше 125 Гц наблюдается несовпадение результатов измерений с кривой, рассчитанной для значений вязкоупругих параметров на частоте 44.5 Гц. Поэтому отдельно была проведена аппроксимация резонансных кривых вблизи каждой резонансной частоты. Результат аппроксимации приведён на вставках к рис. 1. На частоте второго резонанса 140 Гц были получены значения $\mu=31\pm 1$ кПа, $\eta=5.2\pm 0.3$ Па·с, вблизи частоты третьего резонанса 230 Гц $\mu=33\pm 1$ кПа, $\eta=3.7\pm 0.4$ Па·с.

Полученные в работе результаты показали, что варьируя твёрдую и упругую фракции, можно управлять свойствами слоистой структуры. Экспериментально показано, что вязкоупругие свойства слоистой структуры определяются её упругой фракцией.

Литература

1. Андреев В.Г., Бурлакова Т.А. Измерения сдвиговой упругости и вязкости резино-подобных материалов // Акуст. журн. 2007. Т. 53. № 1. С. 50-54.
2. Андреев В.Г., Крит Т.Б., Сапожников О.А. Стоячие волны в упругом слое, нагруженном конечной массой // Акуст. журн. 2010. Т. 56. № 2. С. 190–196.

Слова благодарности

Авторы выражают благодарность В.Г. Андрееву за полезные обсуждения при подготовке тезисов и РФФИ за поддержку работы по гранту № 08-02-00368.

Иллюстрации

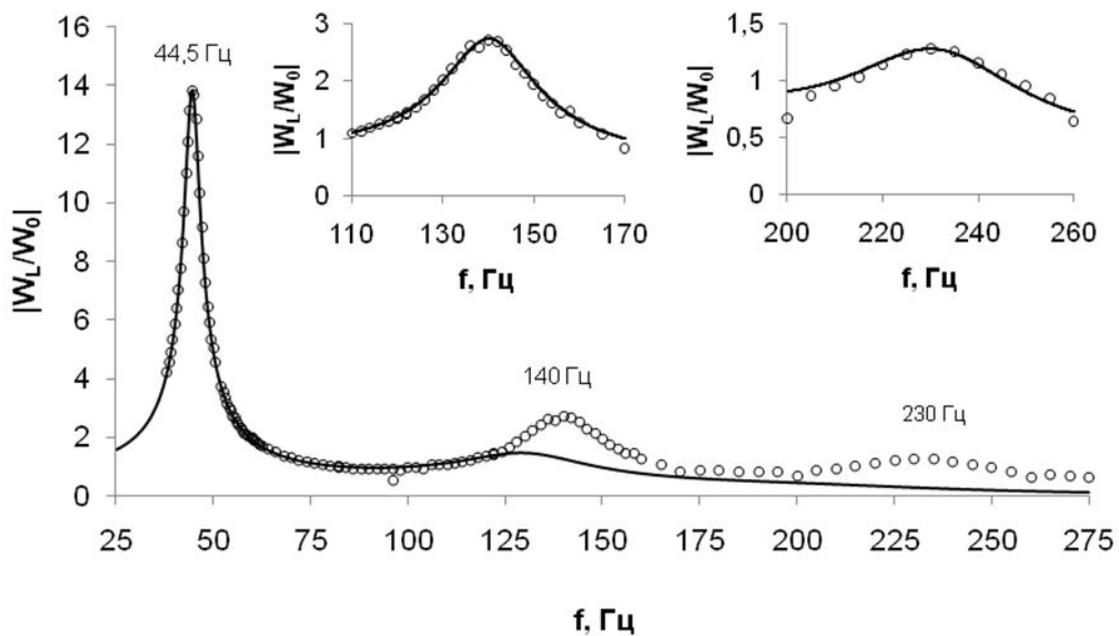


Рис. 1: Отношение амплитуд ускорений верхней и нижней пластины для образца из 11 слоёв (6 слоёв пластисола толщиной 2 мм и 5 слоёв дюрала толщиной 4 мм). Точками показаны результаты измерений, линией – расчёты для параметров пластисола $\mu=27.5$ кПа, $\eta=9.0$ Па·с. На вставках: результаты измерений и расчётов вблизи второй ($\mu=31$ кПа, $\eta=5.2$ Па·с) и третьей ($\mu=33$ кПа, $\eta=3.7$ Па·с) резонансной частоты.

Моделирование стоячих сдвиговых волн в резиноподобной среде с неоднородностями методом конечных элементов

Крит Тимофей Борисович

Аспирант

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия

E-mail: timofey@acs366.phys.msu.ru

Изучение сдвиговых волн в резиноподобных средах с неоднородностями является крайне актуальной задачей в современной диагностике. Интерес к ней обусловлен, прежде всего, возможностью применения методов, разработанных в рамках такой задачи, к решению проблем медицинской диагностики мягких биологических тканей. Связано это с тем, что сдвиговый модуль мягких биологических тканей на несколько порядков ниже их модуля всестороннего сжатия, что, по сути, и является критерием резиноподобности. Известно, что мягкие биологические ткани обладают примерно одинаковой плотностью и модулем всестороннего сжатия. Поэтому ультразвуковая диагностика неоднородностей в мягких тканях оказывается затруднительной.

Вместе с тем, показано, что диагностика патологий и функционального состояния мышечной системы возможна с использованием сдвиговых волн [1]. В последнее время методы визуализации сдвиговых вязкоупругих характеристик тканей получают всё большее развитие. В основе этих методов лежит дистанционное измерение колебательных смещений, которые создаются в среде низкочастотной сдвиговой волной.

В работе [2] было проведено детальное экспериментальное исследование сдвиговых волн в одномерном резонаторе, заполненном однородным резиноподобным полимером. Было показано, что в такой системе резонансы возникают на частотах, значения которых известным образом зависят от массы верхней пластины и сдвигового модуля слоя. Были рассчитаны и измерены формы резонансных кривых при различных значениях упругих параметров слоя и массы верхней пластины. По сравнению измеренных резонансных кривых с рассчитанными был определён динамический сдвиговый модуль и коэффициент сдвиговой вязкости резиноподобного материала.

В данной работе методом конечных элементов было проведено моделирование трёхмерного резонатора, заполненного резиноподобным полимером. Результаты моделирования были сопоставлены с данными эксперимента. По результатам сравнения были определены значения модуля сдвига μ и коэффициента сдвиговой вязкости η . Сравнение результатов моделирования методом конечных элементов с результатами расчёта в рамках модели одномерного резонатора [2] позволило определить границы применимости последней. С использованием метода конечных элементов была исследована зависимость частоты первого резонанса от пористости материала, заполняющего резонатор. Были получены зависимости резонансных характеристик при одинаковой перфорации и различном положении полостей.

Резонатор, использованный в эксперименте и при моделировании, был сконструирован следующим образом. Образец в форме прямоугольного параллелепипеда с площадью основания 28 см^2 и высотой 15 мм был закреплён без проскальзывания на горизонтальной пластине. Образец был изготовлен из пластисола с плотностью 0.98 г/см^3 .

Нижнее основание образца вместе с нижней пластиной совершало колебания вдоль оси x . Сверху образец был нагружен пластиной массы $M=10.34$ г. Пластина была закреплена без проскальзывания на верхней грани образца и имела площадь S , равную площади этой грани.

Для такого резонатора методом конечных элементов была построена резонансная характеристика вблизи первого резонанса. Резонатор был разделён на конечное число треугольных призм. Схема разбиения показана на рис. 1. Исследуемый материал, которым заполнен резонатор, по оси z , был разбит на 6 плоскопараллельных слоёв. Каждый слой был разделён по оси x на 10 частей, а по оси y на 5 частей. Затем каждый полученный фрагмент был разделён на 2 равные треугольные призмы. Такое разбиение оптимально, поскольку размер каждого элемента, с одной стороны, настолько мал, что позволяет учесть резиноподобные свойства материала в резонаторе, а с другой стороны, настолько велик, что позволяет пренебречь сеточными эффектами. Каждой треугольной призме была приписана плотность материала 0.98 г/см³, и параметр Ламе $\lambda=22.5$ МПа. Верхняя пластина резонатора была также разбита на треугольные призмы. Плотность этих призм была определена как отношение измеренной массы верхней пластины резонатора к объёму модельной пластины. Параметры Ламе были взяты равными $\lambda=0.24$ ТПа, $\mu=80$ МПа. Коэффициент сдвиговой вязкости считался равным нулю. При моделировании на нижней пластине было задано ускорение вдоль оси x с постоянной амплитудой, которое менялось во времени по гармоническому закону с определённой частотой. При проведении измерений на верхней и нижней пластине резонатора были закреплены одноосные акселерометры. С их помощью были измерены ускорения пластин в направлении оси x с шагом 0.1 Гц по частоте. Подбором параметров μ и η было получено совпадение резонансной характеристики, получаемой в ходе моделирования, с измеренной. Было выявлено, что резонансные кривые, полученные при одних и тех же вязкоупругих параметрах с помощью одномерной и трёхмерной модели, различаются. Это связано с тем, что одномерная модель не учитывает соотношение между длиной резонатора и его толщиной.

Для более детального определения границ применимости одномерной модели было проведено моделирование методом конечных элементов при различных соотношениях длины и толщины резонатора. Оказалось, что описывать резонатор при помощи одномерной модели можно, когда его толщина составляет 20% и менее от его длины (размера вдоль оси x). Причём точность одномерной модели увеличивается с увеличением длины резонатора. Размер резонатора вдоль оси y практически не влияет на правильность одномерной модели.

В результате моделирования резонатора, заполненного материалом с одинаковой степенью пористости, но разной высотой расположения полостей, была получена зависимость первой резонансной частоты от высоты расположения полостей внутри резонатора.

Моделирование резонатора, заполненного резиноподобной средой с различной степенью перфораций, показало, что с увеличением объёма полостей в материале значение резонансной частоты уменьшается. Этот факт можно объяснить следующим образом. При увеличении объёма полостей в материале значение его эффективного сдвигового модуля снижается, что и приводит к уменьшению резонансной частоты.

Литература

1. Руденко О.В., Сарвазян А.П. Волновая биомеханика скелетной мышцы // Акуст. журн. 2006. Т. 52. № 6. С. 833–846.
2. Андреев В.Г., Крит Т.Б., Сапожников О.А. Стоячие волны в упругом слое, нагруженном конечной массой // Акуст. журн. 2010. Т. 56. № 2. С. 190–196.

Слова благодарности

Автор выражает благодарность В.Г. Андрееву за полезные обсуждения при подготовке тезисов и РФФИ за поддержку работы по гранту № 08-02-00368.

Иллюстрации

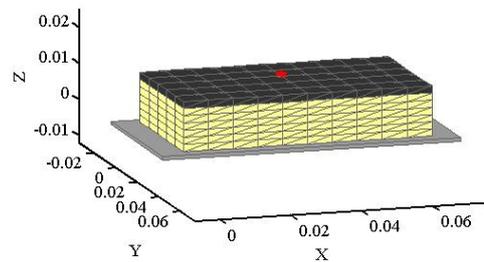


Рис. 1: Схема разбиения резонатора на треугольные призмы.

Вращательная диффузия наномаркеров семейства флуоресцеина в растворах альбумина человека

Кулешова Анна Александровна (студент),

Бухарова Елена Михайловна (ведущий инженер),

Власова Ирина Михайловна (старший преподаватель, кандидат физ. - мат. наук)

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

e-mail: vlasovairina1979@mail.ru

Исследование вращательной диффузии флуоресцентных наномаркеров актуально в связи с их широким использованием в прикладных биологических задачах для изучения влияния различных внешних агентов и факторов на белковые макромолекулы.

Интерес к наномаркерам семейства флуоресцеина – исходного соединения этого ряда флуоресцеина и его галоген-производных – бромированной производной эозина и йодированной производной эритрозина – обусловлен тем, что данные наномаркеры широко используются в белковых исследованиях в связи с тем, что они сильно реагируют на изменение своего окружения и обладают способностью эффективно связываться с белками.

Именно анионные при физиологическом значении рН 7,4 наномаркеры, такие как наномаркеры семейства флуоресцеина, представляют собой один из немногих способов исследования белков плазмы (сыворотки) крови. В частности, с помощью флуоресцентных наномаркеров семейства флуоресцеина изучаются строение и свойства главного транспортного белка плазмы крови человека – сывороточного альбумина.

В ходе исследований для каждого наномаркера семейства флуоресцеина в растворах сывороточного альбумина человека при различных значениях рН определена степень поляризации флуоресценции.

Крупным биологическим применением метода поляризационной флуоресценции является оценка времен вращательной корреляции наномаркеров и оценка коэффициентов вращательной диффузии наномаркеров. Количественная теория вращательной деполяризации флуоресценции была предложена В.Л. Левшиным и Ф. Перреном с использованием модели вращательной диффузии. В данной работе определены время вращательной корреляции, коэффициент вращательной диффузии и эффективный радиус Эйнштейна наномаркеров семейства флуоресцеина в растворах сывороточного альбумина человека при различных значениях рН.

Показано, что степень поляризации флуоресценции наномаркеров семейства флуоресцеина в растворах сывороточного альбумина человека больше, чем в растворах без белка: поскольку растворы наномаркеров исследуемых концентраций являются разбавленными растворами, то в отсутствие безызлучательного переноса энергии между молекулами наномаркеров основной причиной деполяризации флуоресценции является вращательная диффузия молекул наномаркера, в растворах сывороточного альбумина человека по сравнению с растворами без белка вращательная диффузия наномаркеров уменьшается вследствие их связывания с молекулами белка.

Зависимости степени поляризации флуоресценции от рН различаются для флуоресцеина и его галоген-производных (эозина и эритрозина). Как в растворах с сывороточным альбумином человека, так и в растворах без белка, у флуоресцеина зависимости степени поляризации флуоресценции от рН имеют нелинейный вид с максимумом при рН 6,0, а у эозина и эритрозина они от рН не зависят (в диапазоне $3,5 \leq \text{pH} \leq 8,0$).

Также для флуоресцеина и его галоген-производных, как в растворах сывороточного альбумина человека, так и в растворах без белка, наблюдается различие в зависимостях коэффициента вращательной диффузии наномаркера от рН: коэффициент вращательной диффузии флуоресцеина нелинейно зависит от рН с минимумом при рН 6,0, а у эозина и эритрозина он не зависит от рН (при $3,5 \leq \text{pH} \leq 8,0$).

Данный факт объясняется тем, что при наличии сильно электроотрицательных атомов (бром и йод) в формулах наномаркеров (эозин и эритрозин) имеет место сильное взаимодействие наномаркеров с полярной окружающей средой, что приводит к независимости вращательной диффузии наномаркеров от их молекулярной ассоциации и от степени эффективности их связывания с белком, и, следовательно, к независимости поляризации флуоресценции наномаркеров от рН.

При наличии слабо электроотрицательных атомов (водород) в структурной формуле наномаркера (флуоресцеин) на вращательную диффузию наномаркера основное влияние оказывают процессы его молекулярной ассоциации и степень эффективности его связывания с белком, зависящие от рН, что приводит, в свою очередь, к зависимости поляризации флуоресценции наномаркера от рН.

В растворах с сывороточным альбумином человека коэффициент вращательной диффузии наномаркеров семейства флуоресцеина меньше, чем в растворах без белка, что объясняется связыванием наномаркера с белком.

В растворах без белка время релаксации наномаркеров семейства флуоресцеина, отражающее время разупорядочивания флуорофора вследствие тепловой диффузии, существенно меньше, чем в растворах сывороточного альбумина человека.

Свободные несвязанные с белком наномаркеры семейства флуоресцеина имеют небольшое время разупорядочивания вследствие тепловой диффузии, меньшее времен жизни их флуоресценции, что приводит к слабой поляризации флуоресценции наномаркеров в растворах без белка.

Связанные с сывороточным альбумином человека наномаркеры семейства флуоресцеина имеют время релаксации, большее времен жизни их флуоресценции, что дает увеличение поляризации флуоресценции наномаркеров в растворах с альбумином по сравнению с растворами без белка.

Эффективный радиус молекул флуоресцеина нелинейно зависит от рН с максимумом при рН 6,0. В растворах без белка эффективный радиус флуоресцеина в среднем при различных рН равен 1,00 нм, а в растворах с белком возрастает примерно до 1,40 – 1,80 нм, что отражает его связывание с сывороточным альбумином человека, а также указывает на то, что далеко не весь наномаркер связывается с белком (эффективный размер альбумина порядка 9 нм).

Эффективный радиус молекул эозина практически не зависит от рН. В растворах без белка эффективный радиус эозина в среднем равен 1,20 нм, а в растворах с белком возрастает примерно до 2,65 нм, что отражает его связывание с сывороточным альбумином человека, а также указывает на то, что не весь эозин связывается с белком.

Эффективный радиус молекул эритрозина не зависит от рН. В растворах без белка эффективный радиус эритрозина в среднем при различных рН равен 1,17 нм, а в растворах с белком возрастает примерно до 2,40 нм, что отражает его связывание с сывороточным альбумином человека, а также указывает на то, что не весь эритрозин связывается с белком (размер альбумина порядка 9 нм).

При сравнении поляризованной флуоресценции трех наномаркеров между собой обнаружено, что увеличение электроотрицательности радикалов боковых групп (в направлении «Н у флуоресцеина – I у эритрозина – Вг у эозина») в структурных формулах наномаркеров приводит к увеличению поляризации их флуоресценции, к уменьшению коэффициента их вращательной диффузии, к увеличению времени их релаксации, отражающему время разупорядочивания вследствие тепловой диффузии.

* Авторы выражают глубокую признательность своему руководителю - профессору, доктору физ.-мат. наук Салецкому А.М. за оказанное внимание и помощь в выполнении работы.

Распределение поглощенной энергии при прохождении электронов через биологические ткани помещенные в соленоидальное магнитное поле.

Осипов Алексей Сергеевич

Соискатель

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

E-mail: okdf2007@mail.ru

Актуальной проблемой современной лучевой терапии является повышение степени конформности облучения. В работе, исследуется возможность управления распределением поглощенной энергии в тканях человека с помощью внешнего продольного соленоидального магнитного поля.

В основе метода управления распределением поглощенной энергии лежит влияние магнитного поля на процесс прохождения заряженными частицами облучаемого образца. В результате действия магнитного поля, траектория заряженной частицы движущейся в веществе изменяется, что может приводить к увеличению плотности потерь энергии пучком частиц в направлении его первоначального распространения. В работах [4,5], а так же [1,2,3], посвященных исследованию влияния продольных и поперечных магнитных полей на распределение дозы в объеме мишени показано, что характеристики дозных распределений, получаемых при облучении, зависят от величины, формы и ориентации магнитных полей, в которые помещена мишень.

Целью настоящей работы является исследование влияния магнитного поля соленоидального типа на пространственные распределения поглощенной энергии, получаемые на пучках электронов в гетерогенных и гомогенных средах, а так же оценка возможности использования соленоидальных полей в задачах лучевой терапии.

Исследование поставленной задачи осуществляется путём постановки компьютерного эксперимента с использованием метода Монте-Карло. В качестве программного кода для постановки компьютерного эксперимента выбран пакет программ и библиотек GEANT4, который позволяет получать энергетические потери различных типов частиц в веществе произвольного атомного состава с учетом всех известных физических процессов.

В работе исследуется процесс прохождения пучка электронов через образец в форме куба, с размером стороны 20 см. Куб состоит из слоя костной ткани толщиной 1 см., слоя мягкой ткани толщиной 18 см., по химическому составу соответствующей составу головного мозга человека, и слоя костной ткани толщиной 1 см.

В работе показано, что при облучении образца при наложении продольного магнитного поля:

- значение поглощенной энергии в области вдоль оси образца на глубине от 5 до 10 см увеличивается на 50%
- значение энергии поглощенной в кости практически не изменяется;
- объем области, занятой пучком уменьшается на 40%
- при облучении с противоположных сторон образца, помещенного в соленоидальное магнитное поле, положение максимума в распределении поглощенной энергии не зависит от индукции магнитного поля и находится на глубине 10 см. При этом значение поглощенной энергии в области мишени возрастает более чем на 50%
- рассеяние пучка уменьшается, приводя к увеличению градиента спада по краям в 3 раза.

Основываясь на результатах работы можно утверждать, что применение продольных соленоидальных магнитных полей при облучении пучками электронов в лучевой терапии может заметным образом повысить конформность облучения мишеней.

Белоусов А.В. Плотников А.Б. Черняев А.П. Шведун В.И. "Повышение эффективности облучения мишени пучками фотонов и электронов в лучевой терапии // Приборы и техника эксперимента. 2003. №6. С.111.

Варзарь С.М. Тултаев А.В. Черняев А.П. Плотников А.Б. "Пространственное распределение дозы пучка электронов в магнитном поле" // Мед. Физика. 2002. №13. С. 44.

Варзарь С.М. Осипов А.С. Черняев А.П. Белоусов А.В. "Распределение дозы от пучка электронов в магнитном поле соленоида // Известия РАН. Серия физическая. 2008. том 72 №7, с1035-1037.

С.С. Shih "High Energy Electron Radiotherapy in a Magnetic Field" // Med. Phys. 1975. V.2. P.9

D.P. Whitmire, D.L. Bernard, M.D. Peterson "Magnetic Modification of the Elektron-dose Distribution in Tissue and Lung Phantoms" // Med. Phys. 1978. V.5. P.409.

**Микроструктурированные световоды для флуоресцентной регистрации
нейронной активности**

Ростова Е.В., Амитонова Л.В., Ивашкина О.И., Зоц М.А., Федотов И.В.

Студент

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, факультет,
Москва, Россия*

E-mail: ket02@yandex.ru

Известно, что мозг представляет собой действительно сложную систему, состоящую из многих миллиардов нейронов [1]. Нарушение функций отдельных типов нервных клеток приводит не только к заболеваниям нервной системы, но и к нарушениям в нормальной работе других органов.

Для исследования работы такой сложной системы, с одной стороны, необходимо уметь обращаться к одному элементу системы, с другой стороны, для получения общей картины динамической работы таких взаимодействующих структур, требуется уметь регистрировать отклик каждого элемента в отдельности, одновременно обращаясь сразу к нескольким элементам. Необходим такой метод, который в течение длительного времени на живом объекте позволяет регистрировать отклик нервных клеток в течение интересующих нас нейронных процессов.

Несмотря на множество существующих технологий для регистрации нейронной активности, далеко не все из них позволяют преодолеть ряд существующих проблем, удовлетворяя при этом указанным требованиям [2]. Волоконно-оптические флуоресцентные методы позволяют сделать возможным регистрацию сигнала как от отдельного нейрона, так и от целой группы нервных клеток в свободно перемещающихся животных *in vivo*, обладая при этом возможностью сбора сигнала флуоресценции с глубоких слоев мозга. Для сбора сигнала флуоресцентных маркеров был выбран метод однофотонной флуоресцентной регистрации, обладающий преимуществами панорамного сбора сигнала и простотой осуществления по сравнению с двухфотонным.

В качестве флуоресцентного маркера в данной работе используется улучшенный зеленый флуоресцентный белок (enhanced green fluorescent protein, EGFP). В нашем эксперименте ген EGFP помещен под промотор так называемого немедленного раннего гена (immediate early gene, IEGs) в EGFP-трансгенных мышах. При нормальной работе мозга синапсы активируются непрерывными потоками потенциала действия разной частоты и регулярности [3]. Необходимым этапом в процессе синаптической передачи и транскрипционной регуляции генов является активация немедленно ранних генов, кодирующих регуляцию транскрипции. Среди IEGs, экспрессия которых индуцируется нейронной активностью, *zif268* и *c-fos* являются одними из генов, наиболее тесно связанных с возникновением длительных изменений в синаптической передаче [4]. В процессе эпизода обучения происходит одновременная экспрессия указанных генов и гена EGFP.

Наша цель состоит в получении и регистрации сигнала флуоресценции от активных нейронов *in vivo* в ответ на раздражители, в том числе связанные с процессами обучения живых объектов, как после завершения эпизода обучения, так и в динамике процесса. Для достижения поставленной цели были выполнены работы, связанные с

реализацией волоконно-оптической схемы доставки возбуждающего излучения и регистрацией флуоресцентного отклика нейронов головного мозга трансгенных мышей *in vitro* и *in vivo*.

В результате данной работы было продемонстрировано, что активность нервных клеток может быть зарегистрирована *in vivo* благодаря использованию микроструктурированного волокна и стабильная регистрация сигнала флуоресценции EGFP возможна даже в свободно движущихся животных. Различные волокна могут обеспечить различную область сбора сигнала и, соответственно, разрешение. В зависимости от конструкции волокна, диаметра сердцевины и оболочки были решены следующие задачи волоконного сбора: осуществление пространственного разделения сигналов флуоресценции, собранных оболочкой и сердцевиной, и ведение панорамного сбора или обращение к группе нейронов - в зависимости от целей эксперимента.

В данной работе с помощью волоконно-оптического метода регистрации была получена зависимость спектральной интенсивности сигнала флуоресценции EGFP на разной глубине погружения волокна в мозг, что позволяет обозначить место активных нейронов, визуализировать индивидуальную структуру распределения флуоресцентного белка в разных слоях мозга и оценить область сбора флуоресцентного сигнала. Результаты сравнения экспериментально полученной зависимости спектральной интенсивности от глубины погружения волокна и среза исследуемого мозга представлены на рисунке 1. На срезе покрашены ядра всех клеток раствором крезил фиолетового (морфоконтроль по Ниссли) и различим трек от волокна, видна более яркая область коры, а далее - индивидуальная структура распределения флуоресцентного белка, зависящая от области попадания волоконного зонда.

Благодаря использованию микроструктурированного волокна было осуществлено одновременное возбуждение и регистрация флуоресцентного отклика сразу нескольких красителей. Для возбуждения смеси двух красителей Pyridine1 и Alexa Fluor 488 было использовано широкополосное излучение из волокна. Подбирая фильтры, можно добиться как поочередного, так и одновременного возбуждения данных красителей. На рисунке 2 приведены полученные спектры флуоресценции смеси красителей при одновременном и поочередном возбуждении. Таким образом, у нас есть инструмент для одновременного наблюдения за различными процессами, происходящими в живой ткани путем одновременного возбуждения различных красителей широким спектром.

Таким образом, в ходе выполнения работы была отработана методика волоконно-оптических измерений биологических объектов: реализована схема доставки возбуждающего излучения и регистрации флуоресцентного отклика нейронов головного мозга трансгенных мышей *in vitro* и *in vivo*. Исследована морфология головного мозга трансгенных мышей *in vivo* при сканировании нейронных тканей оптическим волокном: результаты оптического сканирования дополняют информацию, полученную с помощью морфоконтроля. Проведены времяразрешенные измерения уровня экспрессии гена EGFP в коре головного мозга живой мыши.

Литература

1. Hermann Haken, Brain Dynamics: an introduction to models and simulations // Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2008

2. Amit D Mehta, Juergen C Jung, Benjamin A Flusberg and Mark J Schnitzer: Fiber optic in vivo imaging in the mammalian nervous system // Current Opinion in Neurobiology 2004, 14, pp. 617–628.
3. Николс Дж., Мартин А., Валлас Б., Фукс П., От нейрона к мозгу / Пер. с англ. Балабана П. и Гиниатуллина Р., М.: Едиториал УРСС, 2003.
4. Serena M. Dudek and R. Douglas Fields: Somatic action potentials are sufficient for late-phase LTP-rel. // J. Neurosci., 2003, 23(12), pp. 3962–3967.

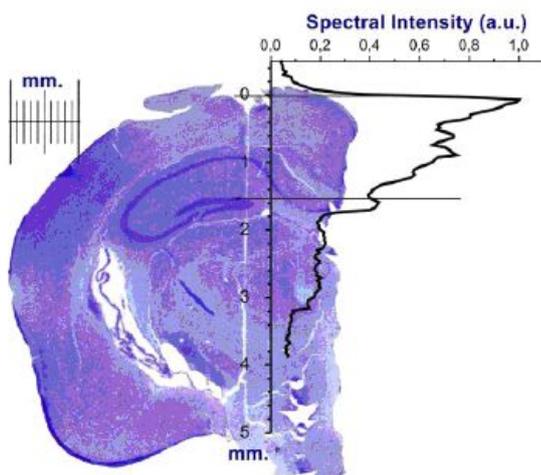


Рис. 1: срез головного мозга трансгенной мыши с покрашенными ядрами клеток и треком от прохождения волокна. Справа представлена экспериментальная зависимость спектральной интенсивности флуоресценции от глубины погружения волокна.

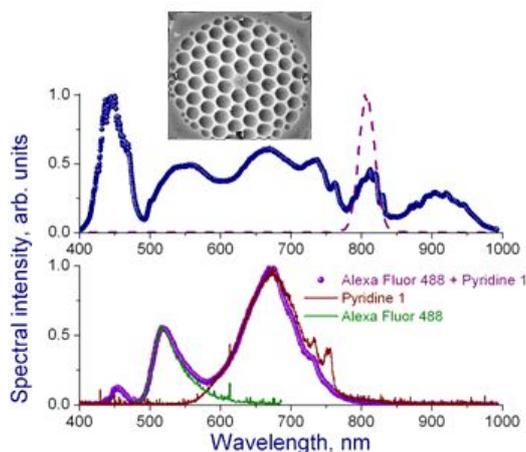


Рис. 2: спектры флуоресценции смеси красителей Pyridine1 и Alexa Fluor 488 при их одновременном возбуждении широкополосным источником (верхняя кривая) и при отдельном возбуждении каждого красителя соответствующей частью суперконтинуума (на вставке сверху представлен срез микроструктурированного волокна).

Влияние условий сбора лекарственного сырья – сфагнового мха вида *S.fuscum* - на содержание химических элементов.

Рындюк Ксения Юрьевна

Студент

ТПУ, физико-технический, Томск, Россия

E-mail: smile_749@mail.ru

Хорошо известно, что протекание заболеваний существенным образом зависит от микроэлементного равновесия в организме человека. Для восполнения недостатка микроэлементов широко применяются минеральные соли, однако их усвоение не превышает 3-10 микроэлементы находятся в более доступной, органически связанной форме, поэтому в настоящее время все большее количество лекарств изготавливается из растительного сырья. Однако при этом возникает необходимость изучения элементного состава лекарственных растений, т.к. физиологическое действие различных элементов зависит от их дозы. Особый интерес представляют ценные с медицинской точки зрения и, наоборот, опасные и токсичные для человека химические элементы [4]. Целью данной работы является изучение влияния степени увлажненности мест произрастания и времени сбора на содержание химических элементов в лекарственном сырье растительного происхождения - сфагновом мхе вида *S.fuscum*.

Сфагновые мхи давно используются в народной медицине разных стран как высокоэффективный перевязочный материал благодаря кровоостанавливающим и ранозаживляющим свойствам. Эти свойства могут быть использованы при разработке новых высокоэффективных и малотоксичных лекарственных средств [1-3].

Влияние степени увлажненности изучено во мхах, отобранных на болотном массиве, расположенном на расстоянии примерно 100 км от г.Томска. По степени увлажнения болотные территории разделяют на: рям (относительно сухие условия), гряды (чуть более увлажнённые условия) и топь (наиболее влажные условия).

Элементы определяли методом атомно-эмиссионной спектроскопии (АЭС) в Научно-аналитическом центре Политехнического Университета г.Томска и нейтронно-активационным методом (НАА) на исследовательском реакторе ИРТ-Т (г.Томск). Эти методы анализа позволяют определять большое количество химических элементов, обладают высокой точностью и низкими пределами обнаружения.

Для каждого образца мха было определено содержание 32 химических элементов: Ag, Al, As, B, Ba, Be, Bi, Ca, Cd, Co, Cr, Cu, Fe, K, Li, Mg, Mn, Mo, Na, Ni, Pb, Sb, Se, Si, Sn, Sr, Te, Ti, Tl, V, W, Zn.

По степени полезности для организма химические элементы можно разбить на следующие группы: эссенциальные (жизненно-важные) элементы - Ca, Co, Cr, Cu, Fe, K, Mg, Mn, Mo, Na, Se, Zn; условно-эссенциальные (жизненно-важные, но вредные в определенных дозах) элементы - B, Li, Ni, Si, V; потенциально-токсичные элементы - Ag, Sn, Sr, Te, Ti; токсичные элементы - Al, As, Ba, Cd, Pb, Sb.

Оценка влияния степени увлажненности мест произрастания на содержание химических элементов проведена на основе ранжирования концентраций в исследуемых образцах: минимальным концентрациям соответствует ранг 1, максимальным - 3, дробные

ранги (1,5 и 2,5) – соответствуют одинаковым концентрациям. На рисунке 1 представлены суммарные ранги для мхов, произрастающих в местах с разной степенью увлажненности, по разным группам химических элементов. Из рисунка 1 видно, что наибольшее количество жизненно-важных и токсичных элементов находится в образцах мха, отобранных в наиболее увлажненном месте (топь), а в образцах мха, собранного в местах с минимальной и со средней степенью увлажненности количество эссенциальных элементов примерно одинаково. Наименьшее содержание токсичных элементов обнаружено во мхах, произрастающих в условиях с минимальной влажностью.

Особый интерес представляет обнаруженное в пробах мха серебро. Хотя серебро относят к потенциально-токсичным и к потенциально-канцерогенным элементам, но вопрос о физиологической роли серебра изучен недостаточно. В медицине известно бактерицидное и вяжущее действие серебра. В настоящее время лекарства на основе серебра используют при эрозиях, язвах, избыточных грануляциях, трещинах, остром конъюнктивите, трахоме, хроническом гиперпластическом ларингите [3].

Исследования показали, что концентрация серебра, в отличие от большинства химических элементов, максимальна в пробе, отобранной в местах, характеризующихся минимальной влажностью (рям), и несколько уменьшается по мере возрастания влажности (рисунок 2).

Некоторые исследования показывают, что содержание биологически активных веществ во мхах зависит от времени его сбора: больше всего их в растениях, собранных в июне, а меньше – в августе [4]. Интересно выяснить, как влияет время сбора на содержание химических элементов в многолетних сфагновых мхах. С этой целью проведен анализ мха вида *S.fuscum*, отобранного в мае, июне, июле, августе, сентябре и октябре 2008 г. в районе г. Томска.

Оценка влияния времени сбора мха на содержание химических элементов также проведена методом ранжирования концентраций в исследуемых образцах. На рисунке 3 представлены суммарные ранги для концентраций эссенциальных, условно-эссенциальных, токсичных и потенциально-токсичных химических элементов. Из рисунка видно, что максимальное содержание эссенциальных, условно-эссенциальных и токсичных элементов обнаружено в образцах, отобранных в июне.

Минимальное количество эссенциальных элементов обнаружено в пробе, собранной в октябре, условно-эссенциальных и потенциально-токсичных элементов – в пробах, собранных в мае и сентябре, а наименьшее количество токсичных элементов содержится в пробе, собранной в мае. На рис. 4. представлены концентрации серебра; видно, что содержание этого элемента слабо зависит от времени сбора мха.

Литература

1. Бабешина Л.Г., Дмитрук В.Н., Дмитрук С.Е., Охотина Н.С., Корж А.Е. Экология сфагновых мхов Томской области и перспективы их использования в медицине, с.646-649.
2. Бабешина Л.Г. Сфагновые мхи Томской области и перспективы их применения в медицине. Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата биологических наук, Томск 2002 г.

- Ловкова, М. Я. О возможности использования лекарственных растений для лечения и профилактики микроэлементозов и патологических состояний / М. Я. Ловкова, Г. Н. Дузук, С. М. Соколова, Л. Н. Деревяго // Микроэлементы в медицине. – 2005. – Т. 6, № 4. – С. 3-9.
- Скальный А. В., Рудаков И.А. Биоэлементы в медицине. – М.: «Оникс 21 век»: Мир, 2004. – 272 с.

Слова благодарности

Выражаю благодарность Кафедре фармакогнозии с курсами ботаники и экологии Фармацевтического факультета Сибирского Государственного Медицинского Университета и лично Бабешиной Ларисе Геннадьевне за помощь в подготовке статьи

Иллюстрации

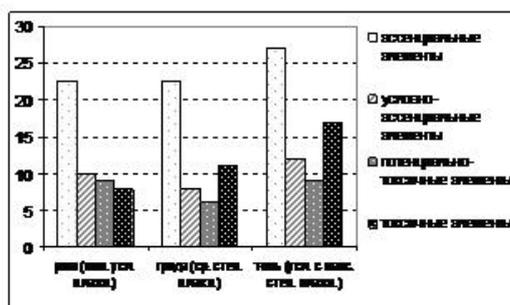


Рис. 1: Сумма рангов эссенциальных, условно-эссенциальных, потенциально-токсичных и токсичных элементов в образцах мха вида *S. fuscum*, отобранных в местах с различной степенью увлажненности

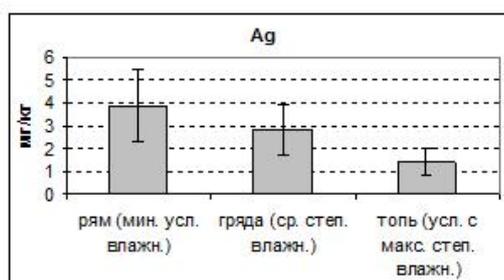


Рис. 2: Концентрации серебра в пробах мха вида *S. fuscum*, отобранных в местах с различной степенью увлажненности.

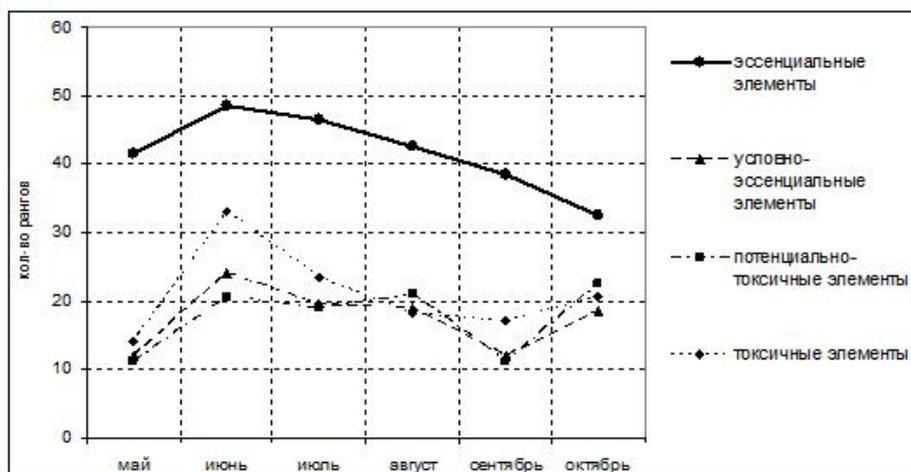


Рис. 3: Динамика концентраций химических элементов в зависимости от месяца сбора мха вида *S. fuscum*

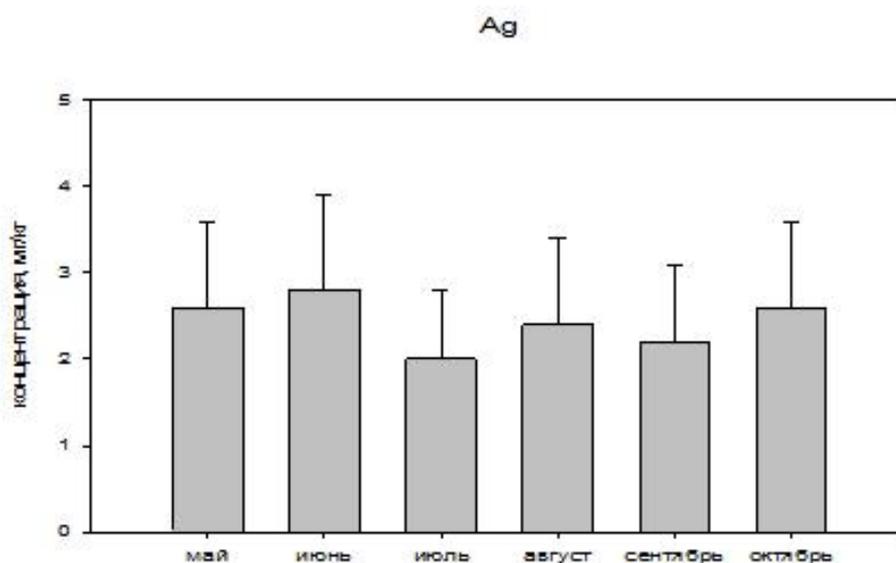


Рис. 4: Концентрации серебра в образцах мха вида *S. fuscum*, собранных в разные месяцы.

Исследование реакции организма студента на эмоциональные воздействия и информационные потоки

*Семенова Т.Н., Страпко С.А., Дмитриева А.Р., Тараканов А.Н.,
Твердохлеб С.А.*

*ВлГУ - Владимирский государственный университет, Информационных технологий,
Владимир, Россия*

E-mail: eva33@mail.ru

Для современного человека важнейшими стрессовыми факторами являются эмоциональные. Мозг постоянно перевозбуждается, и напряжение накапливается. Если человек выполняет тонкую работу или занимается умственным трудом, стресс эмоциональный, особенно длительный, может дезорганизовать его деятельность. Особую разновидность эмоционального стресса представляет информационный. При эмоциональных нагрузках или возникновении стресса через систему посредников мозг активирует гипофиз, одновременно повышается активность симпатической нервной системы, ведущая к усилению работы сердца, повышению уровня артериального давления, увеличению свертываемости крови и т.д.

Снижение времени обучения студента при неизменной программе приводит к необходимости повысить интенсивность учебного процесса, и в этом случае возрастает опасность возникновения стрессовых и информационных перегрузок.

Целью исследований было выяснение реакции организма студента на эмоциональные воздействия и информационные потоки, которые возникают в процессе учебы в университете. Группа студентов из четырех человек в течение ноября 2009 года (середина семестра) и в январе 2010 года (период сессии) регулярно измеряли давление крови три раза: утром, в полдень и вечером. В день проведения экзамена по физике измерения осуществлялись через 1 час до окончания экзамена и объявления оценок. Расчет коэффициентов корреляции массивов данных по давлению крови показал, что явная корреляционная связь в вариациях верхнего кровяного давления участников исследований отсутствует. Это можно объяснить тем, что каждый студент независимо от разных факторов испытывает эмоциональные воздействия и индивидуально регулирует работу с информационными потоками. Поскольку воздействия оказываются не одновременными, реакция организма на информационные потоки носит подшумовой характер. В день экзамена эмоциональное воздействие и стрессовая ситуация с каждым испытуемым – значительные и происходят на малом временном интервале, поэтому такое воздействие является согласованным, и идентичность реакций организма явно просматривается. В таблице приведены коэффициенты корреляции между вариациями верхнего давления студентов в процессе сдачи экзамена. Отметим, что на такой режим проведения экзамена студенты пошли добровольно и методика была согласована задолго до экзаменационной сессии.

Участники эксперимента

Ст1 и Ст2 - Ст1 и Ст3 - Ст1 и Ст4 - Ст2 и Ст3 - Ст2 и Ст4 - Ст3 и Ст4

Коэфф. корреляции

0,6446 - 0,7934 - 0,9283 - 0,3196 - 0,7216 - 0,6512

Верхнее давление участников эксперимента превышает аналогичный средний показатель в период семестра на 16

Получен информационный критерий влияния согласованной нагрузки на студента в период сессии. Таким критерием является произведение величин средних давлений студентов в каждый день. Временной ход критерия показывает, что имеют место явные превышения этого критерия в период подготовки и в дни проведения экзамена, и что им можно выделять также подшумовые, но согласованные нагрузки.

Работа выполнена под руководством доцента Плешивцева В.С.

О процессах взаимодействия наносцинтилляторов с органическими люминофорами

Чекмазов Сергей Васильевич

Студент

Московский Государственный университет им. М.В.Ломоносова,

физико-химический, Тула, Россия

E-mail: Sergunyashka@rambler.ru

В композитах нанокристаллических сцинтилляторов (боратов и фторидов лютеция и др.) с некоторыми органическими люминофорами обнаружены процессы аномально быстрой передачи электронных возбуждений, образованные поглощением рентгеновского излучения в наносцинтилляторах. Если высвечивание в выше указанных наносцинтилляторах происходит за времена не менее 500нс, то в композитах с люминофорами время высвечивания уменьшается до 1нс, т.е. в несколько сотен раз. При этом интегральная светимость свечения практически не изменяется.

Доклад посвящён исследованиям зависимости этого явления от химических составов, размеров, характера легирования органических и неорганических компонентов. Установлено, что сверхбыстрая передача возбуждения происходит только при наличии в наносцинтилляторе таких активаторов, которые являются активными комплексообразователями. По мере уменьшения размеров сцинтилляционных частиц от масштабов в десятки микрон до субмикронных доля сверхбыстрой (наносекундной) компоненты многократно возрастает. Необходимым условием сверхбыстрой передачи возбуждений является перекрытие спектральной полосы свечения со спектральной полосой возбуждения люминесценции органического люминофора. Важно подчеркнуть, что при отмеченной выше необходимости наличия в наносцинтилляторе активатора люминесценции с определенными характеристиками его наличие в явном виде не проявляется ни в спектрах, ни в кинетике высвечивания композиционного материала свечения, т.к. обе эти характеристики полностью соответствуют спектру и кинетике люминесценции органического люминофора. При формировании описанных выше композитов отчетливо наблюдаются изменения в колебательных спектрах и рентген-дифракционных характеристиках как органических, так и неорганических компонентов. Это свидетельствует об изменениях их атомарных структур, вызванных образованием контактов между ними. Детальная картина контактов между органическими и неорганическими компонентами исследуется при помощи атомно-силовой и электронной микроскопии.

Обнаруженные при составлении композитов неорганических наносцинтилляторов и органических молекул явления аномального ускорения кинетики высвечивания сцинтилляторов, а также изменения в рентген-дифракционных характеристиках и оптических спектрах неорганических частиц, имеют широкие возможности практических применений (создание сверхбыстрых радиационных детекторов из вышеуказанных композитов, детекция вирусов и других биоорганических патогенов внутри и снаружи организма с помощью изменений рентген-дифракционных и оптических свойств наночастиц). Эти возможности были экспериментально подтверждены на наночастицах золота, покрытых антителами к вирусам гриппа. При запуске их в среду, содержащую указанные вирусы, возникли «контакты» между наночастицами и вирусами через ан-

титела. Эти «контакты» были выявлены в результате изменения оптического спектра наночастиц. Тем самым была показана роль наночастиц, как «оптических маркеров» патогенных вирусов.

Слова благодарности

Я бы хотел выразить слова глубокой и искренней благодарности всем людям, помогавшим мне с данной работой: заведующему лабораторией оптической прочности и диагностики кристаллов в ИФТТ РАН в г.Черноголовке и моему научному руководителю Н.В.Классену, а также не могу не отметить О.А. Кривко, В.В. Кедрова, С.З. Шмурака, Н.Ф. Прокопюка, А.П. Киселева и сотрудников НИИ гриппа РАМН: М.И. Дюков и Н.В. Третьякова.

Работа амальгамной бактерицидной лампы низкого давления в воздушном потоке

Шунков Юрий Евгеньевич

Студент

Московский энергетический институт, ЭТФ, Москва, Россия

E-mail: argo1989@rambler.ru

Для промышленно развитых и развивающихся стран актуальна проблема очистки воды от органических загрязнителей и вредных бактерий. Существуют различные методы решения этой проблемы: хлорирование, озонирование, фотокаталитические технологии. Одним из наиболее дешевых, эффективных и безопасных методов является использование бактерицидного ультрафиолета (рис.1). Установки с УФ лампами используются для дезинфекции воды, воздуха и поверхностей. Преимуществами использования УФ-излучения являются: высокая эффективность в отношении микроорганизмов нечувствительных к широко распространенным окислительным методам (хлорирование, озонирование), низкое энергопотребление и высокая пропускная способность. Для обеззараживания воздуха используются рециркуляторы, в которых поток воздуха подвергается воздействию УФ излучения амальгамных бактерицидных ламп. Рециркуляторы с электрической мощностью 170 Вт обеззараживают до 200 кубических метров воздуха в час. В таких установках используются амальгамные газоразрядные лампы низкого давления. Преимущества использования амальгамы вместо чистой ртути заключаются в том, что она позволяет снизить давление паров ртути при высоких температурах колбы, характерной для мощных ламп. Это делает работу лампы стабильной в более широком температурном диапазоне. Кроме того в холодной лампе практически вся ртуть содержится в амальгаме, что облегчает утилизацию, повышает безопасность использования и упрощает производство. При работе рециркуляторов, оснащенных вентиляторами различной мощности, лампы будут обдуваться потоком со скоростью до 5 метров в секунду. Воздушный поток будет охлаждать колбу, что приведет к уменьшению давления паров ртути в работающей лампе и падению потока бактерицидного излучения в несколько раз. В некоторых случаях лампы подвергаются «принудительному» обдуву и амальгаму нельзя адаптировать к определенной температуре колбы. Необходимы эффективные меры, позволяющие лампе стабильно работать в некотором интервале скоростей воздушного потока. Для этого разработана новая амальгама. В работающей лампе пары ртути находятся в насыщенном состоянии и их давление определяется температурой амальгамы. При охлаждении колбы за счет обдува необходимо поддерживать постоянство температуры в области амальгамы. Для этого используются защитные фторопластовые полукольца («бобышки»). Для моделирования условий, в которых придется работать лампам в НПО ЛИТ был создан экспериментальный стенд. В ходе работы на стенде ставилась задача проверить как изменяется мощность излучения на длине волны 254 нм при обдуве лампы воздушным потоком с различной скоростью. Приведем экспериментально полученные зависимости для ламп со стандартной и улучшенной амальгамой в случаях, когда фторопластовые полукольца закрывают амальгаму и сдвинуты в сторону (рис. 2, 3.). Способы защиты амальгамы от переохлаждения являются эффективными, лампы работают стабильно при обдуве со скоростью

до 10м/с, мощность излучения на длине волны 254 нм находится в пределах 80максимального значения (а для новой амальгамы в пределах 90

Литература

1. Костюченко С.В. Современное состояние и перспективы УФ технологии обработки воды и воздуха// Светотехника, №6, 2009. С. 4-7.
2. Рохлин Г.Н. Разрядные источники света. М.: Энергоатомиздат, 1991 г.

Иллюстрации

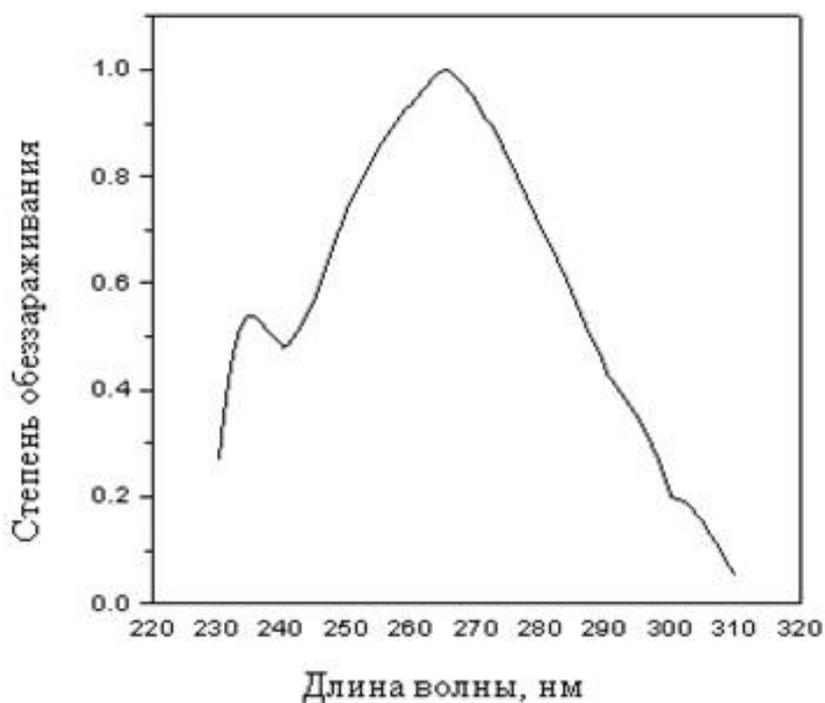


Рис. 1: Рис. 1. Обеззараживающее действие ультрафиолета в зависимости от длины волны.

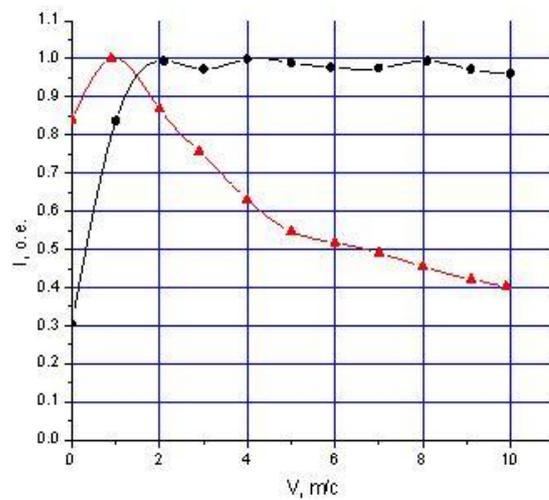


Рис. 2: Рис. 2 Зависимость интенсивности излучения от скорости обдува лампы с улучшенной амальгамой, черная кривая-с «бобышкой», красная кривая-без «бобышки»

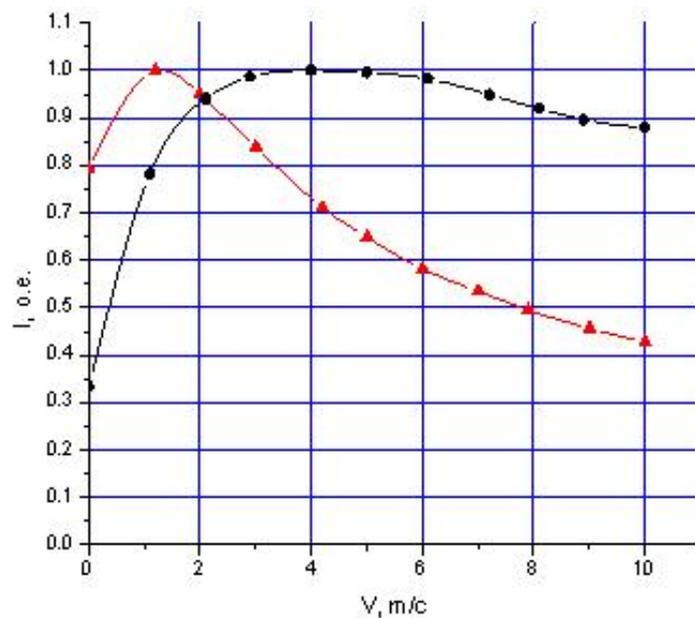


Рис. 3: Зависимость интенсивности излучения от скорости обдува лампы со стандартной амальгамой, черная кривая-с «бобышкой», красная кривая-без «бобышки»

Разработка биочипа для параллельного иммунофенотипирования и морфологического исследования лимфоцитов человека для диагностики лимфопролиферативных заболеваний

Шунина Алина Николаевна

Студент

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия
E-mail: alina_shunina@mail.ru*

Лимфопролиферативные заболевания – это опухолевые заболевания кроветворной ткани, которые возникают вследствие злокачественной трансформации клеток иммунной системы под действием различных факторов [6]. Основными методами, используемыми в гематологии для диагностики опухолей системы крови, являются иммунофенотипирование и морфологическое исследование. Морфологическое исследование позволяет выявить опухолевые клетки, отличающиеся от клеток нормального лимфопоэза по форме и размерам [1]. Иммунофенотипирование лимфоцитов заключается в обнаружении на их поверхности маркеров дифференциации, позволяющих судить о типе и функциональном состоянии клеток, по наличию того или иного набора клеточных маркеров [2,3,5]. Часто для постановки точного диагноза необходимо иметь результаты морфологического исследования и иммунофенотипирования, полученные для одной и той же клетки. Существующие на данный момент методы не позволяют проводить такие исследования, что может приводить к противоречиям при постановке диагноза. В связи с этим, целью нашей работы является создание биочипа для точной диагностики лимфопролиферативных заболеваний. Такой биочип на основе антител к поверхностным антигенам лимфоцитов позволит совместить иммунофенотипирование и морфологическое исследование лимфоцитов.

Биочип представляет собой прозрачную подложку, на которую в определенном порядке нанесены антитела к поверхностным антигенам лимфоцитов, специфически связывающие клетки, несущие данный поверхностный антиген.

В данной работе были изготовлены биочипы на основе антител, специфичных к следующим поверхностным антигенам лимфоцитов человека: CD45, CD20, CD19, CD3 (рис. 1А). С помощью данных биочипов проведено исследование нормальных и опухолевых лимфоцитов.

Были отработаны условия проведения анализа на биочипе. Антитела иммобилизовали методом пассивной адсорбции [4]. Связывание антител с подложкой выявляли методом стандартного иммуноферментного анализа (ИФА). Антитела эффективно связывались с подложкой, только в заранее намеченных точках (без последующего размытия), и сохраняли свою способность вылавливать клетки, несущие определенный поверхностный антиген, из клеточной суспензии.

Было показано, что клетки связываются только в области пятен антител. Морфология клеток (рис. 1Б) сходна с таковой в мазке крови (рис. 1В). Показана возможность использования биочипов для определения процентного содержания в суспензии клеток, экспрессирующих различные поверхностные антигены. Таким образом, мы разработали биочип, который позволит в одном образце крови определять очень большое число

разных маркеров клеточной поверхности, одновременно имея возможность исследовать цитологию этих клеток. Данный метод имеет большое значение для диагностики опухолей системы крови.

Литература

1. Воробьев А. И. Атлас. Опухоли лимфатической системы. 2007 г., М.: Ньюдиамед
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 // Cancer Res. 2001. V. 61. P. 4483–4489.
3. Belov L., Huang P., Barber N., Mulligan S.P., Christopherson R.I. Identification of repertoires of surface antigens on leukemias using an antibody microarray // Proteomics. 2003. V. 3. P. 2147–2154.
4. Chang T.W. Binding of cells of distinct antibodies coated on solid surface // J. Immunol. Methods. 1983. V. 65. P. 217–223.
5. Ko I.K., Kato K., Iwata H. Antibody microarray for correlating cell phenotype with surface marker // Biomaterials. 2005. V. 26. P. 687–696.
6. Русский Медицинский Центр: <http://www.rusmedserv.com/hematology/lymph.shtml>

Слова благодарности

Хочу выразить благодарность своему научному руководителю Вылегжаниной А.В. за помощь в ходе исследования, а также Кузнецовой С.А., Бутылину А.А. и Атауллаханову Ф.И. за постоянную поддержку.

Иллюстрации

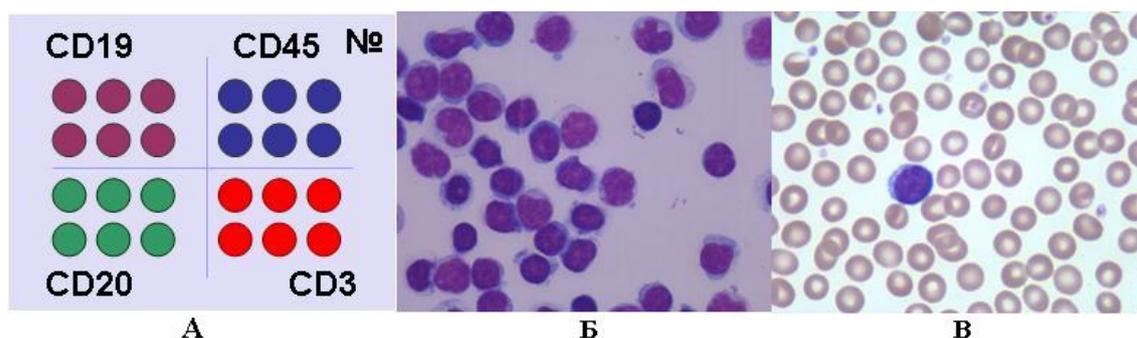


Рис. 1: Рисунок 1. А. Схема расположения пятен антител на биочипе (размер чипа 22x22 мм). Б. Морфология клеток, связавшихся на биочипе. В. Зрелый лимфоцит в мазке крови (размер клеток на фото Б и В – 8-15 микрон).

МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА

**Председатель подсекции
проф. Уваров Александр Викторович**

**Измерение коэффициента теплового расширения жидкого цезия
компенсационным методом с применением двойной модуляции**

Васильев Дмитрий Антонович

Студент

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический
факультет, Москва, Россия
E-mail: Lightmage77@mail.ru*

Работа посвящена использованию нового метода для исследования термодинамических параметров легкоплавких металлов, таких как цезий, галлий, с целью изучения обнаруженных в них ранее структурных переходов [1]. Сущность метода состоит в том, что исследуемый металл подвергается воздействию периодических изменений давления с частотой ω и переменного электрического тока, мощность которого изменяется по гармоническому закону с той же частотой ω . Сдвиг фазы между этими воздействиями должен быть таким, чтобы температурные отклики от указанных воздействий были в противофазе. Если путём изменения амплитуды колебаний мощности тока добиться взаимной компенсации температурных откликов, то коэффициент теплового расширения (к.т.р.) может быть определён через амплитуду колебаний давления и амплитуду колебаний мощности электрического тока, пропускаемого через образец [2].

В работе [2], вследствие, присутствия помимо основного тона второй и третьей гармонической составляющих, была использована несколько громоздкая и не очень точная «суррогатная» компенсация. В настоящей работе была создана программа в среде LabView, которая позволяет осуществлять Фурье анализ в ходе проведения эксперимента. Поэтому появилась возможность получать компенсацию по основному тону температурного отклика и измерять непосредственно первые гармоники колебаний давления и мощности электрического тока, протекающего через образец. Были выполнены измерения к.т.р. жидкого цезия и получены предварительные результаты в температурном интервале от 20 до 70 о С. Установлено, что выявленная температурная зависимость к.т.р. находится в хорошем согласии с данными, полученными с помощью традиционной дилатометрии.

Литература

1. 1. Васин М.Г, Ладьянов В.И. Полиморфные переходы в однокомпонентных жидкостях Часть 1. Экспериментальные данные.. Вестник Удмуртского Университета Физика 2005 №4. С 99-116.
2. 2. Благодравов Л.А. :Карчевский О.О, Иванников П.В, Соболева А.В.Опыт применения двойной модуляции в измерении коэффициента теплового расширения проводящих жидкостей.. Вестник МГУ. Серия 3. Физика. Астрономия. 2008. №1. С. 50-55.

Применение теневого фонового метода для исследования динамики течения после инициирования импульсного разряда.

Глазырин Ф., Винниченко Н.А., Цзинь Ц.

студент

Физический факультет, МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва 119991, Россия

Теневой фоновый метод (ТФМ) - сравнительно новый метод визуализации неоднородностей плотности прозрачных сред. Метод опирается на явление рефракции и современные возможности цифровой обработки изображений. Его преимущества перед теневым классическим методом в том, что 1. возможным становится получение количественных данных о поле плотности в исследуемом течении; 2. значительно упрощается аппаратная часть, что расширяет спектр возможных применений метода. ТФМ активно применяется для исследования стационарных и медленно меняющихся потоков жидкости и газа, например, течений в аэродинамических трубах. Применение этого метода к быстротекающим газодинамическим процессам является актуальной задачей, как научной, так и методической.

Суть теневого фонового метода заключается в сравнении двух изображений одного и того же фона, снятых при отсутствии и при наличии между фотоаппаратом и фоном исследуемого прозрачного объекта с неоднородностями. Изменение показателя преломления вдоль линии наблюдения в случае съемки фона через течение приводит к несовпадению исходного (реперного) и «рабочего» изображений. Проанализировав смещение характерных элементов фона на снимках, можно получить количественную информацию об интегральных показателях преломления исследуемой среды вдоль оптического луча.

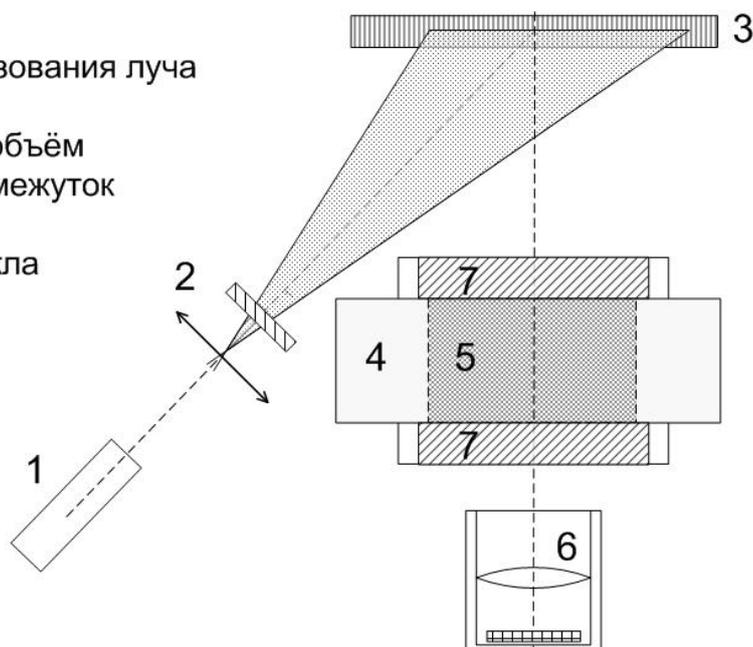
Оптическая схема в данном эксперименте основана на твердотельном лазере с длиной волны 534 нм. Лазер использовался в режиме одиночного импульса. Длительность импульса составляла около 20 нс, что значительно меньше характерных времён изменения параметров потока даже при наличии ударной волны. Луч лазера расширялся и рассеивался для создания равномерной освещённости фона. Съёмка фона осуществлялась цифровым фотоаппаратом с длинной выдержкой, но эффективная засветка матрицы происходила только во время лазерного импульса.

Объектом исследования в данной работе были ударные волны, создаваемые скользящим поверхностным разрядом в разреженном воздухе. Разрядная камера, заполненная атмосферным воздухом, откачивалась до давления в 70 торр. После этого на верхней и нижней поверхностях разрядного промежутка зажигались плазменные листы, образованные множеством разрядных каналов. Напряжение на электродах устанавливалось равным 18-20 кВ. Длительность тока разряда составляла около 200 нс. Вследствие мощного энерговклада в ограниченную область газа у поверхности электродов формировались ударные волны с $M=1.2...1.3$, распространявшиеся от электродов сверху и снизу навстречу друг другу. Через 5-15 мкс после разряда срабатывала оптическая схема, синхронизованная с разрядом, и снималось «рабочее» изображение фона при наличии газодинамического потока.

В качестве фонов использовались сгенерированные чёрно-белые изображения из точек различного размера и с различным упорядоченным и хаотическим расположением. Для обработки изображений использовался прямой кросс-корреляционный метод, применялись различные фильтры для подавления шумов изображения. После получения полей градиента показателя преломления искомое поле плотности рассчитывалось путем решения уравнения Пуассона.

Были определены характерные требования к ТФМ-установке, направленной на работу с быстропротекающими процессами, отъюстирована аппаратная часть и создан программный комплекс обработки изображений. В ходе экспериментов зафиксированы ударные волны от импульсного поверхностного разряда, рассчитаны поля смещений и градиенты показателя преломления для исследуемых течений. Также для определённых вариантов течений было получено результирующее поле плотности.

- 1 – лазер
- 2 – схема преобразования луча
- 3 - фоновый экран
- 4 - откачиваемый объём
- 5 - разрядный промежуток
- 6 – фотоаппарат
- 7 – кварцевые стёкла



1. Meier, G.E.A. "Computerized background-oriented schlieren." // Experiments in Fluids 33, Springer-Verlag, 2002.
2. Kindler K., Goldhahn E., Leopold F., Raffel M. Recent developments in background oriented schlieren methods for rotor blade tip vortex measurements. // 13th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics. 26-29 June, 2006

Теплогидравлические процессы в конструкции змеевикового перегревателя системы промежуточной сепарации и пароперегрева влажнопаровых турбин АЭС

Егоров Михаил Юрьевич

Аспирант

*Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,
физико-механический факультет, Санкт-Петербург, Россия*

E-mail: egorov12m2u@mail.ru

В турбинах насыщенного пара одной из важнейших является задача уменьшения влагосодержания в проточной части. Для решения данной задачи сочетают промежуточную сепарацию влаги из пара с перегревом отборным и острым паром. Эти процессы осуществляются в сепараторах-пароперегревателях (СПП).

Цель работы – систематизация сведений и поиск возможностей модернизации системы сепарации и перегрева с учетом накопленного мирового опыта. Такая модернизация направлена на повышение экономичности и увеличение эффективности работы АЭС.

Анализ мирового опыта эксплуатации аппаратов показал многочисленные проблемы как отечественных, так и зарубежных СПП [2]. Проектные условия работы аппаратов не обеспечиваются на большинстве российских АЭС.

Значительные затраты на ремонт и недовыработка электроэнергии привели к модернизации сепараторов. На некоторых станциях была выполнена замена сепарационной части с использованием жалюзи германской фирмы «Балке-Дюрр» [1].

Для перегрева пара низкого давления используется теплота, выделяющаяся при конденсации греющего пара высокого давления. В работе предложена дальнейшая модернизация аппаратов – их перегревателей. Анализ отечественных конструкций и опыта эксплуатации показал перспективность использования перегревателя в виде гладкотрубного поперечнообтекаемого паром низкого давления змеевикового спирального пучка. Рассматриваемая поверхность теплообмена представляет плотный пучок с расположением труб, периодически изменяющимся от коридорного до шахматного. Автором выполнен теплогидравлический расчет такой конструкции перегревателя при допущениях:

1. Отсутствуют тепловые потери аппарата в окружающую среду (теплового баланс).
2. Влияние естественной шероховатости на теплоотдачу не учитывается и приводит к дополнительному запасу поверхности теплообмена.
3. При малых влажностях перегреваемого пара $y < 0.01$ испарение влаги не влияет на коэффициент теплоотдачи от стенки к пару.
4. Змеевик принят плоским.
5. При поперечном обтекании змеевикового пучка в критериях подобия теплофизические свойства найдены при средней температуре потока, за расчетную скорость принята средняя в наименьшем проходном сечении пучка, за характерный размер – наружный диаметр труб.
6. Теплоотдача греющего пара рассчитана в приближении полной конденсации внутри горизонтальной трубы без переохлаждения.

7. Поверхность теплообмена не подвергается загрязнению в виде отложений из теплоносителя, накипи (термическое сопротивление пучка труб постоянно).

Задача теплового расчета – определение расчетной величины поверхности теплообмена – решена в виде системы уравнений теплопередачи, теплового и материального баланса.

Элементами новизны расчёта явились:

1. Учёт зависимости усреднённой теплоотдачи пучка от количества рядов.
2. Определение коэффициента теплоотдачи для каждого отдельного ряда пучка.
3. Одновременный учёт изменения коэффициента теплоотдачи и площади поверхности каждого ряда при определении средней теплоотдачи пучка.
4. Учёт неизотермичности потока (температурного фактора).
5. Использование модели переходной компоновки пучка (коридорная и шахматная).
6. Сравнительный анализ расчетных зависимостей, рекомендуемых различными авторами, для определения интенсивности теплоотдачи пучка.

Детальный расчет теплоотдачи пучка проведен в двух предельных случаях – как коридорного и как шахматного. Интенсивность теплоотдачи пучка определена в виде диапазона между значениями для коридорной и шахматной компоновок. Применение такой схемы нам представляется оправданным: во-первых, с уменьшением поперечного и продольного шагов коридорные пучки труб по своим теплогидравлическим характеристикам приближаются к шахматным пучкам [3]; во-вторых, диапазон расчетной интенсивности теплоотдачи узок по отношению к точности ее определения по существующим расчетным зависимостям.

Задача гидравлического расчёта – определение потерь давления в трактах нагреваемой и греющей сред. Установлено, что потеря напора нагреваемой среды составляет 0,6 от общего сопротивления аппарата и обеспечивает равномерность распределения нагреваемого пара по каналам сепаратора. Потеря напора греющей среды в змеевиках составляет 0,8 от общих потерь греющей среды, что по экспериментальным данным гарантирует устойчивость теплоотдачи при конденсации в длинных змеевиках.

В результате выполненного исследования установлено:

1. Результаты расчётов показали наличие конструктивных запасов поверхности нагрева перегревателя.
2. Различия в значениях коэффициентов теплоотдачи при расчётах по зависимостям, предлагаемым различными авторами значительны. Для повышения точности теплового расчёта необходим тщательный отбор расчетных зависимостей, исходя из максимально возможного соответствия условий экспериментов параметрам данного перегревателя.
3. В реальной конструкции перегревателя с объемным спиральным змеевиком реализовано поперечно-продольное течение перегреваемого пара в межтрубном пространстве. Поэтому методика для плоского змеевика (все трубы пучка по всей длине обтекаются в строго параллельном по их длине направлении) только с определенной степенью приближения может быть использована для теплогидравлического расчета.
4. Представляется целесообразным на данном этапе ограничиться моделью плоского змеевика в совокупности с использованием расчетных рекомендаций [3], полученных при исследовании плотных коридорных и шахматных пучков максимально приближенных к анализируемому. Для повышения точности количественного описания интенсивности теплоотдачи к перегреваемому пару необходимо проведение экспериментов на

паре натуральных параметров.

Проведён анализ мирового опыта эксплуатации систем промежуточной сепарации и пароперегрева, исследованы рабочие процессы в змеевиковом перегревателе, предложены рекомендации по теплогидравлическому расчету такого перегревателя.

Конструктивный принцип змеевикового перегревателя является перспективным при модернизации систем промежуточной сепарации и перегрева.

Литература

1. Гредасов П.О. Модернизация сепараторов-пароперегревателей СПП-500-1 турбоустановок Ленинградской АЭС / Международная молодежная научная конференция «Полярное сияние 2009», 12. Сборник тезисов докладов. М., 2009.
2. Егоров М.Ю., Федорович Е.Д. Анализ зарубежного опыта эксплуатации СПП / Труды Третьего Санкт-Петербургского Конгресса «Профессиональное образование, наука, инновации в XXI веке». СПб, 2009.
3. Жукаускас А., Улинскас Р. Теплоотдача поперечно обтекаемых пучков труб. Вильнюс: Мокслас, 1986.

Слова благодарности

Автор выражает признательность профессору, д.т.н. Федоровичу Е.Д. за помощь в подготовке тезисов.

Применение систем моментных уравнений Грэда и R13 для моделирования газодинамических течений.

Тимохин Максим Юрьевич

Студент

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

E-mail: mutimokhin@gmail.com

Все газодинамические среды условно можно разделить на три класса: сплошная среда (непрерывная), разреженная среда и переходная. Это условное разделение можно провести в зависимости от числа Кнудсена:

$$Kn = \frac{\lambda}{L},$$

где λ - средняя длина свободного пробега, а L - характерный размер системы. Соответственно, те среды, где число Кнудсена мало, можно называть сплошными, а где велико – разреженными. Те же среды, в которых средняя длина свободного пробега сравнима с линейным характерным размером системы, можно называть переходными.

На данный момент достаточно хорошо исследованы системы уравнений, описывающих сплошную среду (уравнения Эйлера, уравнения Навье-Стокса). Движение разреженных газов хорошо описываются с помощью уравнения Больцмана без интеграла столкновений или же методом прямого статистического моделирования Монте-Карло. Моделирование процессов в переходных средах вызывают трудности. С одной стороны моделирование процессов в переходных режимах с помощью уравнений Навье-Стокса (подход сплошной среды) не всегда приводит к физическим результатам. С другой стороны можно было бы производить моделирование с помощью метода Монте-Карло или решения уравнения Больцмана с учетом интеграла столкновений (корпускулярный подход). Однако в этом случае необходима мощность вычислительной базы на несколько порядков большая, нежели при сплошном подходе.

При этом переходный режим является неотъемлемой частью некоторых практических задач. Так, например, он встречается при входе летательного аппарата в верхние слои атмосферы, где достаточно велика средняя длина свободного пробега. С другой стороны прикладное значение этот режим имеет и при уменьшении характерного размера среды. Это актуально для течений в микроканалах и микросоплах, где мала средняя длина свободного пробега, но при этом характерный линейный размер вполне сравним с ней.

В данной работе численно исследуется возможность моделирования ударно-волновых процессов в переходных режимах с помощью моментных уравнений. Рассматриваются две системы: широко известная Грэда и недавно предложенная регуляризованная система R13 (H. Struchtrup and M. Torrilhon, Regularization of Grad's 13-moment-equations: Derivation and linear analysis, Phys. Fluids, 15 (2003), pp. 2668–2680).

Данные системы гиперболического типа решаются с помощью явного метода Годунова повышенного порядка с использованием приближенного решения задачи Римана.

Решена одномерная задача о структуре ударной волны для различных чисел Маха (M) в диапазоне от 1.5 до 4.0. Результаты R13 существенно лучше соответствуют решениям, полученным методом Монте-Карло, нежели результаты системы Грэда в особенности для $M > 1.5$.

Решена двухмерная задача о дифракции ударной волны на тепловой неоднородности.

Структурная модель воды

Шалабаева Виктория Тимуровна, студентка 4 курса

Хахалин Андрей Владимирович, научный сотрудник

Шишов Ярослав Николаевич, ведущий инженер

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,

Физический факультет, Москва, Россия

Попытки установить факт неоднородности структуры воды в конденсированном состоянии [1] актуализируют вопрос о природе данного явления. Многими исследователями предсказывается существование макроскопических неоднородностей в воде с размерами порядка сотен молекул воды и более [2].

В настоящее время вода представляется в виде смеси нескольких фазовых состояний (газообразная, жидкая, льдоподобная). В стандартных условиях существуют молекулы воды в свободном состоянии [3], в виде случайных ассоциатов, не имеющие упорядоченной структуры, а также входящие в состав кластеров, устойчивых молекулярных комплексов, обладающих собственной внутренней структурой, характерными энергетическими свойствами и определенным временем жизни. Способность молекул воды образовывать с помощью водородных связей ассоциаты – кластеры имеет определяющее значение для всех свойств воды. В простейших кольцевых структурах водных кластеров, из-за их симметрии, происходит упрочнение водородных связей, что позволяет им не распадаться вплоть до температур близких к температуре кипения.

Однако, в общем случае, связи, устанавливаемые между простейшими водными кластерами, не симметричны. Они приводят к появлению сложных трехмерных структур, не представляющих информацию о структуре воды с помощью статистических и термодинамических методов. Применительно к таким структурам понятие водного кластера на сегодняшний день не определено. Нам представляется целесообразным описывать структурные свойства воды как смеси нескольких фазовых состояний в рамках определения структурной характеристики воды [4]. Под ним подразумевается набор водородо-связанных геометрических фигур, каждая из которых является связанным ориентированным (ребро направлено от кислорода, являющегося донором протона, к кислороду – акцептору) графом, вершинами которого являются атомы кислорода, а ребрами – водородные связи между молекулами воды. В результате, численными методами можно однозначно выявить и классифицировать все возможные конфигурации молекул воды в единице объема исследуемого образца и им соответствующие структурные характеристики при произвольных внешних факторах, независимо от их принадлежности к различным фазовым состояниям. Это позволит рассчитать макроскопические параметры единицы объема исследуемого образца и экспериментальными методами, например оптическими, провести их проверку для всего образца, а также соотнести их с его структурными характеристиками.

Литература

1. Huang C., Wikfeldt K.T., Tokushima T., Nordlund D. etc. The inhomogeneous structure of water at ambient conditions // *Proceedings of the National Academy of Sciences* 2009. V. 109. P. 15214-15218.
2. Селивановский Д.А., Турко А.Н., Чернов В.В. О воде как микронеоднородной среде. Труды Научной конференции по радиофизике. ННГУ, 2006. С. 3-4.
3. Bunkin A.F., Nurmatov A.A., Pershin S.M. Four-photon spectroscopy of ortho/para spin-isomer H₂O molecule in liquid water in sub-millimeter range // *Laser Physics Letters*. 2006. V. 3. I. 6. P. 275-277.
4. Хахалин А.В., Теплухин А.В. Исследование сеток водородных связей в водных кластерах, содержащих ион Na⁺ или K⁺ // *Биомедицинские технологии и радиоэлектроника*. 2006. № 1-2. С. 70-74.

**Экспериментальное исследование формы траектории всплывающих
пузырей при больших числах Рейнольдса**

Шатрова Евгения Фотеевна

Аспирант

Пермский классический государственный университет, физический, Пермь, Россия

E-mail: Zhenya.Shatrova@gmail.com

Известная задача Стокса о движении шара в вязкой жидкости [3] чаще всего изучается как пример обтекания тела, имеющего значительную кривизну. В частности установлено, что при числах Рейнольдса порядка нескольких десятков [1, 2] ламинарное обтекание неподвижных шаров сменяется турбулентным с характерным для турбулентных течений образованием пограничных слоев и отрывом с критических точек поверхности кармановских вихрей. Однако, насколько можно судить по доступной литературе, до сих пор не производилось специальных исследований влияния отрыва вихрей на свободный дрейф шаров под действием постоянных внешних сил.

В работе описаны эксперименты по определению траектории пузырей, свободно всплывающих под действием гравитационных сил, при числах Рейнольдса порядка нескольких тысяч.

Литература

1. Ван Дайк М. Методы возмущений в механике жидкости. М.: Мир, 1967.
2. Лаврентьев М.А., Шабат Б.В. Проблемы гидродинамики и их математические модели. М.:Наука. 1977.
3. Ландау Л. .Д., Лифшиц Е.М Теоретическая физика. Т. VI: Гидродинамика. М.: Наука, 1986.

Слова благодарности

Автор выражает огромную благодарность за помощь в теоретическом описании работы Братухину Юрию Клавдиевичу.

Исследование влияния кластерообразования в газе на критическое число Рейнольдса ламинарно-турбулентного перехода

Шогин Дмитрий Михайлович

Студент (магистр)

Московский Физико-технический Институт (государственный университет),

Факультет аэромеханики и летательной техники, Жуковский, Россия

E-mail: dm.sh@hotmail.com

Во множестве процессов химической технологии применяется канал с орошаемой стенкой, в котором происходит противоточное течение газа и жидкой пленки. В зависимости от значений гидродинамических и физических параметров жидкости и газа на поверхности пленки может происходить волнообразование, а в потоке газа возможен ламинарно-турбулентный переход [1]. Корреляционная зависимость критического числа Рейнольдса Re_c ламинарно-турбулентного перехода в газовом потоке от параметров жидкой пленки была получена в [2].

Как правило, число Рейнольдса Re трактуется в литературе как отношение сил инерции к силам вязкости. В работе [3] используется иная, статистическая трактовка этого параметра: число Рейнольдса представляет из себя отношение фазовых объемов макроскопического и микроскопического движений молекул. Такой подход позволяет получить зависимость числа Рейнольдса течения газа от второго вириального коэффициента B данного газа. Данная зависимость была экспериментально проверена для течения Хагена-Пуазейля в тонкой трубке для различных газов (He, Ne, Ar, Kr, Xe, N₂, CO₂, SF₆) при температурах, близких к 300 К и давлениях от 1 до 2 атм. В текущей работе в числе прочего уделяется внимание результатам этих экспериментов.

В рамках квазихимической кластерной модели [4], реальный газ рассматривается в первом приближении как идеальная смесь мономеров A_1 и простейших кластеров A_n – димеров ($n=2$), тримеров ($n=3$) и т. д. Предполагается, что реакции образования и разрушения кластеров в данной смеси идут по следующей схеме:



На основе данной модели было получено выражение, связывающее число Рейнольдса реального газа Re_{real} с числом Рейнольдса идеального газа Re через физические параметры компонентов смеси и через их мольные доли. Последние были рассчитаны по значению константы равновесия реакции димеризации при заданных температуре и давлении.

В работе [5] второй вириальный коэффициент газа был представлен в виде $B(T) = B_f + B_b + B_m$, где B_f – вклад исключенных атомов или молекул газа, B_b – вклад от наличия в газе связанных димеров, B_m – вклад от наличия метастабильных димеров (вращательных пар).

Расчеты, проведенные в настоящей работе, показали, что наибольший вклад в величину второго вириального коэффициента в исследуемом диапазоне температур вносят связанные и метастабильные кластеры. При этом константа равновесия реакции димеризации $K_c \approx -(B_b + B_m) = B_{bm}$. Это позволяет получить зависимость отношения Re/Re_{real} от константы равновесия реакции димеризации. Эта зависимость имеет вид $Re/Re_{real} = -100.19K_c + 0.9988$ и представлена на рис. 1.

Также были получены корреляционные зависимости числа Рейнольдса ламинарно-турбулентного перехода в газе от B_{bm} в виде $Re_c = 4.0719B_{bm} + 3428.6$ (коэффициент статистической достоверности $R^2 = 0.9746$) для течения газа в тонкой трубке и в виде $Re_c = 0.2416B_{bm} + 2206.5$ ($R^2 = 0.8584$) для течения в канале с орошаемой стенкой. Видно, что коэффициент статистической достоверности для данных зависимостей

близок к единице, что указывает на возможность тесной связи между процессом ламинарно-турбулентного перехода в газе и процессом димеризации.

Кроме того, исследовалось влияние кластерообразования в газе на характер течения жидкой пленки на поверхности твердого тела, и, как следствие, на процессы тепло- и массопереноса на границе раздела фаз. Показано, что при нормальных условиях учет димеризации приводит к увеличению числа Рейнольдса Re жидкой пленки на 1.5%, числа Галилея Ga на 1.2% и относительной амплитуды волн α на поверхности раздела фаз – на 0.4%. Таким образом, при течении газа в канале с орошаемой стенкой влияние кластерообразования на ламинарно-турбулентный переход в газе может быть не только «энергетическим» (засчет накопления энергии в межмолекулярных степенях свободы), но и «геометрическим» (засчет увеличения «шероховатости» жидкой стенки).

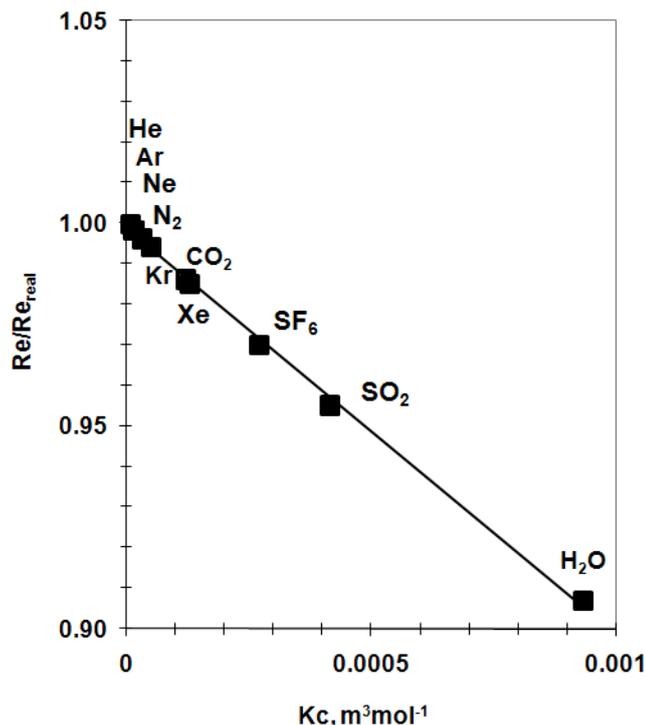


Рис. 1. Корреляционная зависимость $Re/Re_{real}(K_c)$ для различных газов при давлении $P = 101325$ Па и температуре $T = 300K$.

Литература

1. Холпанов А. П., Шкадов В. Я. Гидродинамика и теплообмен с поверхностью раздела. М., Наука. 1990.
2. Дытнерский Ю. И., Борисов Г. С. Гидродинамика и массоперенос в аппаратах пленочного типа // Тепло- и массообмен при химических превращениях в технологии, том 4. Под ред. Лыкова А. В. Минск, 1966. С. 93-99.
3. Новопашин С. А., Мюриэль А. Статистический критерий перехода к турбулентности // Письма в ЖТФ, 2000, том 26, вып. 6. С. 18-21.
4. Артюхин А. С., Егоров Б. В. и др. Кинетика формирования ультралегкой фракции нейтральных и заряженных кластеров в газодинамических потоках летательного аппарата // Химическая физика, 2004, том 23, №4. С. 28-46.
5. Stogrin D.E., Hirschfelder J.O. Contribution of bound, metastable and free molecules to the second virial coefficient and some properties of double molecules // J. Chem. Phys., 1959, Vol.31, N.6. pp.1531-1545.

Слова благодарности

Выражаю благодарность Борису Владимировичу Егорову и Юрию Евгеньевичу Маркачеву за предоставленные данные и оказанную поддержку.

НЕЛИНЕЙНАЯ ОПТИКА

**Председатель подсекции
проф. Кандидов Валерий Петрович**

**Угловое распределение терагерцового излучения плазменного канала
фемтосекундного филамента**

Андреева Вера Александровна

Студент

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический
факультет, Москва, Россия
E-mail: andvera@rambler.ru*

При распространении мощных фемтосекундных лазерных импульсов в газах высокая ($\sim 5 \cdot 10^{13}$ Вт/см²) интенсивность в филаменте обеспечивает эффективное протекание различных нелинейных процессов, в том числе генерацию терагерцового излучения (ТГц излучение) [1]. Для генерации ТГц излучения при филаментации используются как схемы, основанные на четырехволновом смешении основной и второй гармоник титан-сапфирового лазера [2, 3], так и без дополнительного введения на трассу второй гармоники [4]. Рассмотрим последнюю из них.

Филаментация импульса (~ 1 мДж, 50–100 фс, 800 нм) в газе с давлением ~ 1 атм. [4, 5, 6] сопровождается образованием плазменного канала длиной 1 см и более с плотностью свободных электронов $N_e \sim 10^{16}$ см³, ей соответствует плазменная частота ω_p ТГц диапазона. После прохождения импульса канал будет осциллировать и излучать с частотой, близкой к ω_p . ТГц излучение плазменного канала распространяется в конус с углом раствора $\sim 10^\circ$ [4]. Образование филамента во внешнем электростатическом поле (ВЭСП) ~ 1 кВ/см, перпендикулярном его оси, приводит к возрастанию энергии излучения на порядки [5, 6], в диаграмме направленности возникает максимум на оси (излучение распространяется преимущественно вперед) [6].

Цель работы – разработка простой, удовлетворительно описывающей экспериментальные данные модели ТГц излучения плазменного канала филамента. Будут получены диаграммы направленности ТГц излучения в отсутствие ВЭСП и при его наличии, представлено качественное объяснение роста ТГц сигнала при филаментации в ВЭСП.

Плазменный канал – протяженный источник излучения. Полагаем, что излучение отдельных его участков когерентно, а доминирующий вклад вносят поперечные осцилляции электронной плотности. Тогда электрическое поле филамента (как результат интерференции (рис. 1а) излучения отдельных участков) в дальней зоне:

$$E(\theta) = \int_0^\infty \int_0^{ct} \frac{1}{l(z)} \tilde{E}(\gamma(z, \theta), t) \exp\left(\frac{2\pi i(z + l(z))}{\lambda}\right) \exp\left(-\nu_c\left(t - \frac{z}{c}\right)\right) dz dt$$

$\tilde{E}(\gamma(z, \theta), t)$ – излучаемое под углом γ поле участка dz , расположенного на расстоянии z , $l(z)$ – расстояние от dz до детектора, $\lambda=300$ мкм – длина волны ТГц излучения, $\nu_c = 1$ ТГц – частота столкновений электронов с тяжелыми частицами [4].

В отсутствие ВЭСП плазменный канал аксиально-симметричен. Его поперечный дипольный момент равен нулю, а излучение каждого участка квадрупольное. Полученная диаграмма направленности (рис. 1б) ТГц излучения филамента с $L = 1$ см в отсутствие ВЭСП и квадрупольного излучения его участка dz соответствует результатам экспериментов [4]: на оси филамента – минимум поля, а максимум достигается при распространении под углом $\theta_{max} = 13^\circ$.

При филаментации в ВЭСП нарушается аксиальная симметрия плазменного канала, возникает дипольный момент. Энергии дипольного излучения на порядки превышает энергию квадрупольного, что объясняет наблюдаемый в экспериментах [5, 6] рост энергии ТГц излучения. На рис. 1с показаны диаграмма направленности ТГц излучения филамента в ВЭСП и соответствующая диаграмма для его малого участка. Такая картина наблюдалась экспериментально в [6].

Итак, построенная простая модель генерации ТГц излучения плазменного канала филамента удовлетворительно описывает экспериментальные угловые распределения поля ТГц излучения. Получены качественные обоснования роста его энергии в ВЭСП.

Литература

1. Кандидов В.П., Шлёнов С.А., Косарева О.Г., Квант. электрон., 39, №3 (2009)
2. Xie X., Dai J., Zhang X.-C., *Phys. Rev. Lett.*, 96, 075005 (2006)
3. Balakin A.V., Borodin A.V., Kotelnikov I.A., Shkurinov A.P. *JOSA B*, 27, 16 (2010)
4. D'Amico C., Houard A., Akturk S. et al., *New Jour. Phys.*, 10, 013015 (2008)
5. Chen Y., Wang T., Marceau C. et al., *App. Phys. Lett.*, 95, 101101 (2009)
6. Houard A., Liu Y., Prade B. et al., *Phys. Rev. Lett.*, 100, 255006 (2008)

Слова благодарности

Автор выражает благодарность доценту физического факультета МГУ О.Г. Косаревой и научному сотруднику МЛЦ МГУ Н.А. Панову за помощь в подготовке тезисов

Иллюстрации

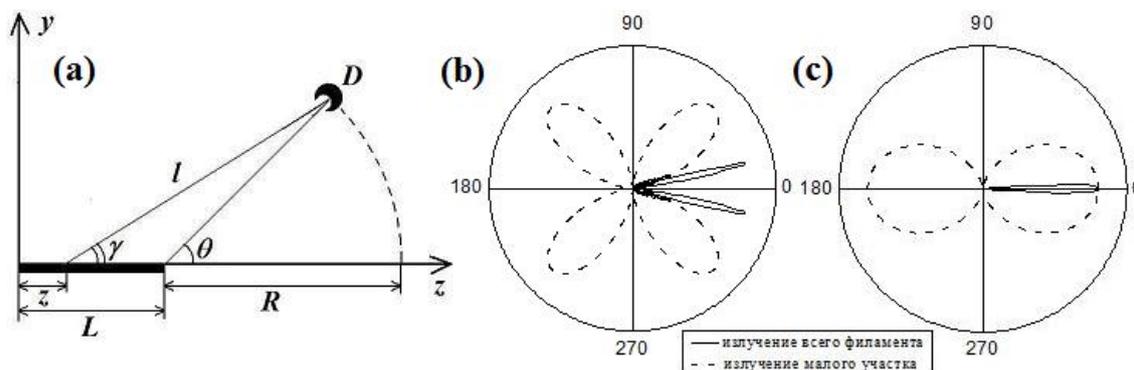


Рис. 1: (а) – схема интерференции излучения малых участков филамента, L – длина канала, z – положение излучающего участка dz , l – расстояние между dz и детектором D , R – расстояние от D до конца канала, θ – угол между прямой, соединяющей конец канала и D , и осью z ; (б), (с) – диаграмма направленности ТГц излучения филамента и его малого элемента в случаях отсутствия и наличия ВЭСП соответственно

Динамика двухфотонной оптической нутации биэкситонов в полупроводниках и возможность фазового контроля**Васильев Виталий Васильевич**

Аспирант

Приднестровский государственный университет им. Т.Г. Шевченко,

Физико-математический, Тирасполь, Молдова

E-mail: vasscorp@mail.ru

Оптическая нутация, как физическое явление, относится к явлениям когерентного взаимодействия поля с веществом и представляет собой периодическое изменение начального состояния системы под влиянием поля внешней электромагнитной волны, которое приводит к соответствующей модуляции излучения среды. В сообщении представлены результаты исследования явления оптической нутации в системе когерентных фотонов и биэкситонов в полупроводниках типа CuCl в условиях двухфотонного взаимодействия света с биэкситонами под действием ультракоротких импульсов лазерного излучения. Рассматриваются длительности импульсов намного меньше времени релаксации биэкситонов. Учитываются только процессы вынужденного двухфотонного излучения и поглощения света с участием биэкситонов. Детально изучен вопрос о возможности фазового контроля процесса двухфотонной нутации биэкситонов.

Используя гайзенберговские уравнения для операторов рождения фотонов и биэкситонов, получена система нелинейных эволюционных уравнений для плотностей биэкситонов, фотонов и поляризации среды, из которых получено нелинейное уравнение для временной эволюции плотности биэкситонов. Из точных аналитических решений полученного уравнения следует, что существуют периодические и аperiodические режимы эволюции системы. При начальной разности фаз между амплитудами материального и электромагнитного полей $\Theta_0 = \pm(2k + 1)\pi/2$ ($k = 0, 1, 2, \dots$) в системе устанавливается аperiodический режим попарного превращения всех фотонов в биэкситоны. Плотность биэкситонов со временем стремится к значению $N_0 + f_0/2$, то есть все фотоны превращаются в биэкситоны, чем процесс эволюции и завершается (f_0 и N_0 – начальные плотности фотонов и биэкситонов соответственно). Скорость роста на начальном этапе тем больше, чем больше значение f_0/N_0 . При начальной разности фаз $\Theta_0 \neq \pm(2k + 1)\pi/2$ в системе устанавливается периодический режим превращения пар фотонов в биэкситоны и обратно. Амплитуда и период колебаний существенно зависят от начальной разности фаз. При фиксированных значениях f_0 и N_0 амплитуда и период колебаний плотности биэкситонов монотонно растут при изменении Θ_0 от нуля до $\pi/2$, причём при $\Theta_0 = \pm\pi/2$ период колебаний становится бесконечным (аperiodический режим). Таким образом, показано, что динамикой процесса можно управлять, меняя только лишь начальную разность фаз.

При начальной разности фаз между амплитудами материального и электромагнитного полей $\Theta_0 = \pm(2k + 1)\pi/2$ ($k = 0, 1, 2, \dots$) в системе устанавливается аperiodический режим попарного превращения всех фотонов в биэкситоны. Плотность биэкситонов со временем стремится к значению $N_0 + f_0/2$, то есть все фотоны превращаются в биэкситоны, чем процесс эволюции и завершается (f_0 и N_0 – начальные плотности фотонов и биэкситонов соответственно). Скорость роста на начальном этапе тем больше, чем больше значение f_0/N_0 .

Динамика системы бозе - конденсированных атомов в двухямной ловушке
Васильева Ольга Федоровна

Аспирант

Приднестровский государственный университет имени Т.Г. Шевченко,

физико-математический, Тирасполь, Молдова

E-mail: florina_of@mail.ru

Одной из важных физических проблем является динамика бозе-эйнштейновского (БЭК) конденсата, изменение его параметров в пространстве и времени. Известно, что динамику волновой функции БЭК можно описать эффективным уравнением среднего поля, известным в литературе как уравнение Гросса–Питаевского, в которое включаются также члены межчастичного взаимодействия. Основная идея этого приближения для описания разреженного Бозе-газа сформулирована Н. Н. Боголюбовым и состоит в выделении из оператора бозонного поля вклада конденсата. Если ввести одночастичную макроскопическую волновую функцию $\Psi(\vec{r}, t)$ (параметр порядка) как среднее значение оператора поля $\Psi(\vec{r}, t) = \langle \hat{\Phi}(\vec{r}, t) \rangle$, то она характеризуется амплитудой и фазой, а ее модуль определяет плотность конденсата $n(\vec{r}, t) = |\Psi(\vec{r}, t)|^2$. В соответствии с этим в различных процессах с участием атомных волн важную роль играет макроскопическая квантовая фаза и, в частности, фаза конденсата. Впервые разность фаз двух конденсатов была измерена интерферометрическим методом.

В нашей работе мы изучили динамику бозе-конденсированных атомов в двухямной ловушке с учетом межатомного взаимодействия между атомами в пределах каждой ямы, константы туннелирования, расстройки резонанса между нижайшими уровнями энергии атомов в ямах и начальной разности фаз атомных амплитуд в обеих ямах. Ямы разделены потенциальным барьером, который допускает возможность туннелирования атомов из одной ямы в другую с учетом межатомного взаимодействия атомов в каждой отдельно взятой яме. Нами получены аналитические решения системы нелинейных дифференциальных уравнений через эллиптические функции Якоби, описывающих временную эволюцию атомов в ямах в зависимости от начальных плотностей атомов, начальной разности фаз и расстройки резонанса. Показано, что временная эволюция системы существенно определяется начальными условиями и представляет собой как периодическое, так и аперриодическое изменение плотности атомов либо покой при отличных от нуля начальных плотностях атомов в ямах. Найденные особенности временной эволюции плотности атомов в зависимости от начальной разности фаз свидетельствуют о возможности фазового контроля системы. Показано, что амплитуда колебаний атомов в яме определяется разностью двух наименьших действительных корней полиномиального алгебраического уравнения четвертой степени. Найденны бифуркационные значения параметров системы, определяющие переходы от одного периодического режима эволюции к другому через аперриодический режим. Нами проведено детальное исследование явлений самозахвата и самозапирания атомов в ямах ловушки.

Слова благодарности

Автор выражает признательность профессору, д. ф.-м. н. Хаджи П.И. за помощь в подготовке тезисов.

**Создание крупных кластеров SF₆ и диагностика размеров кластерной струи
методом генерации третьей гармоники лазерного излучения сверхкороткой
длительности**

Жвания И.А.

аспирантка

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

E-mail: zhvania@mail.ru

При воздействии высокоинтенсивного ($I > 10^{15}$ Вт/см²) фемтосекундного лазерного излучения на кластерные пучки инициируется плазма, которая является источником рентгеновского излучения [1] и в которой возможна эффективная генерация третьей и более высоких гармоник фемтосекундного лазерного излучения [2].

Увеличение выхода рентгеновского излучения из такой плазмы является актуальной задачей и достигается как путем увеличения интенсивности и энергии лазерного излучения, так и за счет варьирования параметров газа, определяющими концентрацию и размеры кластеров. К существенному возрастанию выхода рентгеновского излучения приводит использование смесей легких некластеризующихся и тяжелых кластеризующихся атомов, что связывается с увеличением концентрации кластеров в приосевой части пучка [3].

Целью данной работы явилось получение крупных кластеров в смеси газов гексафторида серы (SF₆) и аргона (Ar) с целью повышения эффективности генерации рентгеновского излучения при взаимодействии с таким пучком высокоинтенсивного лазерного излучения субпикосекундной длительности, а также диагностика размеров газо-кластерной струи с помощью процесса генерации третьей гармоники (ГТГ).

Выбор смеси газов SF₆ и Ar (1:8) продиктован тем, что молекулы SF₆ обладают высокой теплоемкостью при комнатной температуре, а Ar выступает эффективным релаксантом, термализующим молекулы SF₆ и способствующим образованию крупных кластеров SF₆. Кроме этого, энергии K_α линий ионизированных атомов S (2.46 кэВ) и Ar (2.9 кэВ) отличаются менее, чем на 0.5 кэВ, что позволяет делать сравнение эффективности генерации рентгеновского излучения в смеси газов и в чистом аргоне.

В наших экспериментах лазерное излучение ($\lambda=800$ нм, $\tau \approx 60-1000$ фс, $E \approx 5$ мДж), фокусировалось линзой ($f=10$, 20 см) в газо-кластерную струю («вакуумная интенсивность» $I \sim 10^{16}$ Вт/см²). Для генерации кластеров использовался метод, основанный на сверхзвуковом истечении газа, проходящего через коническое сопло (диаметры критического и выходного сечений -- 0,75 мм и 4 мм соответственно) в вакуум.

Для регистрации интегрального выхода рентгеновского излучения использовался ФЭУ со сцинтиллятором на основе NaI. Измерение сигнала третьей гармоники проводилось с помощью ФЭК-22 СПУ. Спектральная селекция третьей гармоники осуществлялась с помощью фильтров и дифракционной решетки.

Было получено, что интегральный выход рентгеновского излучения из смеси SF₆ и Ar (эффективность $\sim 10^{-7}$), более чем на порядок превышает выход рентгеновского излучения из чистого аргона при сходных условиях эксперимента, что подтверждает образование кластеров большого размера.

Нами получена зависимость интегрального выхода рентгеновского излучения и сигнала третьей гармоники от положения фокуса лазерного излучения относительно оси газо-кластерной струи (рис.1).

Ширина газо-кластерной струи определяется исходя из того, что в этой области наблюдается ненулевой выход рентгеновского излучения. Зависимость ГТГ от фокусировки носит противоположный характер – наблюдается два пика (расстояние между которыми также определяет ширину газо-кластерной струи), минимальный сигнал

же соответствует максимальному выходу рентгеновского излучения. Зависимость сигнала ГТГ от фокусировки дает более полную информацию о пространственном положении и структуре струи, которая определяется следующими физическими процессами.

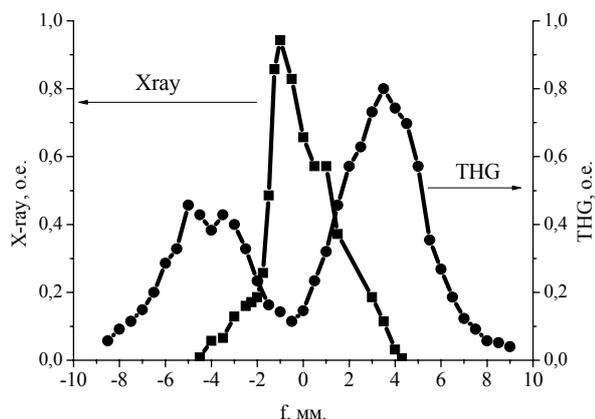


Рис. 1. Зависимость выхода рентгеновского излучения (-■-) и сигнал ГТГ (-●-) в зависимости от положения фокусирующей линзы. Выход рентгеновского излучения измерялся для смеси Ag и SF₆ (1:8, 18 атм., линза 20см), генерация третьей гармоники – для смеси Ag и SF₆ (1:8,21 атм.). Отрицательные значения положения соответствуют фокусировке излучения за осью сопла, положительные – перед осью сопла, нулевое смещение соответствует оси газокластерной струи.

В бинарной смеси легкого (атомного) и тяжелого (молекулярного) газов расширение газо-кластерной струи при истечении в вакуум происходит за счет атомов, поперечная (тепловая) скорость которых существенно превосходит соответствующую скорость кластеров. В результате, на оси пучка размер кластеров и их концентрация выше, а периферийная область – это в основном газ состоящий из атомов аргона. В случае фокусировки лазерного излучения в периферийную область газо-кластерной струи, генерация третьей гармоники наиболее эффективна. При приближении положения фокуса к оси струи, в процесс взаимодействия лазерного излучения с веществом вовлекаются кластеры SF₆, в результате чего плотность генерируемой плазмы увеличивается. С увеличением плотности плазмы начинает нарушаться условие фазового синхронизма для процесса ГТГ, и его эффективность падает. Наиболее плотная плазма соответствует минимуму сигнала ГТГ и реализуется в том случае, когда фокус лазерного излучения находится в приосевой области струи.

Таким образом, нами были получены крупные кластеры при использовании смеси SF₆ и Ag (1:8) и показано, что нелинейный процесс ГТГ оказывается информативным методом диагностики зоны горячей кластерной плазмы и в целом газо-кластерной струи.

Работа выполнена при финансовой поддержке Федерального агентства по науке и инновациям (Роснаука) и Госконтракт 02.740.11.0223.

Литература

1. В.П. Крайнов, Б.М. Смирнов, М.Б. Смирнов, Фемтосекундное возбуждение кластерных пучков// УФН **177**(9). 2007. с. 953.
2. T. Donnelly, T. Ditmire et al. High-Order Harmonic Generation in Atom Clusters// Phys. Rev. Lett. **76**(14). 1996. p.2472.
3. А.П. Голубев, В.М. Гордиенко, М.С. Джиджоев и др., Повышение выхода жестких рентгеновских квантов при взаимодействии фемтосекундного лазерного излучения на хром-форстерите с кластерами Хе// Вестник Моск. ун-та. Сер.3. Физика. Астрономия, 2009. No. 2. С. 108.

**Временная эволюция процесса стимулированной рамановской
атомно-молекулярной конверсии в условиях существования
бозе-эйнштейновского конденсата частиц**

Зинган Анна Петровна

Студент

*ПГУ им. Т.Г. Шевченко, Физико-математический факультет, Тирасполь, Молдова
E-mail: fmfdekan@spsu.ru*

В связи с экспериментальным обнаружением бозе-эйнштейновской конденсации атомов и молекул при сверхнизких температурах в последнее время возник постоянно повышающийся интерес к новому, чрезвычайно перспективному, направлению исследований — к так называемой когерентной суперхимии. Явление бозе-эйнштейновской конденсации состоит в накоплении макроскопического числа частиц в нижайшем энергетическом состоянии. Это макроскопическое состояние может быть описано волновой функцией с определённой амплитудой и фазой. Состояния такого типа изучались в теории сверхпроводимости, сверхтекучести и лазерного действия. Однако в классической химии такие состояния не рассматривались. Особый интерес вызывает исследование динамики связанных атомно-молекулярных конденсатов в условиях проявления резонанса Фешбаха либо в условиях рамановской атомно-молекулярной конверсии с участием двух импульсов резонансного лазерного излучения. В настоящее время экспериментально получены новые, неизвестные до сих пор, молекулы, такие как Rb_2 , Li_2 , K_2 , Cs_2 , Cs_3 , Cs_4 , а также LiK , RbK , $LiKRb$ и др.

Как известно, скорость химических реакций не зависит от величины образующегося продукта реакции и стремится к нулю при низких температурах в соответствии с законом Аррениуса. В условиях бозе-конденсата химическая реакция существенно стимулируется как компонентами, вступающими в реакцию, так и продуктами реакции. Такие реакции могут быть как периодическими во времени (обратимыми), так и аperiodическими (необратимыми). Коллективные осцилляции плотностей частиц, участвующих в реакции, свидетельствуют о существовании когерентности в системе, т.е. о протекании именно когерентной химической реакции. При этом бозе-стимулирование химической динамики (процессов связывания бозе-конденсированных атомов в молекулы и распада последних) является чрезвычайно важным обстоятельством. Можно утверждать, что в недрах физики быстро протекающих когерентных процессов взаимодействие в макрозаполненной системе частиц возникает новая область науки — когерентная суперхимия, в которой имеет место когерентное стимулирование химических реакций. Стимулированная квантовая динамика может заменить обычную динамику при сверхнизких

температурах, давая совершенно новый тип коллективного поведения системы. Атомно-молекулярные процессы в термодинамически равновесной системе не могут привести к подобным коллективным осцилляциям, так как фазы частиц являются случайными. Учёт сильной зависимости стимулированной химической кинетики от разности фаз свидетельствует о возможности установления фазовой суперхимической динамики, о возможности осуществления управления и контроля процесса протекания химической реакции только лишь изменением фаз при сохранении постоянным числа частиц, участвующих в реакции. В будущем специфика бозе-стимулированной химической динамики может открыть путь для новых типов квантово-контролируемых химических реакций.

Нами детально изучено явление стимулированной рамановской атомно-молекулярной конверсии в бозе-эйнштейновском конденсате с образованием гетероядерной двухатомной молекулы типа KRb.

Предложен гамильтониан взаимодействия между фотонами двух импульсов, атомами двух сортов и гетероядерными молекулами, который имеет вид

$$H_{int} = \hbar g(a_1^* a_2^* b c_1^* c_2 + a_1 a_2 b^* c_1 c_2^*),$$

где g — константа взаимодействия, a_1, a_2 — атомные амплитуды, b — амплитуда молекулы, c_1 и c_2 — амплитуды фотонов.

Исходя из этого гамильтониана взаимодействия, получена система нелинейных дифференциальных уравнений для плотностей атомов и молекул, участвующих в химической реакции. Получен ряд интегралов движения, которые позволяют свести задачу к одному дифференциальному уравнению для плотности молекул, которое в свою очередь можно интерпретировать как уравнение, описывающее временную эволюцию нелинейного осциллятора. Оно имеет вид:

$$\frac{dN}{dt} = 4N(N_0 + n_{10} - N)(N_0 + n_{20} - N)(N_0 + f_{10} - N)(f_{20} - N_0 + N) - \left[2\sqrt{N_0 n_{10} n_{20} f_{10} f_{20}} \cos \theta_0 + \frac{\Delta}{g} (N - N_0) \right]^2$$

,где N — плотность молекул, $N_0, n_{10}, n_{20}, f_{20}$,
 f_{10} — начальные плотности молекул, атомов обоих сортов и фотонов обоих импульсов, θ_0 — начальная разность фаз,
 Δ — расстройка резонанса.

Детально изучено поведение потенциальной энергии осциллятора. Показано, что колебания осциллятора возможны в той области значений плотности молекул, в которой потенциальная энергия осциллятора отрицательна. Исходя из этого, определены основные типы временной эволюции системы. Рассмотрены различные приближения заданных плотностей частиц системы, по которым получены точные аналитические решения в терминах эллиптических функций Якоби, определены амплитуды и периоды колебаний плотностей молекул в зависимости от параметров

системы. Показано, что в рамках использованного гамильтониана задачи явление самозахвата в данной системе не имеет места. Показано, что динамика плотностей атомов, молекул и фотонов в процессе стимулированной конверсии существенно определяется начальными плотностями частиц и начальной разностью фаз. В зависимости от начальных условий реакция связывания атомов в молекулы и распада последних может быть как периодической, так и аperiodической. При этом падающие ультракороткие импульсы когерентного лазерного излучения периодически то усиливаются, то ослабляются, что также свидетельствует о когерентности процесса. Изменением начальной разности фаз при фиксированных значениях начальных плотностей частиц можно осуществить фазовый контроль процесса стимулированной рамановской атомно-молекулярной конверсии. Предсказана возможность существования особого режима эволюции, при которой система покоится, хотя плотности всех компонентов реакции отличны от нуля. Показано, что амплитуды и частоты колебаний плотностей частиц существенно зависят от плотностей, разности фаз и расстройки резонанса. Представлены оценки частот колебаний плотностей частиц.

Обратимые фотореакции в наноструктурированной пленке из азокрасителя AD-1

Нагорский Н.М., Зверев Д.М.

Аспирант

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия
E-mail: nikolaynag@gmail.com*

Наноструктурированные пленки, полученные при осаждении азокрасителя AD-1 из раствора на центрифуге, уже зарекомендовали себя как высокоэффективные среды для фотоиндуцированной ориентации молекул и в качестве фотоориентантов для жидких кристаллов [3]. В частности, именно в таких пленках впервые была зарегистрирована эффективная двухфотонная ориентация без разрушения молекул [1,2]. Однако вопрос о механизме ориентации молекул в таких пленках остается открытым. Наиболее распространенным является представление о фотоориентации молекул азокрасителей в результате их многократной цис-транс-цис фотоизомеризации. Однако эти представления были разработаны для азокрасителей в полимерных средах. В то же время, наноструктурированные пленки изготовлены из чистого азокрасителя и в них способность молекул изомеризоваться может быть подавлена вследствие нехватки свободного объема.

В данной работе был предпринят поиск фотохимических реакций в наноструктурированной пленке из AD-1 на временных масштабах от единиц миллисекунд до десятков секунд. Для этого пленка из азокрасителя помещалась между светодиодом и фотодиодом, подключенными к микроконтроллеру (ATmega128 фирмы Atmel). Светодиод был подключен к контроллеру через цифровой ключ, расположенный в непосредственной близости от светодиода, что позволило избежать помех. Длина волны излучения светодиода составляла 460 нм и лежала в области поглощения красителя. Фотодиод был снабжен трансимпедансным предусилителем, преобразующим фототок в напряжение. Данное напряжение подавалось непосредственно на микроконтроллер и оцифровывалось с помощью встроенного в него аналого-цифрового преобразователя (АЦП). Применение микроконтроллера позволило гибко управлять ходом эксперимента и произвести поиск фотореакций на различных масштабах времени. Для этого было написано специальное микропрограммное обеспечение. Для установки параметров эксперимента и получения экспериментальных данных из памяти микроконтроллера использовалось подключение к персональному компьютеру через USB-интерфейс.

Для получения кинетики фотореакции и последующей темновой релаксации использовалась следующая последовательность действий. По сигналу с контроллера включался светодиод и начиналась фотореакция. Свет от светодиода, прошедший через образец, падал на фотодиод. С заданным периодом происходила оцифровка сигнала с фотодиода с помощью встроенного в микроконтроллер АЦП и полученное значение записывалось в оперативную память микроконтроллера. По истечении заданного времени происходил переход в режим измерения темновой релаксации. Для этого светодиод выключался и в дальнейшем происходило его кратковременное включение только на время оцифровки, которое составляло около 200 мкс. Во время между оцифровками (от 10 мс до 100 мс)

светодиод выключался. Такой подход позволил измерять как кинетику фотореакции, так и темновой релаксации.

В результате экспериментов, было обнаружено, что в миллисекундном диапазоне времен фотореакций не происходит. При освещении образца в течение нескольких десятков секунд наблюдается уменьшение сигнала, что соответствует увеличению оптической плотности образца (рис. 1). После перехода в режим измерения темновой релаксации наблюдается возврат оптической плотности практически к первоначальному значению (рис. 2). Как активация, так и релаксация хорошо описываются биэкспоненциальными зависимостями.

Подобное изменение поглощения невозможно объяснить ориентацией молекул, т.к. был использован неполяризованный свет и ориентация могла привести только к уменьшению поглощения (вследствие разворота молекул перпендикулярно поверхности образца), но не к его увеличению. Обратимость данной реакции, а также наличие в красителе двух азо-групп позволяют предположить, что изменение поглощения обусловлено конформационным переходом молекул. В молекуле AD-1 две симметрично расположенные азо-группы, поэтому можно предположить, что существует три конформации данной молекулы: транс, 1-цис и 2-цис. Наличие двух цис-форм хорошо согласуется с биэкспоненциальным характером темновой релаксации оптической плотности, обнаруженным в эксперименте.

Литература

1. Джанг Я.С., Козенков В.М., Магницкий С.А., Нагорский Н.М. Фотоориентация молекул азокрасителя в тонкой твердотельной пленке при нелинейном возбуждении фемтосекундными лазерными импульсами // Квантовая электроника. 2006. Vol. 36, No. 11, С. 1056-1057.
2. Magnitskiy S.A., Nagorskiy N.M., Kozenkov V.M. Orientation of the AD-1 azo-dye molecules in solid nanostructured films upon the two-photon excitation // Laser Physics. 2008. Vol. 18, No. 12, pp. 1400-1410.
3. Yip W.C., Kwok H.S., Kozenkov V.M., Chigrinov V.G. Photo-patterned e-wave polarizer // Displays. 2001. Vol. 22, No. 1, pp. 27-32.

Слова благодарности

Авторы выражают благодарность С.А. Магницкому за научное руководство и В.М. Козенкову за предоставленные образцы.

Иллюстрации

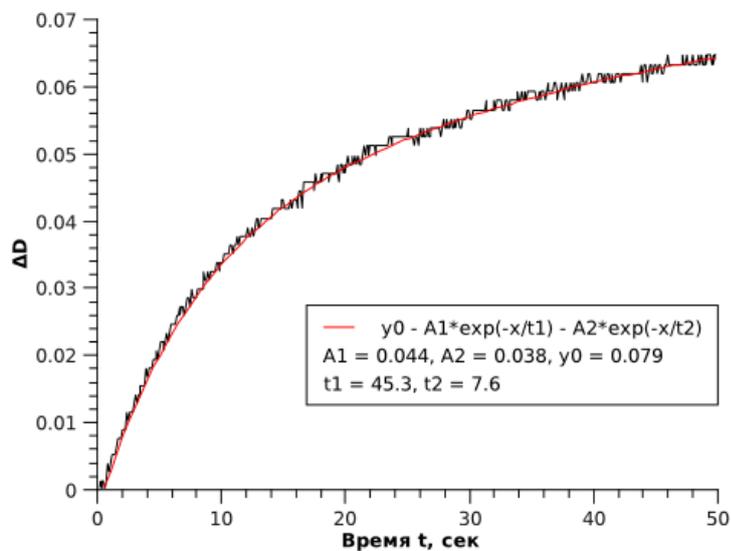


Рис. 1: Кинетика фотоиндуцированного роста оптической плотности пленки из AD-1

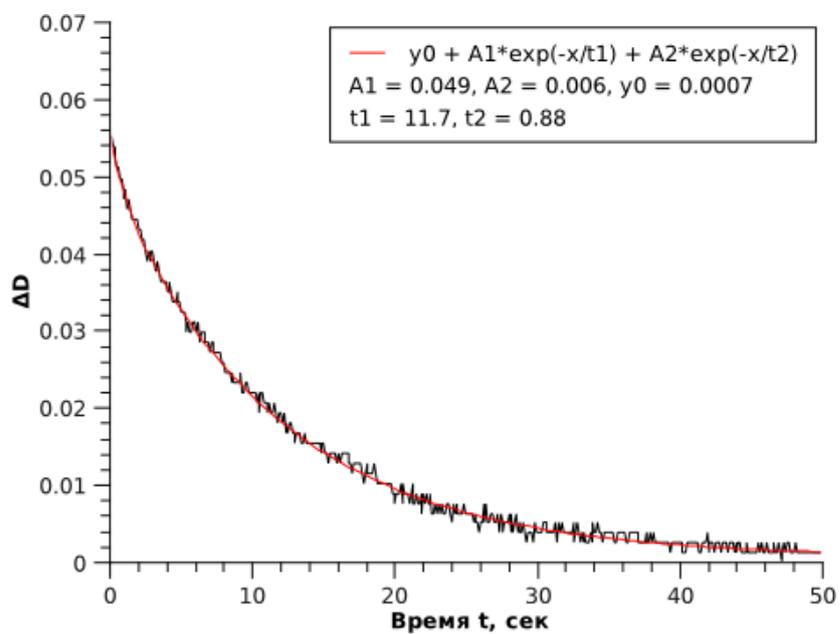


Рис. 2: Темновая релаксация оптической плотности

Прохождение света через двумерный резонансный фотонный кристалл

Рудакова Наталья Викторовна

Аспирант

Сибирский федеральный университет, институт инженерной физики и радиоэлектроники, 660074, Красноярск, Россия

atrum528@yandex.ru

Электромагнитные волны, распространяющиеся в фотонных кристаллах (ФК) имеют зонный характер спектра. Благодаря наличию в спектре электромагнитных волн фотонных запрещенных зон (ФЗЗ) и областей аномального возрастания плотности фотонных состояний ФК вызывают повышенный интерес [1]. Спектральные свойства ФК можно дополнительно существенно изменять, помещая внутрь периодической структуры резонансные среды. Однако, эти изменения проявляются лишь в узкой области частот вблизи резонансной частоты, поэтому такой фотонный кристалл называется резонансным фотонным кристаллом (РФК). Простейшей реализацией одномерного РФК являются слоистые структуры, состоящие из чередующихся слоев двух материалов, в качестве одного из которых рассматривается резонансный газ. Спектральные свойства таких РФК изучались в работе [2]. Сочетание резонансной дисперсии газа с дисперсией ФК-структуры приводит к качественному изменению спектров фотонных кристаллов, появляются узкие полосы прозрачности в ФЗЗ, а также дополнительные запрещенные зоны в спектре пропускания ФК-структуры. Особенности зонной структуры неограниченного 2D резонансного ФК изучены в [3].

В настоящей работе с помощью метода трансфер-матрицы [4] исследуется спектр пропускания образца РФК, имеющего форму пластины безграничной в двух направлениях, но имеющего конечную толщину. Элементы кристалла представляют собой бесконечные по длине одинаковые диэлектрические цилиндры, образующие квадратную решетку, заполненную резонансным газом.

Расчеты проводились для РФК с диэлектрической проницаемостью цилиндров $\varepsilon_1 = 3,24$, периодом структуры $a = 183 \text{ нм}$ и толщиной пластинки в x-направлении $L = 20a$. Фактор заполнения определяется выражением $f = \pi r^2 / a^2 = 24\%$, r - радиус цилиндра, ФЗЗ обладает шириной ω / ω_G от 0,843 до 1,084. Ширина линии и плазменная частота резонансного газа, близкие к значениям для паров ртути, равны соответственно $\gamma = 5 \cdot 10^{-7} \omega_G$, $\omega_p^2 = 7 \cdot 10^{-8} \omega_G^2$, где $\omega_G = \pi c n_G / a$ - характеристическая частота ФЗЗ, $n_G = \sqrt{\varepsilon_1 f + (1-f)}$ - усредненный показатель преломления среды. Резонансу атомов ртути на длине волны $\lambda_0 = 253,7 \text{ нм}$ соответствует ширина линии $1,2 \text{ нм}$.

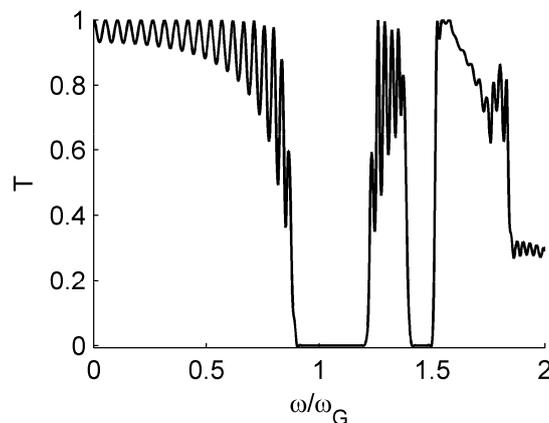


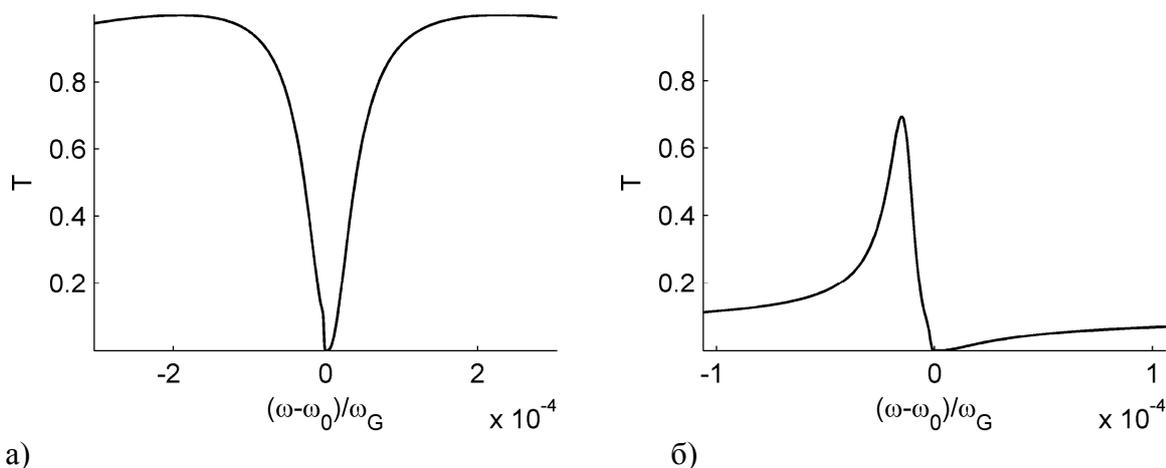
Рис. 1. Коэффициент пропускания как функция частоты, полученный методом трансфер-матрицы, для случая нормального падения света на пластинку двумерного резонансного фотонного кристалла.

Диэлектрическая проницаемость газа в модели Лоренца дается выражением

$$\varepsilon_2(\omega) = 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\gamma\omega}, \quad (1)$$

где $\omega_p^2 = 4\pi NFe^2/m$, e – заряд электрона, m – масса электрона, N – плотность резонансных атомов, F – сила осциллятора, γ – ширина линии, ω_0 – центральная частота резонанса, ω – частота излучения.

Сочетание дисперсии ФЗЗ-структуры с резонансной дисперсией газа приводит к появлению дополнительной запрещенной зоны, если резонансная частота газа $\omega_0 = 1,212\omega_G$ лежит в сплошном спектре, или дополнительной узкой полосы пропускания, если резонансная частота газа лежит в запрещенной зоне ФК. Этот эффект иллюстрируется на рис 2.



а) б)
Рис. 2. Зависимость коэффициента пропускания РФК от отстройки частоты ω от резонансной частоты газа.
а) угол падения $29,65^\circ$, резонансная частота лежит на краю сплошного спектра.
б) резонансная частота в ФЗЗ, угол падения 30° .

Следует отметить, что спектр рассматриваемого РФК весьма чувствителен к изменению плотности резонансного газа, направлению распространения электромагнитных волн в ФК, положению резонансной частоты относительно края запрещенной зоны при прочих неизменных параметрах системы. Показана возможность эффективного управления параметрами пропускания за счет изменения давления газа и сканирования запрещенной зоны относительно частоты резонансного газа путем вариации угла падения. Кроме того, изменение спектра пропускания возможно за счет изменения доли диэлектрика в структурах с комбинированной дисперсией. Рассмотренные эффекты позволяют расширить возможность создания новых фотонных кристаллов с заданными свойствами. РФК могут быть перспективны для создания узкополосных фильтров с высоким значением контраста фильтрации оптического излучения и спектральных призм с увеличенной дисперсией.

1. Шабанов В.Ф., Ветров С.Я., Шабанов А.В.. Оптика реальных фотонных кристаллов: жидкокристаллические дефекты, неоднородности. Изд-во СО РАН, Новосибирск. 2005.
2. Ветров С.Я., Тимофеев И.В., Кутукова А.Ю. Спектральные свойства резонансного одномерного фотонного кристалла // Опт. и спектр., Т. 106. 2009. No. 5. С. 840-842
3. Ветров С.Я., Тимофеев И.В., Н.В. Рудакова. Зонная структура резонансного двумерного фотонного кристалла // ФТТ, Т. 52. No. 3. 2010. С. 489-492 (в печати)
4. Pendry J.B. Photonic band structures // J. Mod. Opt., 1994. V. 41. No 2, p. 209-229.

Комбинированная многоканальная система: особенности совмещения оптико-акустической и лазерной-ультразвуковой томографии

Симонова В.А.¹

Аспирант

Институт проблем лазерных и информационных технологий при Российской Академии Наук, Шатура, Московская область, Россия

E-mail: varvara.simonova@gmail.com

Одним из направлений развития биомедицинской оптики является совершенствование методов зондирования биологических тканей излучением видимого и ближнего ИК-диапазонов, позволяющих осуществить визуализацию их структуры. Интерес к подобным исследованиям вызван несколькими причинами. Во-первых, возможностью создания биологически безопасных средств диагностики биологических тканей и получения изображений исследуемых структур с высоким пространственным разрешением. Во-вторых, возможностью многофункциональной диагностики исследуемых объектов.

В настоящее время существует большое количество различных методов томографической визуализации структуры биологических тканей. Новым направлением развития среди таких методов медицинской диагностики является создание многофункциональных систем, дающих более полный взгляд на структуру исследуемого объекта [1, 2].

В оптико-акустической (ОА) диагностике импульсное лазерное излучение используется для создания источников тепла в ткани, возникающих из-за оптического поглощения. Последующее термоупругое расширение приводит к возбуждению широкополосных ультразвуковых (ОА) сигналов [3, 4]. Профиль давления ОА импульса несёт информацию о распределении тепловых источников в среде, поэтому по зарегистрированным ОА сигналам можно судить о распределении в исследуемой среде поглощающих неоднородностей.

Новым перспективным методом восстановления внутренней структуры объекта является лазерная ультразвуковая томография [5]. Лазерный ультразвуковой метод предполагает генерацию звука лазерным импульсом, распространение ультразвукового импульса в исследуемой среде и регистрацию прошедшего или рассеянного ультразвукового сигнала с высоким временным разрешением. Способ генерации ультразвукового импульса зависит от решаемой задачи. Для медицинских приложений используют оптико-акустический генератор, т.е. среду с высоким коэффициентом поглощения, для промышленных применений, например, дефектоскопии металлов, часто используют поверхность исследуемого объекта. Временная форма и амплитуда ультразвукового импульса, возбуждённого генератором посредством термооптического механизма, определяются характеристиками среды генератора и параметрами лазерного излучения [3].

Работа посвящена возможности совмещения преимуществ двух способов диагностики биологических объектов. Предложена и создана модель многоэлементной антенны, сочетающая в себе функции двух предложенных методов, которая позволяет получать как лазерно-ультразвуковые, так и оптико-акустические изображения объектов [5]. В работе исследуются характеристики такой системы и обсуждаются её преимущества.

Литература

1. Emelianov S.Y., Aglyamov S.R, Shah J., Sethuraman S., Scott W.G., Schmitt R., Motamedi M., Karpiouk A., Oraevsky A. Combined ultrasound, optoacoustic and elasticity imaging // Proc. SPIE, 2004, vol. 5320, p. 101-112.

¹ Автор выражает признательность профессору, д.ф.-м.н. Карабутову А.А. за помощь в подготовке тезисов.

2. Yaseen M.A., Brecht H. P.-F., Ermilov S.A., Gharieb R.R., Conjusteau A., Oraevsky A.A. Hybrid optoacoustic and ultrasonic imaging system for detection of prostate malignancies // Proc. SPIE, 2008, vol. 6856, p. 1-10.
3. Гусев В.Е., Карабутов А.А. Лазерная оптоакустика. М.: Наука, 1991.
4. Oraevsky A.A., Karabutov A.A. Ultimate sensitivity of time-resolved optoacoustic detection // Proc. SPIE, 2000, vol. 3916, p. 1-12.
5. Симонова В.А., Саватеева Е.В., Карабутов А.А. Новая комбинированная антенна для оптико-акустической и лазерной ультразвуковой томографии // ВМУ. Серия 3. Физика, 2009, № 4, с. 35-37.

**Частотно-угловые спектры фемтосекундных лазерных импульсов
различных длин волн при филаментации в плавленом кварце**

Сметанина Евгения Олеговна

Студент

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический

факультет, Москва, Россия

E-mail: jannes-2002@yandex.ru

При распространении мощных фемтосекундных лазерных импульсов в прозрачных диэлектриках происходит сильное изменение пространственных и временных характеристик излучения, вызванное нелинейным взаимодействием поля со средой. Важным проявлением этих изменений является трансформация частотного спектра импульса, в результате которой его ширина может достигать величин, сравнимых с основной частотой излучения. В литературе данное явление называют генерацией суперконтинуума или генерацией белого света. При генерации суперконтинуума происходит уширение углового спектра импульса и формирование, так называемой, конической эмиссии [1,2]. Угловая расходимость видимой части конической эмиссии суперконтинуума возрастает с уменьшением длины волны широкополосного излучения. В результате, при образовании филамента, в плоскости поперечного сечения наблюдается непрерывная радужная картина цветных колец, радиус которых монотонно увеличивается с уменьшением длины волны излучения суперконтинуума.

В настоящей работе исследуются закономерности формирования частотно-углового спектра суперконтинуума при филаментации коллимированного фемтосекундного лазерного излучения различных длин волн в плавленом кварце. Экспериментально и численно анализируется изменение углового распределения конической эмиссии в процессе филаментации, от зарождения филамента до возникновения нескольких соосных плазменных каналов при рефокусировке.

Экспериментальные исследования конической эмиссии суперконтинуума выполнены на фемтосекундном спектроскопическом стенде, в Центре коллективного пользования Института спектроскопии РАН. Работа проводилась с импульсами на длине волны 800 нм (длительность по полувысоте интенсивности 35 фс, энергия 1.4 мДж), 400 нм (90 фс, 1.1 мДж), 640 нм (70 фс, 11 мДж). Частота повторения импульсов 1 кГц. Использовалась оригинальная схема с образцом плавленого кварца, изготовленным в виде остроугольного клина (Рис. 1). Импульсы падали перпендикулярно на одну из сходящихся его граней. Такая схема позволяла изменять длину филамента перемещением клина перпендикулярно направлению распространения излучения, не изменяя при этом энергию импульсов. Через боковую грань кварцевого образца цифровой фотокамерой регистрировалось образование филаментов. Для получения частотно-углового спектра конической эмиссии [3], развернутого на плоскости (угол-длина волны), использовались ахроматическая линза с фокусным расстоянием 5 см и монохроматор, входная щель которого находилась в фокальной плоскости этой линзы. Таким образом, осуществлялось Фурье-преобразование импульса по пространству и времени, что позволяло наблюдать на белом экране, установленном на выходе монохроматора, распределение интенсивности спектральных компонент импульса $I(\lambda, \theta)$, то есть его частотно-угловой спектр.

Полученный спектр излучения регистрировался цифровой камерой «Видеоскан-285/П-USB».

В качестве примера приведены изображения филамента в клине и частотно-углового спектра фемтосекундного импульса на длине волны 800 нм при одной (Рис.2) и двух (Рис.3) излучающих областях в филаменте. Видно, что в спектре, формируемом в филаменте (Рис.2б), наряду с непрерывно расходящимся по углу излучением конической эмиссии, существует тонкая структура расщепления, обусловленная интерференцией конической эмиссии от протяженной излучающей области. При рефокусировке излучения в филаменте и возникновении двух излучающих областей, возникает контрастная модуляция интенсивности спектра как по углу, так и по длине волны (Рис.3б).

Для интерпретации экспериментальных результатов осуществлено численное исследование на основе решения системы уравнений для комплексной амплитуды светового поля, учитывающей влияние нелинейного приращения показателя преломления, обусловленного керровской и плазменной нелинейностями, и эффекта волновой нестационарности. Материальная дисперсия кварца описывалась формулой Селлмейера. Результаты компьютерного моделирования частотно-углового спектра, выполненные для филаментации в плавленом кварце импульсов различной длины волны и лабораторного эксперимента близки.

В результате проведенных исследований установлено, что структура частотно-углового спектра конической эмиссии зависит от протяженности излучающих областей в филаменте, их взаимного расположения, от материальной дисперсии среды.

Литература

1. Кандидов В.П., Шленов С.А., и Косарева О.Г. Филаментация мощного фемтосекундного лазерного излучения // Квантовая Электроника 39, 205 (2009)
2. A. Couairon and A.Mysyrowicz Femtosecond filamentation in transparent media // Physics Reports 441, 47 (2007)
3. D. Faccio, A. Couairon, P. Di Trapani Conical Waves, Filaments and Nonlinear Filamentation Optics // ARACNE, Rome, 2007

Слова благодарности

Авторы благодарят сотрудника Института спектроскопии РАН снс Компанца В.О. за подготовку и помощь в проведении экспериментов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ грант № 08-02-00517а

Иллюстрации

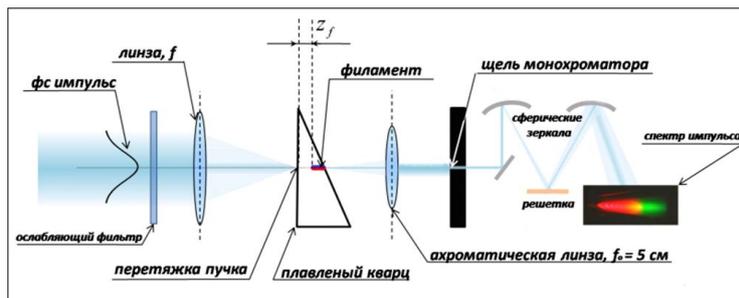


Рис. 1: Схема экспериментальной установки

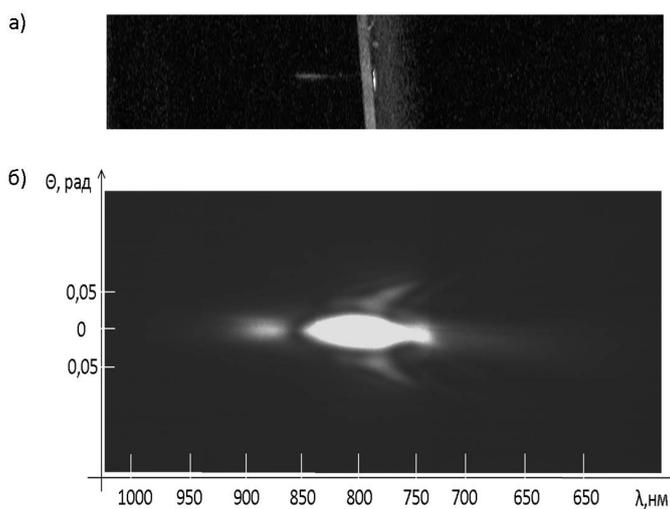


Рис. 2: Изображение филамента (а) и частотно-угловой спектр импульса (800 нм, 35 фс) (б). Размытая наклонная полоса-выходная грань клина.

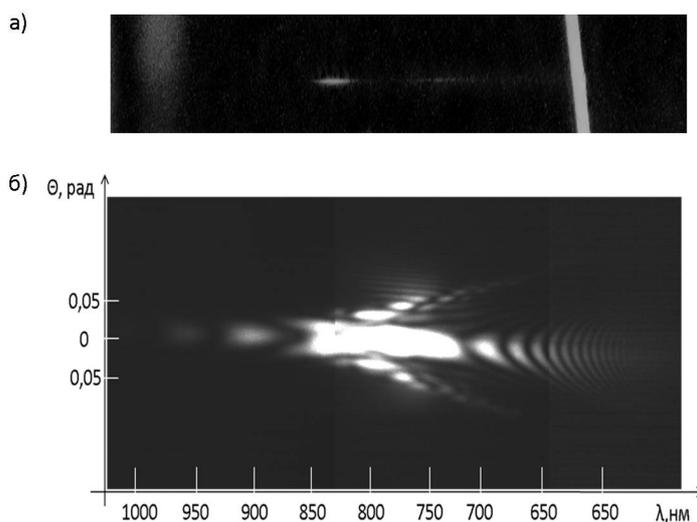


Рис. 3: Изображение филамента при рефокусировке импульса (а) и промодулированный частотно-угловой спектр импульса (800 нм, 35 фс) (б).

Самозахват и динамика двухкомпонентного бозе-эйнштейновского конденсата в двухямном потенциале

Стамов Л.И., Егорова Е.В.

Студент

Приднестровский государственный университет им. Т.Г. Шевченко,

Физико-математический факультет, Тирасполь, Молдова

E-mail: lyubens@gmail.com

Известно, что двухямная система является хорошей моделью для демонстрации макроскопического квантового явления — квантового туннелирования и самозахвата. Квантовое туннелирование через барьер имеет место, например, в системе, состоящей из двух сверхпроводников, разделенных тонким изолирующим слоем. Недавно экспериментально наблюдалось туннелирование в двух слабо связанных бозе-эйнштейновских конденсатах в двухямном потенциале. Наблюдались осцилляции населенностей ям в случае, когда в начальный момент времени заселена только одна из ям. Когда начальная разность населенностей превышает критическую величину, наблюдается интересное свойство квантового туннелирования между двумя конденсатами, а именно осцилляции населенностей подавляются из-за нелинейного самовзаимодействия в конденсате. Это явление известно как макроскопический квантовый самозахват.

Можно ожидать, что поведение двухкомпонентных конденсатов в двухямных потенциалах является на много более богатым из-за взаимодействия между частицами различного сорта. Нами изучены динамика и явление самозахвата в двухямной системе, в которой имеется два сорта бозе-конденсированных атомов. Это могут быть, например, атомы ^{41}K и ^{87}Rb , которые образуют бозе-конденсат. Предполагаем, что каждый из двух сортов атомов может туннелировать через барьер двухямного потенциала. Кроме того, мы учитываем также межчастичное упругое взаимодействие между атомами каждого сорта и между атомами разных сортов. Мы получили систему из шести связанных нелинейных дифференциальных уравнений для плотностей атомов каждого сорта в ямах и для синфазной и антифазной поляризаций системы. Мы получили три интеграла движения и три связанных нелинейных уравнения. Если спроектировать систему уравнений на сферическую систему координат, то эволюция системы сводится к движению двух изображающих точек по поверхности двух сфер, радиусы которых сохраняются во времени.

Нами получены точные аналитические решения системы в простейшем случае, когда в начальный момент времени атомы обоих сортов имеются только в одной яме. Временная эволюция системы представляет собой осцилляции населенностей ям. Найдена критическая населенность, при которой возникает явление самозахвата в системе. При этом резко изменяется как амплитуда, так и частота колебаний. В критическом случае эволюция представляет собой аperiодический режим изменения населенностей ям. Нами проведено численное исследование динамики системы для более общих случаев начальной населенности ям. Предсказывается радикальное изменение характера эволюции системы, возникновение квазипериодических и хаотических режимов эволюции.

Численное моделирование динамики атомов в фемтосекундной ловушке**Тараканов Илья Сергеевич**

Студент

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический**факультет, Москва, Россия**E-mail: tarakanov@physics.msu.ru*

В последнее время достигнут значительный прогресс в области лазерного охлаждения и удержания нейтральных атомов вплоть до температур 100 нК [1]. Важной задачей здесь представляется численное моделирование динамики атомов в ловушках различных типов. В частности, у дипольной ловушки отстройка лазерного излучения от частот внутриатомных переходов достаточно велика, в случае же подсветки атомов пробным пучком с малой отстройкой происходит вылет атомов из ловушки. Соответственно, судить о процессах, проходящих в этой ловушке, можно лишь по косвенным параметрам, например, по времени вылета атома. Кроме того, изучение поведения системы при предельных параметрах, сложно реализуемых во время эксперимента, возможно только при моделировании системы. При этом, разумеется, можно учесть различные эффекты, влекущие за собой как нагревание, так и охлаждение атомов [2].

В данной работе моделируется поведение атома в оптической дипольной ловушке, сормированной импульсным фемтосекундным лазерным излучением высокой мощности, т.н. фемтосекундной оптической ловушке [3]. В отличие от традиционных оптических ловушек, которые формируются встречными непрерывными лазерными пучками и представляют собой стоячую волну с периодически меняющимся потенциалом, в минимумах которого и содержатся атомы, большую часть времени в фемтоловушке атом проводит в отсутствие лазерного поля (скважность импульсов порядка 10^5 , длительность – порядка 100 фемтосекунд). В фемтосекундной ловушке можно варьировать мощность и скважность лазерных импульсов. В результате, можно сообщить удерживаемому атому достаточную для вылета из ловушки энергию. В работе вводится понятие параметра стохастичности, который зависит как от параметров лазерного излучения, так и от параметров удерживаемого атома [3]. При вылете атома из ловушки наблюдается характерное изменение его фазового портрета.

Численное моделирование динамики нейтральных атомов рубидия производится методом Рунге-Кутты 4-го порядка с временным шагом порядка одной фемтосекунды. Благодаря малому времени нахождения атома во включённом поле ловушки достигается высокая точность вычислений. Процесс охлаждения атомов в ловушке реализован за счет эффекта Доплера, учтён также эффект резонансного диполь-дипольного взаимодействия [2], что позволяет рассматривать динамику нескольких атомов в ловушке, взаимодействующих друг с другом. В результате численного моделирования получен набор оптимальных параметров для постановки и проведения реального эксперимента.

Литература

1. R. Grimm, M. Weidemuller, Y. B. Ovchinnikov. Optical dipole traps for neutral atoms // Adv. Atom. Mol. Opt. Phys. 42, p. 95, 2000.
2. D. N. Yanyshyev, B. A. Grishanin, V. N. Zadkov, D. Meschede. Dynamics of atoms interacting via the radiation field in an optical dipole trap // Laser Physics, Vol. 15, No. 8, 2005.
3. В.И. Балыкин. Движение атома под действием фемтосекундных лазерных импульсов: от хаоса к пространственной локализации // Письма в ЖЭТФ, Т. 81, вып. 5, с. 268 – 273, 2005.

Динамика брэгговских солитонов в непрерывном резонансном фотонном кристалле

Фролова Лидия Викторовна

Студент

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия
E-mail: phisiya@rambler.ru*

Активные исследования процессов взаимодействия лазерного излучения с пространственно периодическими структурами, или фотонными кристаллами, позволили в последние годы обнаружить целый ряд новых оптических эффектов, таких, например, как распространение оптических солитонов [1], медленный свет [5], солитонное сжатие импульсов [6]. Важной особенностью фотонных кристаллов (ФК) является наличие в них фотонных запрещенных зон (ФЗЗ) – частотных диапазонов, в которых линейно взаимодействующее со средой излучение не распространяется вследствие закона дисперсии. Однако в случае нелинейного взаимодействия дисперсионные соотношения изменяются, в результате чего на брэгговской частоте внутри линейной ФЗЗ становится возможным распространение нелинейных уединенных оптических импульсов, брэгговских солитонов. Брэгговские солитоны формируются в ФК с различными типами нелинейностей: квадратичной, керровской, а также с нелинейностью резонансного типа, обусловленной примесными резонансными двухуровневыми атомами. Большой интерес представляют брэгговские солитоны самоиндуцированной прозрачности (БС СИП). Явление самоиндуцированной прозрачности состоит в прохождении достаточно мощного ультракороткого импульса света в резонансной среде без искажения его формы и потерь энергии. БС СИП могут формироваться при достаточно низкой интенсивности импульса 100МВт/см^2 , что немаловажно с прикладной точки зрения. Поэтому резонансные фотонные кристаллы в настоящее время активно изучаются. Проводились теоретические исследования, которые выявили существование БС СИП в различных видах резонансных фотонных кристаллов: а) дискретном фотонном кристалле, который состоит из набора тонких параллельных слоев, легированных двухуровневыми резонансными атомами [2], б) дискретном резонансном фотонном кристалле с синусоидальной модуляцией линейного коэффициента преломления [4], в) непрерывном фотонном кристалле с однородным пространственным распределением резонансных атомов [3]. Периодические структуры с непрерывным распределением резонансных атомов, или непрерывные резонансные фотонные кристаллы, пока являются малоизученными. Полезно исследовать характер формирования и взаимодействия импульсов в таких структурах, так как разумно ожидать, что профиль концентрации резонансных атомов может оказывать существенное влияние на динамику распространения интенсивных импульсов в непрерывных резонансных кристаллах.

В настоящей работе в рамках полуклассического приближения проведено исследование взаимодействия когерентного интенсивного оптического излучения с непрерывным резонансным фотонным кристаллом с произвольным распределением концентрации резонансных атомов. Получено аналитическое решение в виде брэгговского солитона самоиндуцированной прозрачности. Также численно исследован процесс формирования и

взаимодействия брэгговских солитонов на примере резонансного фотонного кристалла с профилем концентрации резонансных атомов, меняющимся по кубическому закону. Получено хорошее соответствие численных и аналитических результатов.

Литература

1. Кившарь Ю.С., Агравал Г.П. Оптические солитоны. От волоконных световодов до фотонных кристаллов. – М.: Физматлит, 2005.
2. Манцызов Б. И., Кузьмин Р. Н. О когерентном взаимодействии света с дискретной периодической резонансной средой // ЖЭТФ. - 1986. - Т. 91, N0 1(7).
3. Akozbek N., John S. Self-induced transparency solitary waves in a doped nonlinear photonic band gap material // Phys. Rev. E. – 1998. – N0 3.– V. 58. – P. 3876.
4. Kozhekin A.E., Kurizki G., Malomed B. Standing and Moving Gap Solitons in Resonantly Absorbing Gratings // Phys. Rev. Lett. – 1998. – V.81, N0 17. – P. 3647.
5. Mok J.T., de Srerke C.M., Littler I.C.M. Dispersionless slow light using gap solitons // Nature Physics. – 2006. – V.2.
6. Mok J.T., Littler I.C.M., Tsoy E., Eggleton B.J. Soliton compression and pulse-train generation by use of microchip Q-switched lasers in Bragg gratings // Optics Letters. – 2005. – V.30, N0 18.

Слова благодарности

Выражаю благодарность моему научному руководителю Манцызову Борису Ивановичу.

**Колебательная динамика двухатомных гетероядерных молекул в
интенсивных лазерных импульсах**

Харин Василий Юрьевич

Студент

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический
факультет, Москва, Россия
E-mail: w.kharin@list.ru*

В настоящее время стала возможной генерация лазерных импульсов с интенсивностями, превышающими атомные значения. Динамика атомно-молекулярных систем в таких полях является мало исследованной и существенно отличается от традиционной, описываемой в рамках теории возмущений[1]. Одно из наиболее интересных явлений, проявляющихся в сильных полях – стабилизация атомов и молекул относительно процесса ионизации. Под стабилизацией подразумевается подавление процесса ионизации квантовой системы при увеличении лазерной интенсивности выше некоторого критического значения. Эффекту стабилизации относительно ионизации посвящено большое количество работ[1,2]. Однако, в случае взаимодействия молекулярных систем с сильным лазерным полем возможно также подавление процессов фотодиссоциации, что до настоящего времени практически не изучалось. При этом колебательная динамика ядер молекулы в сильном поле существенно зависит от начального колебательного состояния молекулы. Поскольку ионизация молекулярных систем интенсивными лазерными импульсами обычно сопровождается образованием молекулярных ионов в состоянии колебательного возбуждения, оказывается возможным изначально заселить целый набор колебательных состояний в молекулярной системе. При этом дальнейшая эволюция ядерной подсистемы в сильном поле определяется структурой сформировавшегося колебательного волнового пакета и может принципиально отличаться от режима слабых полей.

В представляемой работе исследована колебательная динамика двухатомных гетероядерных молекул в интенсивном лазерном поле в условиях начального колебательного возбуждения системы и проанализирована возможность подавления фотодиссоциации в режиме сильного поля. Получено численное решение нестационарного уравнения Шредингера для колебательно-вращательных переходов молекулы на нижнем электронном терме в электродипольном приближении и рассмотрена динамика колебательных волновых пакетов, как для связанных колебательных состояний, так и для диссоциационного континуума. Показано, что в слабом поле колебательная динамика молекулы определяется состояниями, входящими в колебательный волновой пакет, и их относительными фазами. Обнаружен эффект стабилизации относительно процесса диссоциации в сильном поле, характеризующийся выходом вероятности диссоциации на насыщение на уровне существенно ниже 1, что говорит о создании в сильном поле устойчивых к диссоциации колебательных волновых пакетов. Исследован поляризационный отклик молекулярной газовой среды, колебательно-возбужденной высокоинтенсивным лазерным импульсом. Проведен анализ влияния эффективного возбуждения вращательных состояний на рассматриваемый круг явлений.

Проведенные исследования имеют принципиальное значение для целого ряда практических применений, в частности, для оптического управления свойствами среды и пространственно-временной эволюцией пробных импульсов в процессе их распространения в таких средах, а также для осуществления генерации терагерцового излучения.

Литература

1. Делоне Н.Б., Крайнов В.П. Нелинейная ионизация атомов лазерным излучением, М., 2001
2. Полуэктов Н.П., Федоров М.В. Стабилизация ридберговского атома и конкуренция Λ и V -каналов переходов // ЖЭТФ 114, 821 (1998)

Слова благодарности

Выражаю благодарность и признательность профессору Ольге Владимировне Тихоновой и профессору Александру Михайловичу Попову за чуткое руководство и поддержку в выполнении работы.

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие	3
-------------------	---

Подсекция

АСТРОФИЗИКИ

Абубекеров М. К. Параметры двойной системы с экзопланетой HD 209458. Анализ методов определения ошибок параметров	6
Авдонин В. В. Эволюция системы неминимально связанных скалярных полей в изотропной модели	7
Волков Д. В. Астрометрическая обработка изображения ПЗС-матрицы	8
Додин А. В. Моделирование линий иона HeII в спектрах звёзд типа Т Тельца	9
Дуев Д. А. Моделирование тропосферной задержки при радиоастрономических наблюдениях	10
Ишунин О. В. Анализ селективного нагрева частиц в многокомпонентной модели плазмы с диффузией в пространстве скоростей	12
Короткова Н. Ю. Проблемы пульсарной шкалы времени	14
Летуновский С. В. Анализ долговременной эволюции активности Солнца на основе ряда чисел Вольфа	17
Орехова Г. Н. Точные модели индуцированной полем Янга-Миллса нелинейности фантомного поля и ускоренное расширение вселенной	19
Ротова М. П. Обобщенные теории гравитации и космологические модели с полями Янга-Миллса	22
Сафонов Б. С. Модельное исследование возможностей селекции изображений на основе данных об атмосферной турбулентности, полученных на г. Шатжатмаз	24
Свечкина Н. Б. Задачи и области применения исследования среды разреженного газа вблизи космического аппарата	26
Снеткова Ю. А. Новые оценки радиуса, массовой плотности и массы ядер некоторых короткопериодических комет	28
Стрельникова О. Н. Влияние временной зависимости излучения близких источников на спектры электронов у Земли	30
Хоткин К. А. Разработка мюонного телескопа и исследование его характеристик.	31
Хрыкин Илья Сергеевич Динамика точечного взрыва с большим угловым моментом.	33
Чаадаев Александр Алексеевич Методы построения точных космологических решений самогравитирующего скалярного поля	34
Чечель Владимир Ильич Перемешивание химических неоднородностей при столкновении вращающихся облаков.....	35
Шалденкова Е.С. Дефицит атомарного водорода в спиральных галактиках скоплений	36
Шустова О. П. Возможность регистрации черенковского света от широких атмосферных ливней от частиц предельно высоких энергий детектором космического базирования	38

**Подсекция
АТОМНОЙ И ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ**

Авдеев А. М. Вычисление коэффициентов корреляции электронов в оболочках nd- и nf-элементов	40
Амангельды Нурлан Исследование упругого рассеяния $16\text{O} + 16\text{O}$ при энергиях вблизи кулоновского барьера	41
Беляев А. В. Спектры адронов в соударениях тяжелых ионов при энергиях коллайдеров RHIC и LHC	43
Белянов А. А. Тестирование методики реконструкции D-мезонов с помощью детектора ATLAS на pp-коллайдере LHC	44
Болдырев А. С. Мониторинг детектора переходного излучения в эксперименте ATLAS на Большом Адронном Коллайдере	46
Каденко А. А. Экспериментальные измерения сечений реакций (n, x) на редкоземельных элементах	47
Конюхова И. А. Исследование альфа-рассеяния на 28Si при энергии альфа-частиц 30.3 mev	48
Крутиков В. А. Проблема утилизации РАО и переработки ОЯТ в связи с ренессансом атомной промышленности. Наиболее перспективные пути решения	50
Кузнецов М. С. Исследование возможностей анализа изотопного урана с помощью кода MAGU	52
Куликов В. А. Новая версия реалистического <i>nn</i> -взаимодействия – потенциал $j\text{isp}16_{2010}$	54
Максимов Д. А. Запуск и первые результаты с электромагнитного жидкоаргонового калориметра в эксперименте ATLAS на Большом адронном коллайдере	55
Маркелова А. К. Цифровые методы обработки сигнала от сцинтилляционного фосфич детектора, регистрирующего рентгеновское и гамма излучение от Солнца	57
Мохначевская В. П. Изучение черенковского излучения трековым детектором на основе камеры обскуры	59
Сауханбек Е. Н. Экспериментальное исследование и анализ упругого рассеяния $12\text{C}(16\text{O}, 16\text{O})12\text{C}$ при энергии 28 Мэв	61
Семенов А. О. Влияние температуры предварительного подогрева на направленный синтез материалов, применяемых для иммобилизации радиоактивных материалов	65
Турчихин С. М. Моделирование процессов рождения пар b-кварков в протонных соударениях в эксперименте ATLAS на Большом Адронном Коллайдере	69
Чирская Н. П. Математическое моделирование систем радиационной защиты на основе нанокompозитов	71
Кузнецов А. М. Моделирование взаимодействий мюонных и тау-нейтрино со свинцовой мишенью для задач в эксперименте OPERA	72

**Подсекция
БИОФИЗИКИ**

Алексеев А. А. Электронный транспорт и кинетические характеристики флуоресценции растений	74
Бухарина Н. С. Определение модуля Юнга путидаредоксинредуктазы с помощью атомно-силового микроскопа	77

Годзи М. Г. Разработка методов ингибирования белков ВИЧ с учетом квазивидового разнообразия на основе предсказания пространственных структур белков жизненного цикла вируса – новый подход к лечению вирусных заболеваний	78
Дрозд Е. С. Исследование структурных особенностей и механических свойств мембран тромбоцитов методом атомно-силовой микроскопии	80
Дурягин Е.М. Электрическое поле атмосферы как биометеорологический фактор.....	81
Железняков А. О. Модель деполимеризующейся микротрубочки на основе Ланжевеновской динамики	82
Зубков А. С. Термодинамическое моделирование диссоциативного захвата низкоэнергетического электрона при его транспорте оксикислотами.	83
Ивлиева А. А. Регуляторная роль хиральных соединений в биологических системах.....	85
Каминова С. Ю. Влияние L- и D- энантиомеров аминокислот на подвижность сперматозоидов.....	87
Маряхина В. С. Fluorescence diagnostics of biological tissue.....	89
Пучкова А. О. Металлизация ДНК	91
Семенов К. Т. О новом методе исследования влияния тяжелой воды (D2O) на организм млекопитающего	92
Соколов П. А. Комплексообразование ДНК со смешаннолигандным нейтральным комплексом Pd(II) , содержащими 2,9- диметилфенантролин	93
Тушканов А. В. Пентагональная симметрия в живой природе	94
Шаренова Н. В. Величина стимулирующего воздействия на семена инфракрасным излучением.....	95

**Подсекция
ГЕОФИЗИКИ**

Авилкин И. А. Вихреволновой энергообмен в системе стратифицированных течений	98
Анисимов А. Е. Региональное моделирование климата Черноморского региона.....	100
Бебиева Я. С. Перемещение наносов в зоне действия прибойного потока\\(Балтийское море).....	102
Васильев А. Е. Геостационарные навигационные измерения в ионосферных исследованиях	103
Дроздов А. Ю. Анализ нейтронов альбеда как фонового излучения при регистрации нейтронов от гроз на борту низкоорбитального спутника	105
Жаров И. А. Профиль концентрации взвеси в системе стратифицированных течений.....	107
Карпов А. А. Влияние взаимодействия потоков на их динамику в системе стратифицированных течений ...	109
Леняк Т. А. Пространственное представление параметров климатических изменений на территории СНГ	112
Малышкин Ю. М. Генерация и распространение в атмосфере нейтронов от гроз.....	113
Мбеле Жан Реми . Определение палеонапряжённости геомагнитного поля по намагниченности базальтов Красного моря.....	115

Минина Ю. А. Влияние процесса окисления на явление самообращения	117
Николаева В. Д. Апробация модели IRI-2007 на основе последних экспериментальных данных в авроральной ионосфере	119
Протопопов А. В. Исследование влияния лесных пожаров в центральной Якутии на аэрозольную оптическую толщину атмосферы	122
Санникова Н. К. Численное моделирование наката цунами на выпуклые откосы	123
Цыденов Б. О. Численное моделирование явления термического бара в озере Байкал	124
Шейнкман Е. Ле. Система стратифицированных течений сейшевой природы в заливе	125
Яровая Д. А. Мезомасштабные атмосферные циклонические вихри в черноморском регионе	126

Подсекция

МАТЕМАТИКИ И ИНФОРМАТИКИ

Антипов Е. Решение стационарного уравнения диффузия-адвекция в виде контрастной структуры типа ступеньки	130
Дмитриев А. В. Динамика резких переходных слоев в решении задачи реакции-диффузии-адвекции	132
Коняев Д. А. Метод граничной коррекции для генерации неструктурированной сетки в трехмерных областях	134
Лесневский К. Э. Численное исследование ламинарного и турбулентного горения водорода на основе различных кинетических схем и моделей	137
Лукьяненко Д. В. Использование многопроцессорных систем для восстановления параметров намагниченности	139
Мазурин В. Л. Спектры сингулярности для процессов зарождения сеансов передачи данных	141
Мельникова А. А. Контрастная структура типа ступеньки в сингулярно возмущенной системе уравнений	143
Мошнина Г. В. Расчет кирального волновода методом конечных элементов	146
Пашенко И. Н. Моделирование движения тела в неинерциальной системе отсчета в центральном поле сил	148
Петухов А. А. Аппроксимация гармоническими полиномами	149
Побегайло П. А. К вопросу о совершенствовании методологии создания профессионально ориентированного программного обеспечения	151
Попова Е. П. Меридиональная циркуляция и солнечное динамо	153
Семёнов А. Н. Численное решение уравнений Максвелла FDTD методом при моделировании метаматериалов с использованием граничных условий PML	155
Черемных А. В. Программный комплекс по моделированию вектора магнитного поля магнитосферных токов Земли	159
Чудакова Е. М. Расчёт нерегулярного диэлектрического волновода с локальной особенностью на границе	160

Шарло А. С. О скорости дрейфа внутреннего переходного слоя в некоторых задачах теории полупроводников.....	163
Ягремцев А. В. Решение стационарного уравнения диффузия-адвекция в виде контрастной структуры типа ступеньки при условии сбалансированной адвекции	165

**Подсекция
МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ**

Аммосова О. А. Численное моделирование теплового процесса стыковой сварки полиэтиленовых труб при низких температурах.....	168
Бедарева Т. В. Программный комплекс для восстановления микроструктуры и радиационных параметров аэрозоля по данным наземных спектральных измерений прозрачности атмосферы и яркости безоблачного неба	170
Бельков А. В. Вопросы моделирования конструкции космического рефлектора надувного типа	172
Васильева Л. А. Разработка озонаторов на барьерном разряде	174
Евдокимов А. С. Компьютерное моделирование напряженно-деформированного состояния и диаграммы направленности космического рефлектора.....	175
Еденова О. А. Моделирование движения заряженных частиц в поле плоского конденсатора с учетом влияния краевого поля.....	177
Егорова Е. Р. Двухжидкостная модель холодной плазмы с учетом коллизий	179
Золотарев П. С. Моделирование спирально-винтового питателя коаксиальными цилиндрами.....	180
Казак О. В. Вихревое движение расплава в сталеплавильных печах	182
Колосов Д. В. Математическое моделирование электродуговых процессов при нарушении токосъема в электротяговых сетях переменного тока.....	184
Копит Т. А. Задачи и реализация анализа и интерпретации данных нелинейных моделей измерений	187
Малхасян В. Р. Моделирование процесса гетерогенного взаимодействия пероксидных радикалов с органическим соединением.....	188
Никифорова Л. В. Расчет углового распределения потенциала пучка заряженных частиц	190
Новосёлов А. А. Прямой метод вычисления кинетической энергии в методе Монте-Карло.....	191
Панькин Н. А. Компьютерное моделирование ионной бомбардировки нанокластеров Ti13 с парным межатомным взаимодействием: Центральный удар.....	193
Пустовалов А. С. Теоретико-возможностная модель экспертных систем.....	194
Фундаев С. В. Оценивание спектральной плотности сигнала с помощью фазированной антенной решетки переменной конфигурации	195
Цуканов А. А. Исследование и развитие метода микросейсмического зондирования.....	197

Шингарёв И. П. Моделирование потока фотоотсчётов в системах флуоресцентной флуктуационной спектроскопии с учётом интеркомбинационных переходов молекул	199
---	-----

**Подсекция
МЕДИЦИНСКОЙ ФИЗИКИ**

Аненкова К. А. Исследование взаимодействия молекул альбумина с наночастицами золота и кремния в водных растворах с помощью метода фотонно-корреляционной спектроскопии.....	202
Волков А. А. Магнитно-резонансная термометрия методом T1-релаксометрии.....	203
Газзаева А. В. Изучение иммунореактивности антигенов ВИЧ, иммобилизованных на поверхности нитроцеллюлозной мембраны.....	204
Головков К. А. Ускоренный метод планирования протонного облучения внутриглазных новообразований....	207
Журавлёва В. В. Триптофановая флуоресценция сывороточного альбумина человека при денатурации под действием ЦТАБ.....	210
Зацепина Е. В. Математическое моделирование процессов теплообмена в опухоли во время лечения методами магнитной гипертермии	212
Ильин С А Моделирование теплового разрушения биологической ткани при облучении мощным фокусированным ультразвуком через ребра с использованием фазированных решеток	213
Корешков Р. Н. Динамические характеристики процесса авторегуляции сосудистого тонуса в HF диапазоне .	216
Костиков В. В. Экспериментальное исследование сдвиговых волн в резонаторе со слоистой структурой.....	218
Крит Т. Б. Моделирование стоячих сдвиговых волн в резиноподобной среде с неоднородностями методом конечных элементов.....	221
Кулешова А. А. Вращательная диффузия наномаркеров семейства флуоресцеина в растворах альбумина человека.....	224
Осипов А. С. Распределение поглощенной энергии при прохождении электронов через биологические ткани помещенные в соленоидальное магнитное поле	226
Ростова Е. В. Микроструктурированные световоды для флуоресцентной регистрации нейронной активности	228
Рындюк К. Ю. Влияние условий сбора лекарственного сырья – сфагнового мха вида <i>S.fuscum</i> - на содержание химических элементов	231
Семенова Т. Н. Исследование реакции организма студента на эмоциональные воздействия и информационные потоки.....	235
Чекмазов С. В. О процессах взаимодействия наносцинтилляторов с органическими люминофорами	236
Шунков Ю. Е. Работа амальгамной бактерицидной лампы низкого давления в воздушном потоке	238
Шунина А. Н. Разработка биочипа для параллельного иммунофенотипирования и морфологического исследования лимфоцитов человека для диагностики лимфопролиферативных заболеваний ..	241

**Подсекция
МОЛЕКУЛЯРНОЙ ФИЗИКИ**

Васильев Д. А. Измерение коэффициента теплового расширения жидкого цезия компенсационным методом с применением двойной модуляции	244
Глазырин Ф. Применение теневого фонового метода для исследования динамики течения после инициирования импульсного разряда	245
Егоров М. Ю. Теплогидравлические процессы в конструкции змеевикового перегревателя системы промежуточной сепарации и пароперегрева влажнопаровых турбин АЭС	247
Тимохин М. Ю. Применение систем моментных уравнений Грэда и R13 для моделирования газодинамических течений	250
Шалабаева В. Т. а Структурная модель воды	251
Шатрова Е. Ф. Экспериментальное исследование формы траектории всплывающих пузырей при больших числах Рейнольдса	252
Шогин Д. М. Исследование влияния кластерообразования в газе на критическое число Рейнольдса ламинарно-турбулентного перехода	253

**Подсекция
НЕЛИНЕЙНОЙ ОПТИКИ**

Андреева В. А. Угловое распределение терагерцового излучения плазменного канала фемтосекундного филамента	256
Васильев В. В. Динамика двухфотонной оптической нутации биэкситонов в полупроводниках и возможность фазового контроля	258
Васильева О. Ф. Динамика системы бозе - конденсированных атомов в двухямной ловушке	259
Жвания И. А. Создание крупных кластеров SF ₆ и диагностика размеров кластерной струи методом генерации третьей гармоники лазерного излучения сверхкороткой длительности	160
Зинган А. П. Временная эволюция процесса стимулированной рамановской атомно-молекулярной конверсии в условиях существования бозе-эйнштейновского конденсата частиц	162
Нагорский Н. М. Обратимые фотореакции в наноструктурированной пленке из азокрасителя AD-1	265
Рудакова Н. В. Прохождение света через двумерный резонансный фотонный кристалл	268
Симонова В. А. Комбинированная многоканальная система: особенности совмещения оптико-акустической и лазерной-ультразвуковой томографии	270
Сметанина Е. О. Частотно-угловые спектры фемтосекундных лазерных импульсов различных длин волн при филаментации в плавленом кварце	272
Стамов Л. И. Самозахват и динамика двухкомпонентного бозе-эйнштейновского конденсата в двухямном потенциале	275
Тараканов И. С. Численное моделирование динамики атомов в фемтосекундной ловушке	276
Фролова Л. В. Динамика брэгговских солитонов в непрерывном резонансном фотонном кристалле	277

Харин В. Ю.	Колебательная динамика двухатомных гетероядерных молекул в интенсивных лазерных импульсах.....	279
-------------	--	-----

**Подсекция
ОПТИКИ**

Антошков А. А.	Модификация оптических свойств фторированных полимеров методом сверхкритической флюидной импрегнации в-дикетонатов европия	282
Вебер А. А.	Лазерный виброметр на основе обработки спекл-картины от удаленного объекта	282
Гук М. С.	Исследование спектров фотолюминесценции и Рамановского излучения кристаллов Cu_2ZnSnS_4	284
Дубровкин А. М.	Локальный провал в интенсивности лазерного излучения при прохождении кристаллически-структурированной полимерной пленки.....	286
Зарезин А. Б.	Исследование фотофизических процессов с участием суперпарамагнитных наночастиц	288
Кондратьев Н. М.	Подавление фазовых шумов в многослойных интерференционных покрытиях	290
Куликов В. А.	Экспериментальное и теоретическое поведение корреляций фазовых искажений при распространении лазерного излучения через жидкостную ячейку	292
Лапин Б. П.	Генерация ТЕ- и ТМ-мод с помощью анизотропных эллиптических навитых волокон.....	295
Лесник И. И.	Использование метода отражательной эллипсометрии для исследования слоевых систем.....	298
Ляпин А. А.	Спектроскопические свойства CaF_2 -керамики, активированной ионами Er	301
Ляшетько А. Д.	Изучение термооптических искажений в твердотельных лазерных системах высокой средней мощности	302
Мухин В. И.	Взаимосвязь структуры наноструктурированных материалов на основе оксигидроксида алюминия с их свойствами в терагерцовом диапазоне частот	303
Мыслицкая Н. А.	Образование j-агрегатов цианинового красителя, адсорбированного на поверхности анодированного серебра	305
Попов И. А.	Комплекс лазерных технологий в изготовлении многоострийных автоэмиссионных катодов из монокристаллического стеклоуглерода	307
Скорынин А. А.	Дифракционное деление фазомодулированных оптических импульсов при брэгговской дифракции в геометрии Лауэ	309
Собур Д. А.	Создание амальгамной лампы низкого давления для генерации озона	312
Трушина А. П.	УФ-фотовозбуждение <<столкновительных>> комплексов кислорода $X-O_2$ как источник синглетного кислорода	314
Хунджуа Д. А.	Изучение трансформации гуминовых веществ микромицетами с помощью спектральных методов.....	316
Шарапова П. Р.	Динамика модельной атомной системы в сильном неклассическом электромагнитном поле...318	
Шолохов Е. М.	Гольмиевые волоконные лазеры двухмикронного диапазона	319