

ҚР БІЛІМ ЖӘНЕ ҒЫЛЫМ МИНИСТРЛІГІ
ӘЛ-ФАРАБИ АТ.ҚАЗАҚ ҰЛТТЫҚ УНИВЕРСИТЕТІ
ЭКСПЕРИМЕНТТІК ЖӘНЕ ТЕОРИЯЛЫҚ ФИЗИКА
ҒЫЛЫМИ-ЗЕРТТЕУ ИНСТИТУТЫ
АШЫҚ ТҮРДЕГІ ҰЛТТЫҚ НАНОТЕХНОЛОГИЯЛЫҚ
ЗЕРТХАНА

MINISTRY OF EDUCATION AND SCIENCE RK
AL-FARABI KAZAKH NATIONAL UNIVERSITY
SCIENTIFIC RESEARCH INSTITUTE OF EXPERIMENTAL
AND THEORETICAL PHYSICS
NATIONAL NANOTECHNOLOGY OPEN LABORATORY

The 8th International Conference

«MODERN ACHIEVEMENTS OF PHYSICS AND FUNDAMENTAL PHYSICAL EDUCATION»

October , 9-11, 2013, Kazakhstan, Almaty

Book of Abstracts

Алматы, 2013

**ФИЗИКАНЫҢ ЗАМАНАУИ ЖЕТІСТІКТЕРІ ЖӘНЕ ІРГЕЛІ
ФИЗИКАЛЫҚ БІЛІМ БЕРУ:** 8-ші Халықаралық ғылыми конференцияның
тезистер жинағы (9-11 қазан, 2013, Алматы, Қазақстан). – Алматы: Қазақ
университеті. – 2013.

**СОВРЕМЕННЫЕ ДОСТИЖЕНИЯ ФИЗИКИ И ФУНДАМЕНТАЛЬНОЕ
ФИЗИЧЕСКОЕ ОБРАЗОВАНИЕ:** Сборник тезисов 8-ой Международной
научной конференции (9-11 октября, 2011, Алматы, Казахстан). – Алматы:
Қазақ университеті. – 2013.

**MODERN ACHIEVEMENTS OF PHYSICS AND FUNDAMENTAL
PHYSICAL EDUCATION:** Book of abstracts of the 8th International Scientific
Conference (October , 9-11, 2013, Kazakhstan, Almaty). – Almaty: Kazakh
University. – 2013.

Издается в авторской редакции

Редакционная коллегия:

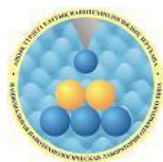
Рамазанов Т.С., Давлетов А.Е., Лаврищев О.А., Иманбаева А.К., Габдуллин М.Т.,
Садуев Н.О., Дьячков В.В. (оформление обложки)



© Қазақ университеті



© Эксперименттік және теориялық физика ғылыми-зерттеу институты



© Ашық түрдегі ұлттық нанотехнологиялық зертхана

Пленарные доклады



FUTURES FOR NUCLEAR PHYSICISTS

R. J. Peterson

Department of Physics, University of Colorado, Boulder CO 80309-0390 USA

Our present understanding of the physics of atomic nuclei is built on many decades of strong development, in theory, instrumentation and experiments. Our theoretical abilities are able to compute properties of at least light nuclei from only knowledge of nucleon-nucleon interactions. We have a vast array of accurate data on nuclear energies levels and their decays, now including many nuclei far from the valley of stability. Large facilities are providing even more data at an astonishing rate.

Given all this, what should a young nuclear scientist seek to do? There are a number of advanced laboratories, both national and at major universities, where most of the advanced work is done, but it is difficult for even a talented young person to be admitted into their programs.

A much larger spectrum of opportunities is found in the many ways in which what we know of nuclear science can be applied to interesting and important questions. This is in no way 'secondary' work, it is just in a different set of directions from the large projects at a few laboratories that push the frontier of basic nuclear science.

Some of the best examples are found in nuclear astrophysics, the understanding of the reactions in stars that drive their energy and that create new atomic species. Even small facilities have been able to carry out clever experiments with impacts on this field, and the new opportunities with reverse kinematics call for new ideas. In these reactions, one accelerates the heavy nucleus onto a target of very light nuclei, often at quite low energies not needing expensive accelerators. Then- what are some clever ideas to use these methods?

Nuclear methods are increasingly important for human health, both as therapies with beams or radioactive materials, or as imaging using nuclear decays. Modern sensors and modern data handling methods are used, and these are just the topics which the nuclear scientists created and understand. For instance, there is an increasing need for production of ^{99}Mo , a radioactive nucleus that decays to $^{99\text{m}}\text{Tc}$, widely used for imaging. Short half lives limit procedures to hospitals near the production facilities, but even small accelerators or reactors may make enough ^{99}Mo for important local uses, using local talents for the specific methods.

It is an unfortunate fact that we have been careless with radioactive materials, and contamination is a problem we have inherited from the past. Understandings of isotopes, detectors, data, and analysis are needed to deal with these problems.

All of these require nuclear skills that can be applied to problems, but it is not usually the nuclear scientists who decide what problems to work on and how much to spend to do that work. National decision makers need just enough special and specific understanding of the problems and their possible solutions, and it is only the scientists themselves that can provide this framework. The special skills needed for scientists to interact successfully with those in authority need to be developed, and it is a duty of science educators to make certain that these are available.

Thus, even without being able to work at the very far edge of nuclear science research, there are many important and interesting ideas among the wide applications of what nuclear science has accomplished over so many years. Young nuclear scientists should seek to take advantage of these opportunities.

ДИНАМИКА БОЛЬШИХ АНСАМБЛЕЙ ОСЦИЛЛЯТОРОВ

M. Rosenblum

Institute of Physics and Astronomy, University of Potsdam, Germany

В докладе обсуждаются некоторые вопросы динамики ансамблей взаимодействующих автоколебательных систем. После рассмотрения базовой модели синхронизации в таких ансамблях, а именно модели Курамото, кратко обсуждаются примеры физических и биологических систем, описываемых моделями этого класса, в частности нейронные ансамбли.

Приводятся результаты теоретического и экспериментального исследования сложных режимов, возникающих при нелинейной связи.

Рассматривается задача об управлении синхронизацией в больших системах осцилляторов и ее возможные приложения к медицине.

КИНЕТИКА ПЛАЗМЫ ТЛЕЮЩИХ РАЗРЯДОВ С ПЫЛЕВЫМИ ЧАСТИЦАМИ

А.В. Федосеев, Г.И. Сухинин

Институт Теплофизики СО РАН, г. Новосибирск, Россия

Пылевая или комплексная плазма представляет собой ионизованный газ, содержащий электроны, ионы и частицы конденсированного вещества. Пылевая плазма распространена в космическом пространстве (планетарных кольцах, межзвездных облаках, хвостах комет), в различных промышленных установках, термоядерных реакторах, в плазмохимических реакторах, используемых для травления и осаждения тонких пленок [1-4].

В условиях экспериментов пылевая плазма наблюдалась в виде четко различимых образований (облаков) в приэлектродных слоях емкостного и индуктивного высокочастотных разрядов и в стратах тлеющего разряда постоянного тока [5], и в условиях микрогравитации [6]. Лабораторная пылевая плазма состоит из ионизованного газа с электронными и ионными плотностями $n_i \sim n_e \sim 10^7 - 10^9 \text{ см}^{-3}$, а плотности пылевых частиц могут меняться в широком диапазоне $N_d \sim (0 - 10^8) \text{ см}^{-3}$. При этом заряд пылевых частиц может достигать значений $eZ_d = (10^3 - 10^5) e$. Одной из важных характеристик, определяющих поведение пылевой плазмы, является параметр Хавнеса $P_H = Z_d N_d / n_e$. Для малых параметров Хавнеса, $P_H \ll 1$, заряд пылевых частиц определяется только параметрами плазмы. С ростом параметра P_H локальные параметры (плотность электронов, функция распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ)) в области плазмы, содержащей пылевые частицы, меняются, что, в свою очередь, приводит к изменению среднего заряда пылевых частиц и, следовательно, к изменению всех свойств пылевой плазмы.

Влияние концентрации пылевых частиц на параметры высокочастотного разряда в условиях роста тонких пленок в полупроводниковой индустрии рассматривались в ряде работ, начиная с работы Ж.П. Бёфа [7]. Было понято, что каждая пылевая частица ведет себя как источник гибели электронов и ионов. При больших концентрациях пылевых частиц в плазме это должно оказывать некоторое влияние на характеристики плазмы и даже на условия поддержания разряда. Потери электронов и ионов на пылевых частицах должны компенсироваться увеличением частоты ионизирующих столкновений в плазме, для чего среднее электрическое поле в области разряда, занятого пылевыми частицами, должно возрасти. В данных работах распределение плотности пылевых частиц и их количество было заданным параметром, а их влияние на плазму разряда было рассмотрено в локальном приближении.

Для условий тлеющего разряда постоянного тока подобная задача была рассмотрена в работах [8,9]. Было показано, что повышение концентрации пылевых частиц приводит к росту электрического поля внутри пылевого облака, уменьшению плотности электронов по сравнению с плотностью ионов и снижению заряда пылевых частиц. Однако, в указанных работах распределение плотности пылевых частиц и их количество было заданным параметром, а их влияние на плазму разряда было рассмотрено в локальном приближении.

В работе [10] представлена самосогласованная модель положительного столба тлеющего разряда постоянного тока с пылевыми частицами. По сравнению с предыдущей локальной однородной моделью [8], в работе рассматриваются радиальные распределения параметров плазмы разряда и пылевой компоненты в аксиально однородном тлеющем разряде. Модель основана на решении нелокального уравнения Больцмана для функции распределения электронов, дрейфово-диффузионного уравнения для ионов и уравнения Пуассона для самосогласованного электрического поля. Радиальное распределение плотности пылевых частиц задавалось как в виде заданного ступенчатого распределения [9], так и в соответствии с равновесным Больцмановским распределением. Учитывался баланс рождения электронов и ионов в процессе ионизации атомов аргона и их рекомбинация на поверхности пылевых частиц и на поверхности разрядной трубки.

Взаимодействие разрядной плазмы и пылевого облака исследовалось в самосогласованной постановке, и были получены радиальные распределения плазмы разряда и параметров пылевых частиц. Показано, что ионизационный баланс в разряде с пылевыми частицами имеет существенно нелокальное поведение. В частности, распределение плотности и заряда пылевых частиц в пылевом облаке существенно зависит от параметров плазмы вне облака. И для заданного распределения пылевых частиц, и для равновесного самосогласованного распределения, прирост числа электронов и ионов в процессах ионизации происходит в основном в области между пылевым облаком и стенками трубки, в то время как их гибель происходит в области пылевого облака и на стенках трубки. В результате самосогласованной эволюции параметров плазмы разряда и пылевых частиц к равновесному стационарному состоянию, в области пылевого облака степени ионизации и рекомбинации сравниваются друг с другом, радиальные потоки электронов и ионов становятся равными нулю, а радиальное электрическое поле вытесняется из области пылевого облака.

В работе [11], основанной на модели [10], было учтено влияние силы ионного джэга на пылевую частицу. Было показано, что если сила ионного джэга в центре разрядной трубки меньше электростатической силы, в пылевой плазме тлеющего разряда не формируется вояд, и все пылевое облако сосредотачивается вокруг оси разрядной трубки, удерживаясь радиальным электрическим потенциалом. Радиальные распределения плотностей пылевых частиц, электронов, ионов и радиального электрического поля совпадают со случаем, когда ионный джэг не учитывается вообще [10]. Если же сила ионного джэга превосходила электростатическую силу в центре разрядной трубки, в центральной части разрядной трубки

формировалась область свободная от пылевых частиц – образовывался войд. В войде радиальная компонента электрического поля росла от нулевого значения на оси разрядной трубки до своего максимального значения на границе войда и облака пылевых частиц, и слабо проникало внутрь облака. При этом радиальная компонента электрического поля, радиальные потоки электронов и ионов вытеснялись из области пылевого облака, как и в [10]. Было так же показано, что плазма внутри войда более плотная и горячая, чем в окружающей его пылевой плазме.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 12-02-00518-а, 12-02-31234-мол-а, стипендии Президента РФ.

- [1] Shukla P.K. A survey of dusty plasma physics // Phys. Plasmas. Vol. 8, No. 5. P. 1791-1803 (2001)
- [2] Фортов В.Е., Храпак А.Г., Храпак С.А., Молотков В.И., Петров О.Ф. Пылевая плазма // Успехи физических наук. Т. 174, № 5. С. 495-544 (2004)
- [3] Ishihara O. Complex plasma: Dusts in plasma (Topical review) // J. Phys. D: Appl. Phys. Vol. 40, No. 8. P. R121-R147 (2007)
- [4] Bouchoule A., Boufendi L. Particle formation and dusty plasma behaviour in argon-silane RF discharge // Plasma Source Sci. Tech. Vol. 2. P. 204-213 (1993)
- [5] T. S. Ramazanov, K. N. Dzhumagulova, A. N. Jumabekov, and M. K. Dosbolayev. Structural properties of dusty plasma in direct current and radio frequency gas discharges // Phys. Plasmas, 15, 053704 (2008)
- [6] Markus H. Thoma et. al. Recent Complex Plasma Experiments in a DC Discharge // IEEE TRANSACTIONS ON PLASMA SCIENCE, VOL. 38, NO. 4, 2010
- [7] Boeuf J.P. Characteristics of a dusty nonthermal plasma from a particle-in-cell Monte Carlo simulation // Phys. Rev., 46, 7910-7922 (1992)
- [8] G.I. Sukhinin, A.V. Fedoseev. Influence of dust-particle concentration on gas-discharge plasma // Phys. Rev. E., 81, 016402 (2010)
- [9] G.I. Sukhinin, A.V. Fedoseev. Radial Distributions of Dusty Plasma Parameters in a DC Glow Discharge. // Contributions to Plasma Physics, 52, 756 (2012)
- [10] G. I. Sukhinin, A. V. Fedoseev, S. N. Antipov, O. F. Petrov, and V. E. Fortov, Dust particle radial confinement in a dc glow discharge. // Phys. Rev. E., 87, 013101 (2013)
- [11] G. I. Sukhinin, A. V. Fedoseev, M.V. Salnikov, S. N. Antipov, O. F. Petrov, and V. E. Fortov, Influence of ion drag force on radial distribution of dust particles and void formation in a DC glow discharge. // EPL, 103, 35001 (2013)

NEXT GENERATION LITHOGRAPHY – МИФЫ И РЕАЛЬНОСТЬ

С.И. Зайцев

ИПТМ РАН, Черноголовка, Россия, e-mail: zaitsev@iptm.ru

Эмпирическая закономерность, впервые отмеченная Муром, стараниями видимо в первую очередь компании Интел, была возведена в ранг «закона». Физическим пределом современной оптической литографии, использующей источники света 193нм, является четверть длины волны. Это ограничение удается обойти за счет экспонирования в иммерсионной жидкости. В дальнейшем предполагается использовать т. н. двойное структурирование. Однако уже более десяти лет идет активный поиск технологий, которые бы могла заменить современную фотолитографию, эти технологии (технологии следующего поколения) имеет специальное название в англоязычной литературе «next generation lithography» (NGL).

Существует мнение, что наиболее зрелым претендентом является технология экстремальная ультрафиолетовая литография (EUVL). Однако, наряду с ней серьезно рассматриваются и развиваются другие подходы. В настоящем докладе анализируются именно эти, т. н. альтернативные технологии. Они основаны на использовании электронных пучков и имеют также название технологии прямого рисования или технологии безмасочной литографии. Сейчас существует довольно много проектов:

- много пучковая электронная литография **Mapper**, компания Mapper
- отражательная электронная литография, **REBL**, компания KLA-Tencor
- много-пучковая проекционная литография, **PML2**, компания IMS Nanofabrication
- **MultiShaped Beam**, компания VISTEC
- **Multi Column E-beam**, компания ADVANTEST
- Система проецирования ячеек, **CellProjection System**
- Комплиментарная электронная литография, **Complimentary EBL**, Japan
- Автоэмиссионная электронная литография прямой эмиссии, **SelfEmission Litho**, компания CRESTEC

Ко всем технологиям следующего поколения предъявляются исключительно жесткие конкурентные требования, вытекающие из параметров современной фотолитографии. Таковым является, например, требование к производительности в 100 пластин в час при стоимости системы 30-50 млн. долларов.

В докладе кратко описываются сами технологии, анализируются заявленные возможности. В целом все технологии демонстрируют достижение высокого разрешения или же демонстрируют ясно возможность достижения. Однако, основной трудностью технологий прямого рисования является необходимость удовлетворить двум взаимоисключающим требованиям – высокое разрешение при высокой производительности. Производительность можно увеличить увеличивая ток, однако при этом неизбежно увеличивается диаметр пучка и падает разрешение. Поэтому все технологии прямого рисования рассматривают преодоление этих трудностей через создание много-катодных (колонных) систем. И даже при рассмотрении много-катодных систем требования к току и стабильности одного источника остаются чрезвычайно высокими.

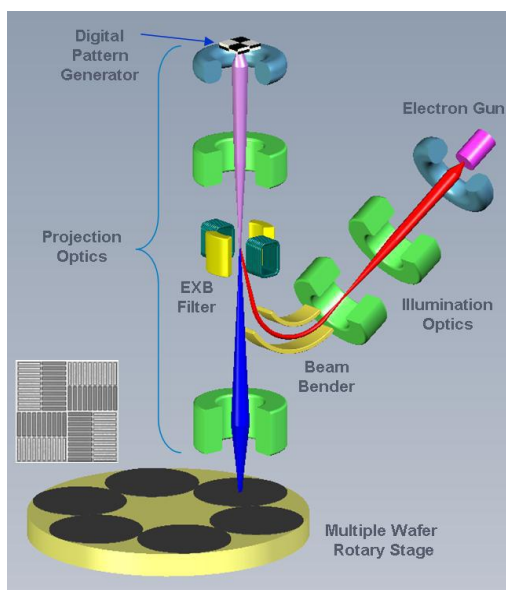
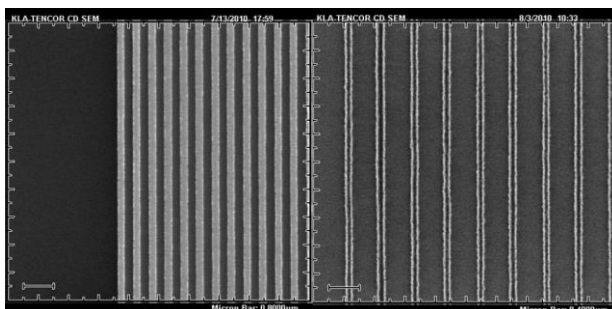


Рис 1. Принципиальная схема REBL, компания KLA-Tencor, достаточно высокое разрешение.



Несмотря на обещания и планы, собранные в таблице Рис.4, в докладе формулируется пессимистичный вывод, едва ли хоть один из заявленных проектов достигнет уровня для замены современной фотолитографии к 2015 году.

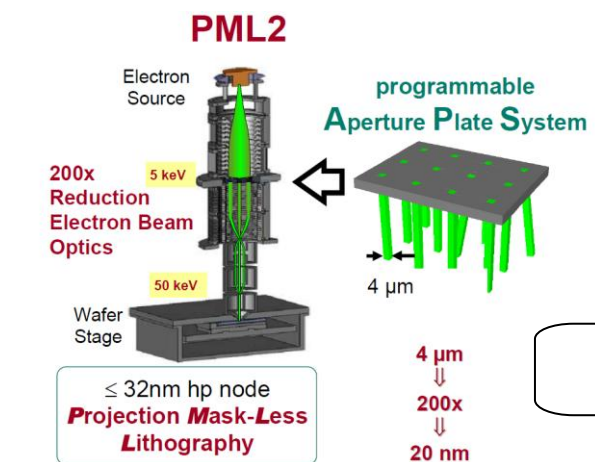
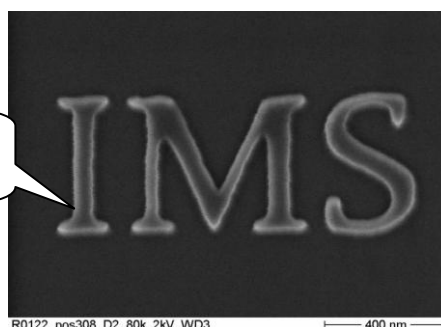


Рис. 2 Схема технологии PML2 компании IMS Nanotechnology и отличное достигнутое разрешение.



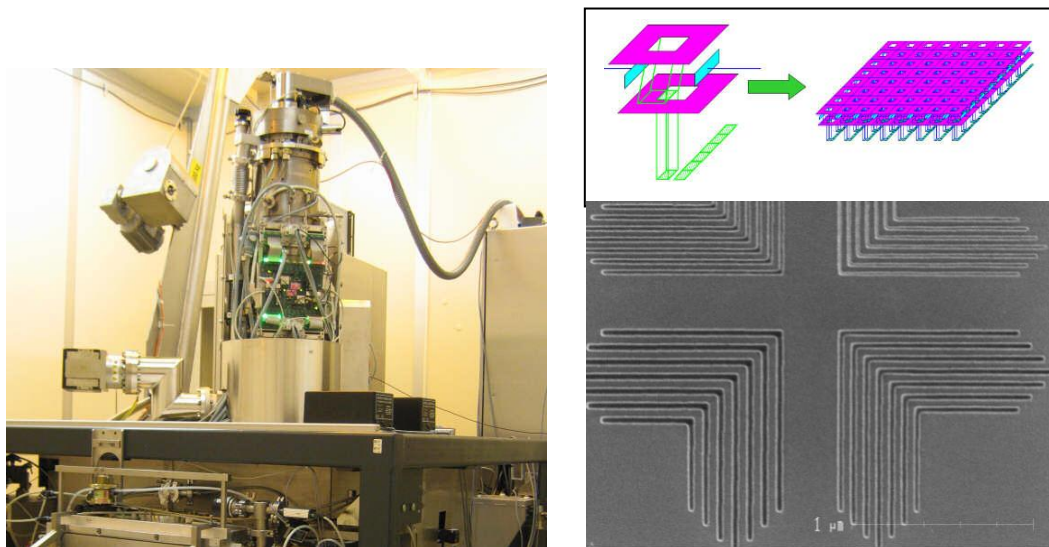


Рис.3 Пилотная установка, реализующая технологию **MultiShaped Beam**, компании VISTEC; справа сверху схематическое иллюстрация различия установок с **VariableShaped Beam** и **MultiShaped Beam** компании VISTEC, справа-внизу, предельное разрешение, достигнутое к настоящему времени.

Multi-beam Technology Table

-gathered from STS200, SEMATECH Workshop & SPIE materials

DNP

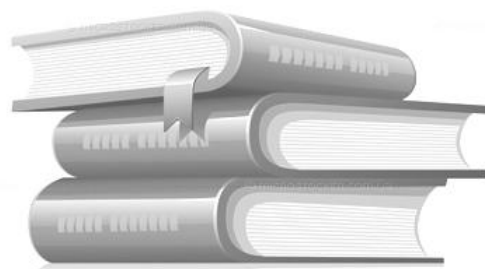
	IMS Nanofabrication	MAPPER Lithography	KLA-Tencor	Vistec Electron Beam	ASET/ADVANTEST
Name	eMET / PML2	MAPPER	REBL	MSB	MCC
Spec.					
		Massive parallel		Multi VSB	Multi column
	50kV	5kV	50kV	50kV	50kV
		Point beam/Gray scale		VSB / CP	VSB / CP
	~ 20M beams (256k beams for mask writing: eMET)	13k beams	Reflective (REBL) >1M pixels	64 shaped beams for mask writing	16 columns
α	2500 beams	110 beams	-	16 beams	4 columns
TPT	5wph [s16nm hp] (50wph by clustering 10 tools)	10wph [s22nm hp] (100wph by clustering 10 tools)	40wph (Via), 2wph (Metal) [45nm node]	~4wph [s22nm node] (1024 beams)	~5wph [s45nm hp] (16 columns)
Verify	2012 (eMET)	2011	2013	2012	---
Project/Support	EU FP7 MAGIC project		DARPA / KLA-Tencor	TBD	ASET Mask D2I

Advanced Lithography TechXPOT SEMICON WEST 2010

Рис.4 Итоговая таблица заявленных этапов проектов прямого рисования

Секция 1

Проблемы современной теоретической и ядерной физики



РЕЛЯТИВИСТСКАЯ ОГРАНИЧЕННАЯ ЗАДАЧА ТРЕХ ТЕЛ

М.Е. Абишев¹, Б.А. Жами¹, С. Токтарбай¹ и Е. К. Аймуратов²

¹НИИЭТФ, Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан

²Астрофизический институт им. Фесенкова, Алматы, Казахстан

В этой работе рассматривается релятивистская ограниченная задача трех тел, которая занимает особое место в релятивистской небесной механике, так как она является базовой при рассмотрении задачи об эволюции планетной системы и особенности эволюции планетных систем тесно связаны с этой задачей. Наша задача состоит в том, чтобы описать движение пробного тела в поле двух массивных тел [1].

Решение задачи трех тел в общей теории относительности имеет важное значение не только как одна из основных теоретических проблем механики теории гравитации Эйнштейна, но и практический, прикладной характер, в связи с необходимостью сверхточных расчетов траекторий спутников и космических аппаратов, движущихся в поле двух тел.

В механике ТГЭ обычно применяются асимптотические методы классической небесной механики. Однако традиционные методы не всегда позволяют успешно исследовать задачи механики ТГЭ. Поэтому приходится искать альтернативные методы, оптимальные для исследования общерелятивистских эффектов. Лагранжиан релятивистской ограниченной задачи трех тел имеет вид [2],[3], ($v_1 = 0$):

$$L = \frac{m_2 v_2^2}{2} + \frac{m_3 v_3^2}{2} + \frac{1}{8c^2} (m_2 v_2^4 + m_3 v_3^4) + \frac{\gamma}{2c^2} \left\{ \frac{m_1 m_2}{|\vec{r}_2|} 3v_2^2 + \frac{m_1 m_3}{|\vec{r}_3|} 3v_3^2 + \frac{m_2 m_3}{|\vec{r}_2 - \vec{r}_3|} \left[3v_2^2 + 3v_3^2 - \right. \right. \\ \left. \left. - 7(\vec{v}_2 \vec{v}_3) - \frac{((\vec{r}_2 - \vec{r}_3) \vec{v}_2)((\vec{r}_2 - \vec{r}_3) \vec{v}_3)}{|\vec{r}_2 - \vec{r}_3|^2} \right] \right\} + \gamma \frac{m_1 m_2}{|\vec{r}_2|} + \gamma \frac{m_1 m_3}{|\vec{r}_3|} + \gamma \frac{m_2 m_3}{|\vec{r}_2 - \vec{r}_3|} - \frac{\gamma^2}{2c^2} \left\{ \frac{m_1 m_2 (m_1 + m_2)}{|\vec{r}_2|^2} + \right. \\ \left. + \frac{m_1 m_3 (m_1 + m_3)}{|\vec{r}_3|^2} + \frac{m_2 m_3 (m_2 + m_3)}{|\vec{r}_2 - \vec{r}_3|^2} \right\} - \frac{\gamma^2}{c^2} m_1 m_2 m_3 \left[\frac{1}{|\vec{r}_2 \parallel \vec{r}_3|} + \frac{1}{|\vec{r}_2 - \vec{r}_3 \parallel \vec{r}_2|} + \frac{1}{|\vec{r}_3 - \vec{r}_2 \parallel \vec{r}_3|} \right]$$

на основе которого выводятся уравнения поступательного движения пробного тела. Мы получили приближенное решение уравнений движения и исследовали его.

Литература

1. Себехей В. Теория орбит: ограниченная задача трех тел. М.: Пер. с англ. Под ред. Г.Н. Дубошина. – М.: Наука, 1982. – 656 с.
2. Брумберг В.А. Релятивистская небесная механика. – М., 1972. – 382 с.
3. Абдильдин М.М. Механика теории гравитации Эйнштейна. – Алма-Ата: Наука, 1988. – 198 с.

MONOPOLE SOLUTIONS IN CLASSICAL SU(3) GAUGE THEORY

Ye. Aldabergenov

Al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan

In 1931 Dirac showed that magnetic monopoles are not precluded by quantum mechanics and moreover, their existence naturally implies quantization of the electric charge. Although magnetic monopoles are not yet found experimentally, their contribution to the field theories cannot be ignored. As shown by Alexander Polyakov and Gerard 't Hooft in 1974, existence of monopoles is necessary in certain field theory models, where at extremely high energies electroweak and strong interactions become unified (Grand Unification Theory). 't Hooft-Polyakov model considers SU(2) gauge theory coupled to a scalar field. In this research the goal is to obtain and study monopole solutions of SU(3) Yang-Mills equations, with SU(3) referring to colour symmetry group. Firstly, we obtain Yang-Mills equations with the scalar field using spherically symmetric ansatz. Then we obtain Bogomol'nyi equations (which "eliminate" electric field), from which our Yang-Mills equations can be easily derived. Finally, we numerically solve Bogomol'nyi equations - the first order differential equations, which gives us spherically symmetric monopole.

Spherically symmetric ansatz

The ansatz for 4-potential of the field is taken as

$$A_0 = \frac{2\varphi(r)}{ir^2}(\lambda^2 x - \lambda^5 y + \lambda^7 z) + \frac{1}{2}\lambda^a(\lambda_{ij}^a + \lambda_{ji}^a)\frac{x^i x^j}{r^2}\omega(r), \quad (1)$$

$$A_i^a = (\lambda_{ij}^a - \lambda_{ji}^a)\frac{x^j}{ir^2}(f(r) - 1) + \lambda_{jk}^a(\varepsilon_{ij} x^k + \varepsilon_{ilk} x^j)\frac{x^l}{r^3}v(r), \quad (2)$$

where A_i^a are space components (a is a "colour" index), A_0 are time components of the 4-potential; λ are Gell-Mann matrices and $f(r)$, $v(r)$, $\omega(r)$ and $\varphi(r)$ are functions, the equations for which are derived from substituting ansatz into Yang-Mills equations:

$$r^2 f'' = f^3 - f + 7fv^2 - 2v\omega\varphi + f(\omega^2 + \varphi^2),$$

$$r^2 v'' = v^3 - v + 7vf^2 - 2\varphi f\omega + v(\omega^2 + \varphi^2),$$

$$r^2 \omega'' = 6\omega(f^2 + v^2) - 12fv\varphi,$$

$$r^2 \varphi'' = 2\varphi(f^2 + v^2) - 4fv\omega.$$

Bogomol'nyi equations

Bogomol'nyi equations have the following form

$$\begin{aligned} F_{ij}^a &= \varepsilon_{ijk} (D^k \Phi)^a, \\ F_{0j}^a &= 0 \end{aligned} \quad (3)$$

where gauge and scalar fields have no time dependence. i, j, k are the "space" indices and ε is the Levi-Civita symbol. Equations (3) provide coupling of the gauge field with the scalar field and set

"electric" components of the gauge field to zero. Plugging our ansatz into (3) we obtain explicit form of Bogomol'nyi equations:

$$rf' = v\omega - f\phi$$

$$rv' = f\omega - v\phi,$$

$$r\omega' = \omega + 6vf$$

$$r\phi' = \phi + 1 - f^2 - v^2$$

Then, in order to simplify solving the equations, we introduce new functions

$$f + v = \alpha$$

$$f - v = \beta$$

Which will reduce Bogomol'nyi equations to two differential equations for α and β . The next step is numerical solution of these equations, which is currently being carried out.

As soon as we obtain solutions for α and β , which lead us to explicit form of the potential and the field tensor, we will be able to study the properties of the SU(3) magnetic monopole.

References

1. V. Dzhunushaliev, D. "Singleton. Confining solutions of SU(3) Yang-Mills theory".
2. G. 'tHooft. "Magnetic monopoles in unified gauge theories". Nuclear Physics B 79 (2): 276284.
3. G. Sardanashvily. "Advanced Methods in Field Theory, Vol.1 Geometry and Classical Fields".
4. Yakov M. Shnir, "Magnetic Monopoles". Springer-Verlag, Berlin.

О ПАРАДОКСАХ В ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКЕ

К. Бактыбаев

НИИЭТФ, Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан

Проблема возникновения физических парадоксов (противоречий) тесно связана с вопросом о роли математических методов в физике. Любое развитие физической теории как системы взглядов и представлений об окружающем реальном мире в той или иной степени связано с использованием математического аппарата. Последовательно используя математические методы, мы никогда не застрахована от появления противоречий (парадоксов), несвязанных с какими бы то ни было непоследовательностями в рассуждениях или расчетах в рамках выбранной физической модели. Таким образом принципиально невозможно построить, физическую теорию, использующую математический аппарат, в которой можно было бы в принципиальном плане исключить появление парадоксов.

В практическом плане гораздо вероятнее ожидать появления парадоксов, связанных с внутренней противоречивостью используемой физической модели или с выходом за рамки ее применимости.

Поэтому правильной представляется точка зрения, согласно по которой парадокс является неизменным атрибутом любой конкретной физической теории и вопрос может стоять только о педагогической и методической целесообразности явного представления этого парадокса, или более общей модели, или выбора более адекватных методов рассмотрения.

Математическая модель физического явления не является и не может являться идентичной самому явлению. Всякое математическое описание явлений означает его логическую идеализацию, не говоря уже о том, что описания происходят с определенной степенью точности в результате отбрасывания ряда факторов, которые несмотря на кажущуюся «незначительность» и малость могут в определенном смысле повлиять на конечный результат.

Развитие физики сопровождалось достаточным количеством парадоксов, начиная количеством парадоксов, начиная от самых от самых простых, кончая рядом принципиальных парадоксов, вошедших в историю науки.

Мы здесь остановимся лишь на одном из парадоксов в квантовая статической физике – парадоксе Гиббса.

В наиболее простой интерпретации парадокс Гиббса возникает при не учете квантовой неразличимости тождественных частиц.

Выражение для плотности вероятности классической системы N одинаковых частиц описываемой каноническим ансамблем, записывается в виде

$$\omega(x) = e^{-\frac{F(T,V) - H(X,V)}{kT}} \quad (1)$$

F - свободная энергия, H - гамильтониан X - всевозможные динамические переменные, в частности импульс.

Статистический интеграл идеального газа, вычисляемый с помощью соотношения (1), при учете квантовой неразличимости частиц имеет вид:

$$\theta_N \frac{V^N}{(2\pi\hbar)^{3N} \cdot N!} (2\pi mkT)^{\frac{3N}{2}} Q_N \quad (2)$$

Свободная энергия записывается в виде:

$$F = -kT \ln Q_N = -kTN \left(\ln \frac{V}{N} + \frac{3}{2} \ln T + c \right) \quad (3)$$

Энтропия определяется:

$$S = -\left(\frac{\partial F}{\partial T}\right) = kN \left\{ \ln \frac{V}{N} + \frac{3}{2} \ln T + c \right\} + \frac{3}{2} kN = -\frac{F}{T} + \frac{3}{2} kN \quad (4)$$

Видно, что выражения (3) и (4) удовлетворяют условию аддитивности термодинамических функций F и S при смешивании одинаковых физических систем.

В то же время в выражений (1) отсутствует множитель $\frac{1}{N!}$, тогда отсутствует аддитивность этого выражения.

Это обстоятельство называется парадоксом Гиббса. Этот парадокс исключить в феноменологической термодинамике нельзя. Но если мы перейдем к микроскопической теории статистической физики его можно легко устранить. Из формулы (4) следует, что при соединении двух одинаковых газов в одинаковых условиях энтропия растет 2 раза, даже когда не происходит, при смешивании, никакого физического процесса между тем энтропия в таком случае не должно расти. А такой парадокс устраняется в квантовой статистике из-за учета квантовой неразличимости частиц системы.

Литература

1. Самойлович А.Т. Статистическая физика. М. 1955.
2. Кондратьев А.С., Прияткин Н.А. Современные технологии обучения физике. С. Петербург. 2006.

KALUZA - KLEIN WORMHOLES WITH COMPACTIFIED 5TH DIMENSION

V. Dzhunushaliev and V. Folomeev

IETP, Al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan

Topologically trivial/nontrivial worm hole solutions in 5D Kaluza – Klein gravity with massless scalar field are obtained. For the topologically non-trivial worm hole S^3 part of the space time metric is the Hopf bundle with the fibre S^1 . The corresponding part of the topologically trivial solution is $S^2 \times S^1$.

In both cases 5th dimension spanned on the sphere S^1 is compactified in the sense that the length of S^1 asymptotically is an arbitrary constant. The constant can be chosen in the Planck scale. From 4D point of view the non-trivial worm hole contains a monopole magnetic field. In both cases asymptotic observer sees 4D worm hole with compactified 5th dimension.

EXTENDED ELECTRICALLY CHARGED SPIN ELEMENTARY PARTICLE

V. Dzhunushaliev¹, A. Makhmudov¹, K.G. Zloshchastiev²

¹IETP, Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan

²School of Chemistry and Physics, University of KwaZulu-Natal, Pietermaritzburg, South Africa

Our goal is to present a classical model of extended elementary particle which has charge and spin. To build the model we have solved the problem of a scalar field with logarithmic potential interacting with classical electromagnetic field and classical spinor field of Dirac.

$$\partial_\mu F^{\mu\nu} = j^\nu, \quad (1)$$

$$D_\mu D^\mu \psi + \frac{\partial V}{\partial \psi^*} = [D_\mu D^\mu + \beta^{-1} \ln(a^3 |\psi|^2)] \psi = 0, \quad (2)$$

$$\gamma^\mu (i\partial_\mu - \frac{e}{c\hbar} A_\mu) \psi - m\psi = 0 \quad (3)$$

where the current j^ν is defined as

$$j^\nu = ig[(D^\nu \psi)^* \psi - \psi^* (D^\nu \psi)] + e\bar{\psi}\gamma^\nu \psi \quad (4)$$

These equations was nondimensionalized, then solved numerically. The solution is given in the figure below.

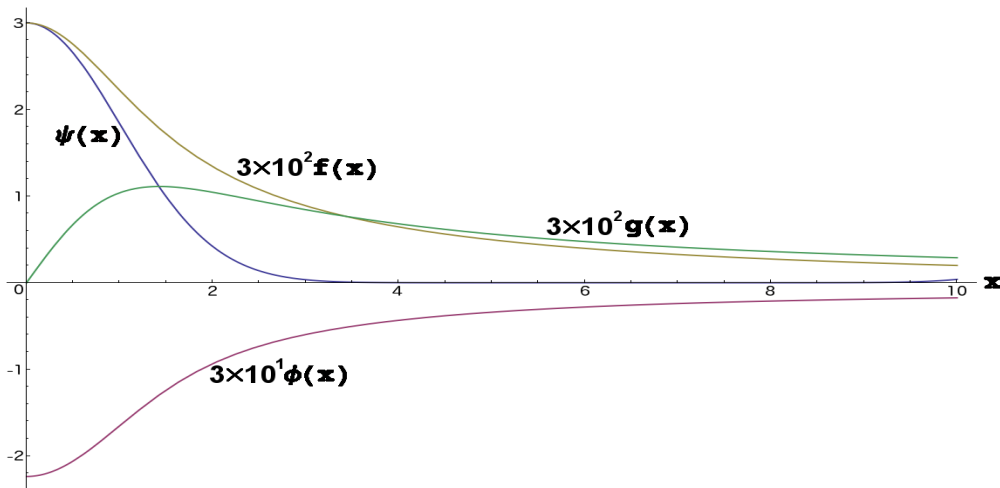


Figure 1. The solution obtained from equations (1-3) used in our model, where $f(x)$ and $g(x)$ are the components of spinor field, $\psi(x)$ is some scalar field and $\phi(x)$ is scalar potential.

Consequently, we have obtained some object that has charge and spin.

ОБНАРУЖЕНИЕ И ИЗУЧЕНИЕ КАЛОРИМЕТРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА ОТ КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В.В. Дьячков, Ю.А. Зарипова, А.Л. Шакиров, А.В. Юшков

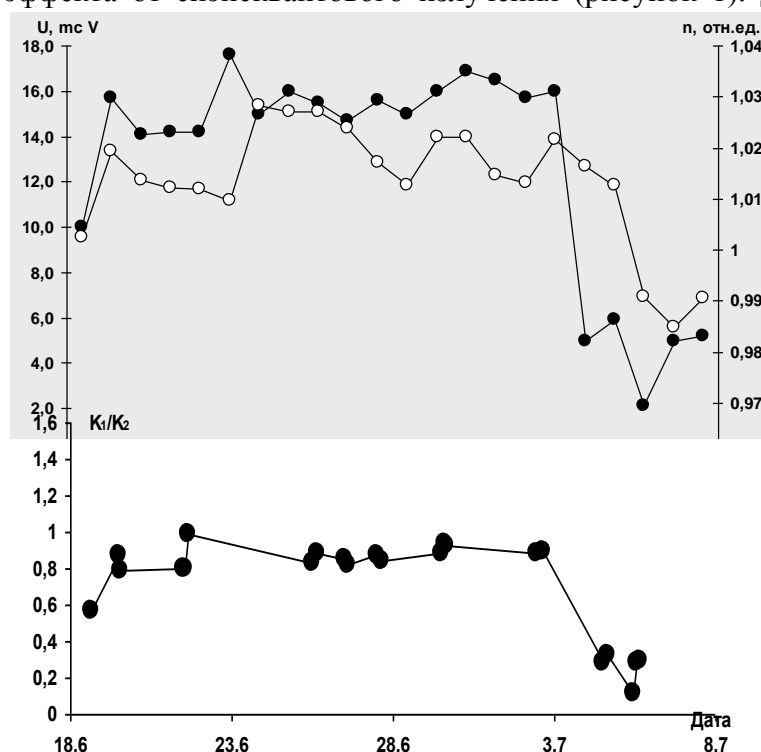
Научно-исследовательский институт экспериментальной и теоретической физики Казахского национального университета им аль-Фараби, г. Алматы, Казахстан

С целью поиска новых экологически чистых и возобновляемых источников энергии, был измерен калориметрический эффект космического излучения (КИ). Под прямым калориметрическим эффектом в данной работе понимается нагрев рабочего термоизолированного тела от кинетической энергии, оставляемой в нем космическими частицами.

Для тестирования работоспособности установки в целом и ее абсолютной калибровки в данной работе, в первую очередь, определялся калориметрический эффект от моделирующих калибровочных альфа-источников, а также от реальных потоков космического излучения. На рисунке 1 даны результаты pop-stop эксперимента за время с 17 июня 2012 года до 6 июля 2012 года (темные кружки), а также результаты нейтронного мониторинга в тот же период времени (светлые кружки) [1].

Спроектирован и изготовлен ряд лабораторных макетов космической энергетической ячейки с объемами от 1 до 1000 литров и проведены измерения калориметрического эффекта в них. В качестве тепловых реперных элементов использовались воздух, вода и жидкий азот. В качестве рабочих тел – воздух, вода и раствор NaCl.

В результате выполненных экспериментов на указанных выше моделях будущей «спэйсквантовой энергетической ячейки» показано существование калориметрического эффекта от спэйсквантового излучения (рисунки 1). Для тестирования работоспособности



установки в целом и ее абсолютной калибровки в данной работе, в первую очередь, определялся калориметрический эффект от моделирующих калибровочных альфа-источников, а затем - от реальных потоков космического излучения.

Рисунок 1 –Экспериментальные данные по калориметрическому эффекту, измеренные в режиме pop-stop за период 17/06/12-7/07/12. Черные кружки (K₁) – калориметрический эффект; светлые кружки (K₂) - данные нейтронного мониторинга за этот же период

Из рисунка 1 видно, что обнаружена корреляция между величиной калориметрического эффекта и плотностью потока космических нейтронов, что однозначно доказывает спэйсквантовое происхождение измеренного калориметрического эффекта. Коэффициент корреляции кривых K_1 и K_2 оказался равным 0,736.

Во второй серии экспериментов, был обнаружен обратный калориметрический эффект (охлаждение рабочего тела с помощью КЛ) на макете спэйсквантового энергогенератора с рабочим объемом 16 литров. В данном эксперименте в рабочий сосуд наливался раствор NaCl, во втором реперном сосуде находился воздух. Измерялась температура 2-х сосудов, а также комнатная температура. В серии экспериментов, выполненных в период с 02/04/13 по 29/08/13 (рисунок 2), было обнаружено новое явление – обратный калориметрический эффект; где T – это температура рабочего сосуда с NaCl, а $T_{\text{опор}}$ – температура воздуха опорного сосуда. Его интерпретация связана с тем, что в растворах под действием ионизирующего излучения протекают реакции диссоциации как экзотермического, так и эндотермического характера. В данном растворе диссоциация молекул NaCl на ионы натрия и хлора носят эндотермический характер [2].

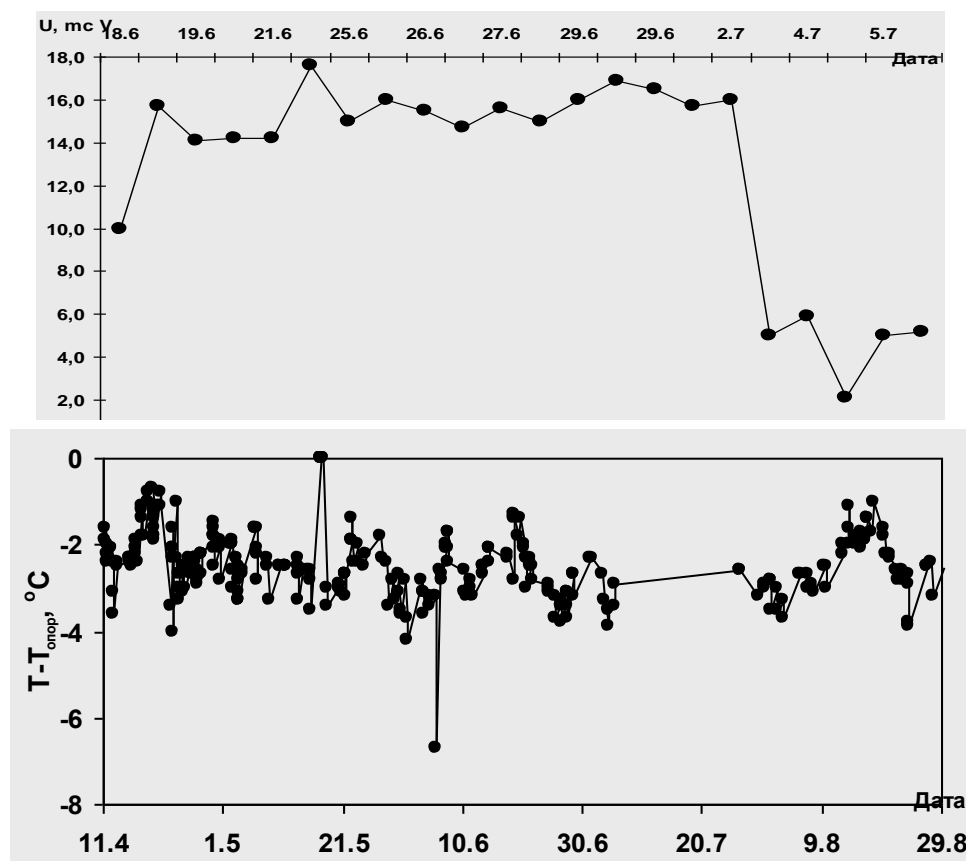


Рисунок 2 – Обратный калориметрический эффект на 16 литровой модели

Таким образом, обнаруженный калориметрический эффект, по-видимому, позволит построение практически важных нагревательных и холодильных установок.

Литература

1. Neutron Monitor Database: <http://www.nmdb.eu/?q=node/19>
2. Глинка Н.Л. Общая Химия / Под ред. Ермакова А.И. – М.: «Интеграл–Пресс». – 2009. – 728 с.

НЕЙТРОНДЫҚ ЖҰЛДЫЗДАРДЫҢ МАГНИТ ӨРІСІН СИПАТТАУ

Қ. Бошқаев, М. Абуғалип, А. Таукенова, А. Күнсафина, Д. Мустафин

ЭТФҒЗИ, Әл-Фараби ат. Қазақ ұлттық университеті, Алматы

Бұл жұмыста біз нейтрондық жұлдыздардың магнит өрісінің қалай пайда болуын қарапайым модельдермен түсіндіреміз. Ол үшін толық электр заряды нольге тең, бірақ нейтрондық жұлдыз ішінде зарядтың таралуы нольден өзгеше болатын айналып тұрған жүйе үшін магнит өрісін анықтаймыз. Нәтижесінде біз [1] жұмыста көрсетілген нейтрондық жұлдыз моделі үшін есептелген электр және магнит өрістерінің пайда болуын көрсетеміз.

Нейтрондық жұлдыздар массасы $2-8M_{\odot}$ кәдімгі жұлдыздардың гравитациялық коллапсы (сығылуы) нәтижесінде эволюцияның белгілі бір сатысында пайда болады [2]. Сол себептен, нейтрондық жұлдыздардың массасы теориялық тұрғыдан алғанда $\sim 0.1-3.2M_{\odot}$, радиусы $\sim 10-15$ км, ал орташа тығыздығы $\sim 2,8 \cdot 10^{17}$ кг/м³, атом ядросының тығыздығынан артық [3]. Магнит өрісі $\sim 10^{11}-10^{12}$ Г [4, 5]. Шын мәнісінде нейтрондық жұлдыздың магнит өрісінің пайда болу механизмі толық зерттелмеген. Өткені оның толық электр заряды нольге тең, ал электродинамикадан заряды нольге тең дене электр өрісін де, магнит өрісінің де тудырмайды [6, 7]. Ал динамо-эффектпен магнит өрісін түсіндіру үшін кем дегенде жұлдыздың ішінде зарядтың таралуы нольден өзгеше болуы керек.

Әдетте нейтрондық жұлдыздардың магнит өрісі нейтрондық жұлдызға айналмай (сығылмай) тұрған бас тізбектегі жұлдыздан қалған өріс ретінде қабылданады. Бас тізбектегі жұлдыз гравитациялық сығылғанда, магнит ағыны тұрақты болып қалады деп есептеледі. Алайда осы ағынның сақталу механизмі де толық зерттелмеген [8]. Сол себептен біз [9, 10] жұмыста ұсынылған нейтрондық жұлдыздың электродинамикасын түсіндіретін модельге ұқсас келетін сфералық конденсатор мен концентрлі тұтас сфераны қарастырып, [11] жұмыста келтірілген әдісті пайдаланып, магнит өрісінің пайда болуын және оның мәнін есептедік.

Әдебиет

1. K. Boshkayev, M. Rotondo, R. Ruffini, Int. J. Mod. Phys. CS, 12 (2012) 58-67.
2. Зельдович Я.Б., Новиков И.Д. Теория тяготения и эволюция звезд. М.: Наука, 1971.
3. Шапиро С. Л., Тьюколски С. А. Черные дыры, белые карлики и нейтронные звезды: Ч. 1. Пер. с англ. — М.: Мир, 1985, 256 с.
4. C. Thompson and R. Duncan, ApJ 408 (1993) 194.
5. L. Woltjer, ApJ. 140 (1964) 1309.
6. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. том 2: Теория Поля. Электродинамика. М.: Наука, 1988.
7. Джексон Дж. Классическая электродинамика. М.: Мир, 1965.
8. V.L. Ginzburg, Dokl. Akad. Nauk SSSR 156, (1964) 4346.
9. R. Ruffini, M. Rotondo and S.-S. Xue, Int. J. Mod. Phys. D 16 (2007) 1.
10. V. Popov, M. Rotondo, R. Ruffini, S. S. Xue. arxiv: 0903.3727v1.
11. J.S. Marsh, Am. J. Phys. 50 (1) (1982) 51.

ДИНАМИЧЕСКИ ДЕТЕРМИНИРОВАННАЯ ХАОТИЧНОСТЬ В СИЛЬНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

А.Т. Темиралиев¹, А.К. Данлыбаева²

¹Физико-технический институт, Алматы, Казахстан

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

КХД, основанная на неабелевой локально-калибровочной теории поля, в отличие от КЭД является существенно нелинейной теорией взаимодействия кварков и глюонов – объектов, не наблюдающихся в свободном состоянии, но входящих в состав адронов. Основные нерешённые проблемы КХД связаны именно с эффектами нелинейности, для которых нет адекватного математического метода решения уравнений. Известные линейные по кварк-глюонной плотности уравнения эволюции Докшицера-Грибова-Липатова-Алтаре́ли-Паризи[1], полученные в рамках теории возмущений КХД и описывающие нарушение бьеркеновского скейлинга как результат излучения глюонов, не содержат нелинейных эффектов кварк-глюонных слияний. Для применения КХД к кварк-глюонной эволюции в зависимости от жесткости процесса взаимодействия необходимы методы выходящие за рамки теории возмущений (струнные, решёточные модели, 1/N-разложения, БФКЛ подход и т.д.) [2-5]. Для кварк-глюонного потока мы используем экспериментальные данные по структурным функциям адронов, считая, что изменение вероятности обнаружить кварк или глюон с определённой долей импульса адрона определяется импульсным распределением всех кварков и глюонов. Для решения уравнения применяем подход из теории нелинейных систем – метод отображений. Численное решение уравнений $x_{n+1} = R(1.8x_n(1-x_n)^{2.5} + 3.6x_n(1-x_n)^{1.5} + 0.1(1-x_n)^6)$ показывает присутствие в фазовых траекториях кварк-глюонного каскада динамически детерминированной хаотичности [6-8]. При малых значениях параметра эволюции, зависящего от энергии, всякие флуктуации затухают. Начиная с некоторого значения параметра возникают кварк-глюонные устойчивые состояния соответствующие новым мезонам или резонансам. При больших энергиях адронных взаимодействий происходит последовательная бифуркация (удвоение) траекторий - увеличение множественности адронов. При достаточно больших энергиях образуется хаотическое состояние кварков и глюонов, по-видимому, соответствующее кварк-глюонной плазме, но в котором присутствуют и адрон-подобные структуры. В пучках фазовых траекторий наблюдаются фрактальные структуры. Притягивающие аттракторные множества представляет собой некий механизм кварк-глюонных объединений в устойчивые структуры.

Литература

1. V.N. Gribov, L.N Lipatov // Sov. J. Nucl. Phys. 15 (1972) 438; Y.L. Dokshitzer // Sov. Phys. JETP. 46 (1977) 641; G.Altarelli, G.Parisi // Nucl. Phys. B126 (1977) 298.
2. A.V. Batunin Fractal analysis and universality in hadron physics//Phys.Usp.,1995,V.38, p.609–622.
3. E. Goldfain Chaos in Quantum Chromodynamics and the Hadron Spectrum// International Journal of Bifurcation and Chaos - IJBC , vol. 18, no. 3, pp. 891-896, 2008 (www.ejtp.biz)
4. А.Т.Темиралиев Мягкие глюоны и ЕМС-эффект // Ядерная Физика, 1991, т.54, вып.1[7].
5. И.М. Дремин, А.В. Леонидов «Кварк-глюонная среда» УФН, 2010, т.180, в 11, с.1167–1196
6. А.Т. Temiraliyev Chaotic dynamics in quark-gluon cascade// <http://arxiv.org/abs/1106.4624> (2011)
7. А.Т. Temiraliyev, А.К. Данлыбаева “Nonlinearity in quark-gluon evolution” Сборник трудов международной конференции «Актуальные проблемы современной физики», КазНУ им. Аль-Фараби, 2012.
8. А.Т. Темиралиев, А.К. Данлыбаева Динамическая нелинейность в кварк-глюонном каскаде // Вестник НЯЦ РК, в.4, 2012.

MULTIPLE DATA ANALYSIS TOOLS IN QUANTUM COMPUTATIONS AND INTERDISCIPLINARY RESEARCH

A.S. Kussainov¹, S.G. Kussainov², N.Y. Pya³

¹*al-Farabi KazNU, Almaty, Republic of Kazakhstan*

²*K.I. Satpaev KazNTU, Almaty, Republic of Kazakhstan*

³*University of Bath, Bath, United Kingdom*

Contemporary science and education are overwhelmed by a seemingly different but ultimately equivalent software and hardware data analysis tools. It is typical for the interdisciplinary research and complex multi- institutional collaboration programs to look for the common ground in these matters. The ultimate goal is the clarity of conclusions and the positive feedback for the sake of further advancements. This situation is particularly notable in contemporary theoretical and nuclear physics. Here we have higher than average educational level, dexterity and familiarity with the different software supplemented by the ability to write your own custom made programs.

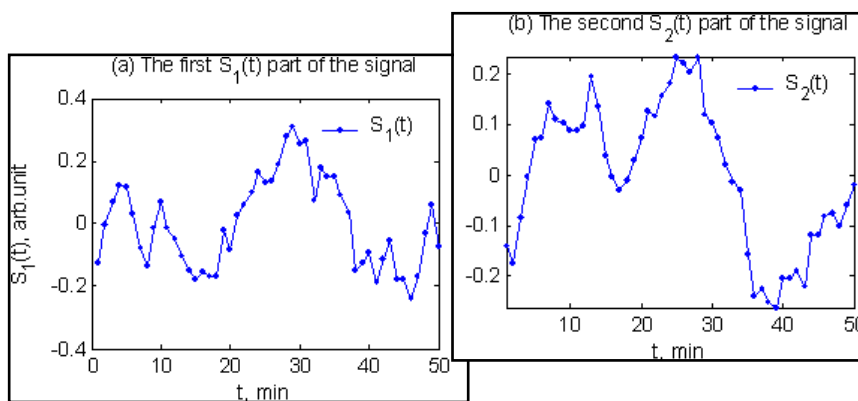


Fig.1 (a) and (b) the first $S_1(t)$ and the second $S_2(t)$ part of the neutron monitor original signal (Matlab package).

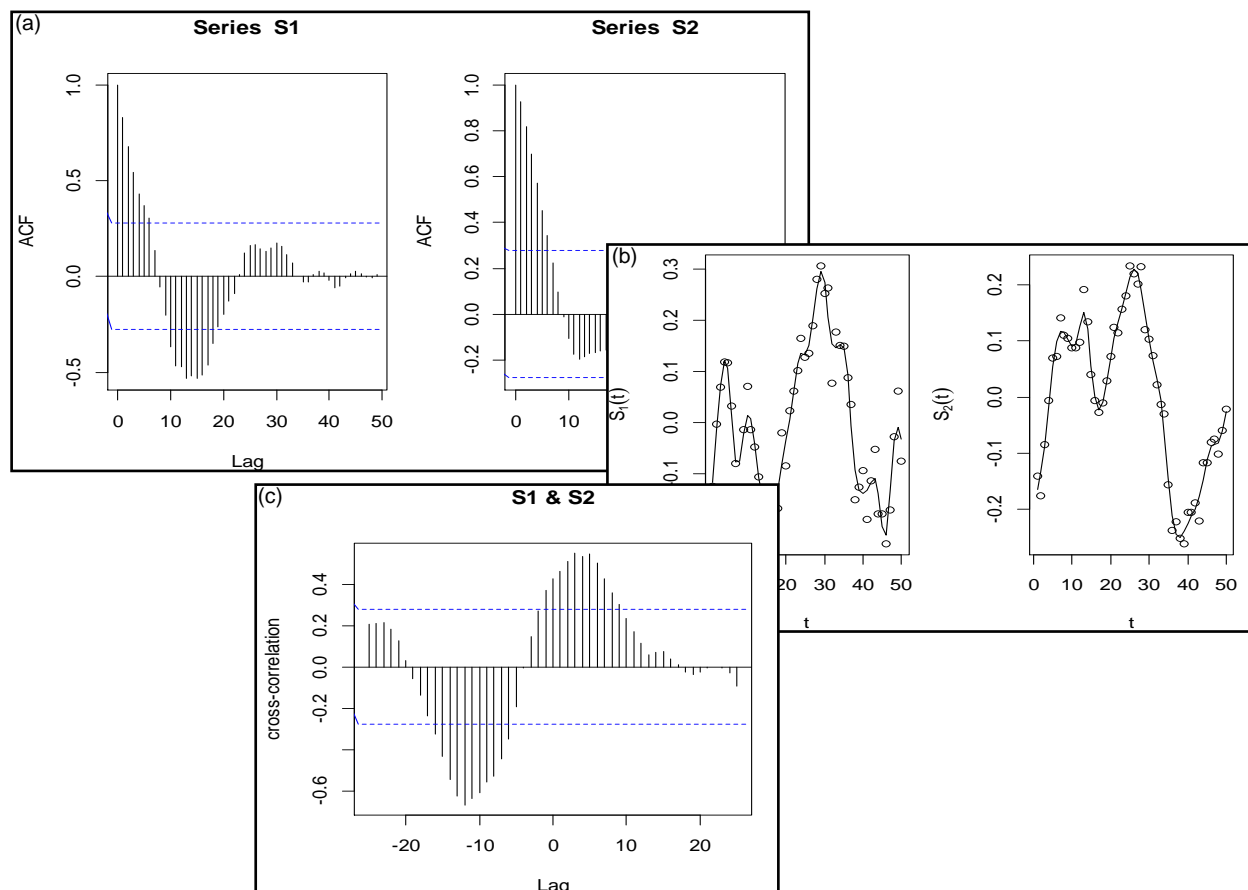


Fig.2. (a) correlation, (b) signals' approximation and (c) cross-correlation (R statistical computing package).

We are presenting a few aspects of neutron data monitor analysis which have been invoked in connection with the quantum information and quantum research project development of ours [1]. Original data samples in their simplest form, see Figure 1(a)-(b), have been treated by R statistics

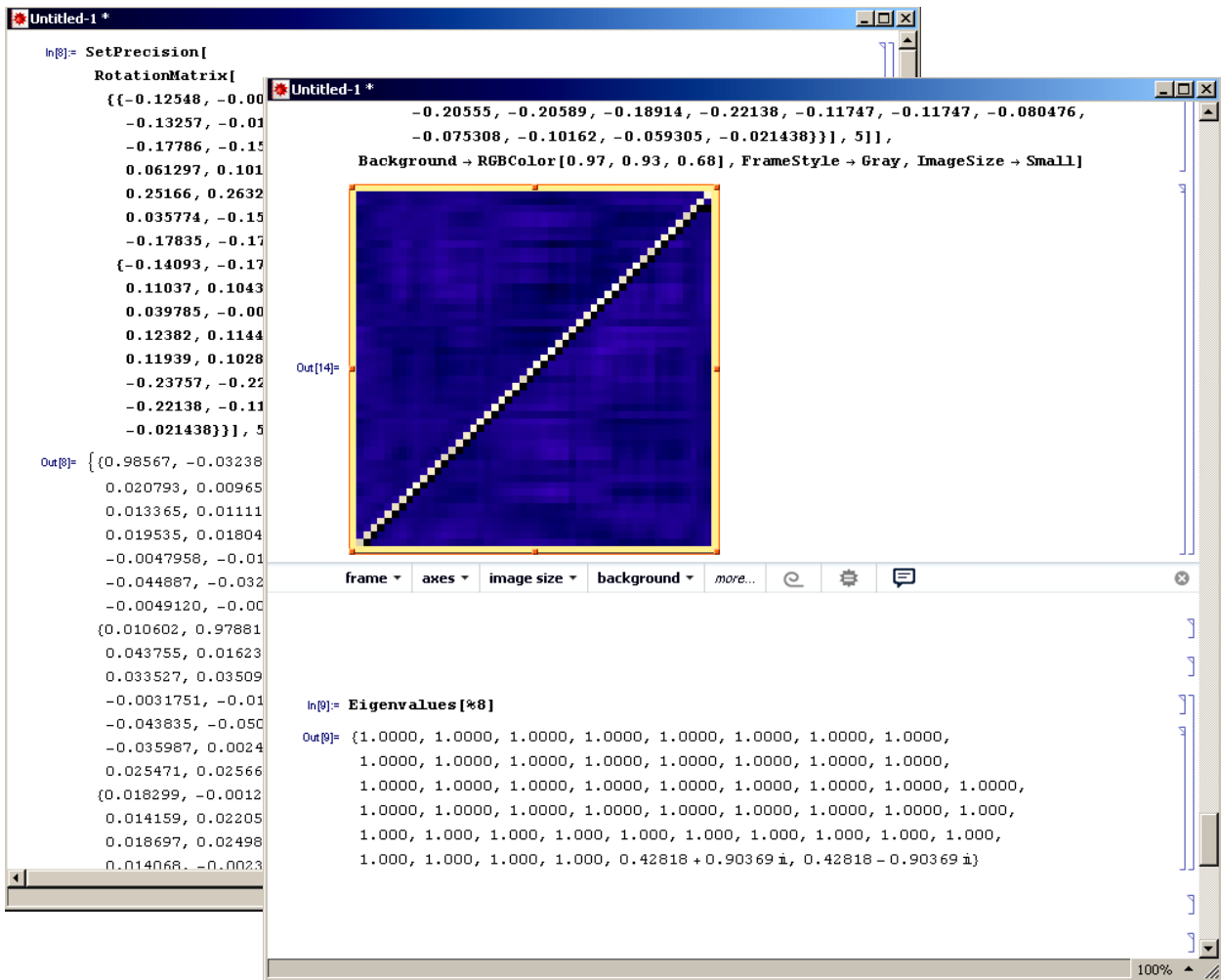


Fig.3. Unitary transformation matrix, its two dimensional plot and eigenvalues (Mathematica package).

package [2] producing some essential statistical data, see Figure 2 (a-c). Later, a few tasks which were addressed from the first principles of quantum mechanics in Matlab package [3] had found an easier solution in Mathematica package [4]. These are the unitary rotation matrix calculation, its visualization and its basic eigenvalues analysis, see Figure 3.

References

1. A.S. Kussainov, S.G. Kussainov, N.Y. Pya. The neutron monitor time series data communication with the quantum algorithms. *Izvestiya NAN RK (physics and mathematics)*. 2013, Vol.4, pp 13-17.
2. R Core Team (2013). R: A language and environment for statistical computing. R Foundation for Statistical Computing, Vienna, Austria. ISBN 3-900051-07-0, URL <http://www.R-project.org/>.
3. MATLAB 6.5.0.180913a (R13), The MathWorks, Inc., Natick, Massachusetts, United States.
4. Wolfram Research, Inc., Mathematica, Version 9.0, Champaign, IL (2012).

DESCRIPTION OF MAGNETARS AS WHITE DWARFS

K. Boshkayev, Sh. Suleymanova, G. Zhumakhanova

IETP, Al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan

Magnetars are believed to be slowly rotating neutron stars with a surface dipole magnetic field (as inferred from the spin-down rate \dot{P}) in excess of the electron critical magnetic field ($B \sim 4.4 \times 10^{13}$ G) [1]. The recent discovery of fully-qualified magnetars, SGR 0418+5729 and Swift J1822.3–1606, with dipole magnetic field well in the range of ordinary radio pulsars posed a challenge to the standard picture, showing that a very strong field is not necessary for the onset of magnetar activity [2, 3]. Here we review and discuss the main physical properties of magnetars in the context of the mainstream magnetar model and its main alternatives [4].

In the literature magnetars are usually described within a neutron star model i.e. the mass, radius and moment of inertia of a source are assumed to be $M=1.4M_{\odot}$, $R=10\text{km}$ and $I \approx 10^{45}\text{g cm}^2$, only the period P and spin-down rate \dot{P} are inferred from observations. Moreover there are at least three requirements to be fulfilled: comparatively long spin period ($P \sim 2\text{--}12\text{ s}$); large spin-down rate ($\dot{P} \sim 10^{-12}\text{ s s}^{-1}$); relatively high and variable persistent X-ray luminosity ($L_X \sim 10^{32}\text{--}10^{36}\text{ erg s}^{-1}$) with respect to the rotational energy loss [1, 2]. All these requirements are necessary and sufficient conditions for neutron stars to be magnetars.

There, however, exist models describing the physical properties of magnetars without involving neutron stars at all. Massive ($\sim 1.3\text{--}1.4 M_{\odot}$) white dwarfs endowed with high (on white-dwarfs standards) magnetic fields were suggested as possible powerhouses [4]. The basic idea is that, being a white dwarf ≈ 1000 times bigger than a neutron star, at comparable mass, its moment of inertia is $\approx 10^6$ times larger [5, 6]. This implies that rotational energy losses can be large enough to explain the observed X-ray luminosity in Soft Gamma Repeaters/Anomalous X-Ray Pulsars (SGRs/AXPs) ($\approx 10^{32}\text{--}10^{36}\text{ erg s}^{-1}$) even for quite low values of the period derivative. In addition, the dipolar magnetic field derived from spin-down rate is much lower in a white dwarf than in a neutron star with the same P and \dot{P} . The inferred values of the magnetic field $B \sim 10^8\text{--}10^9\text{ G}$ are somehow high, but still consistent with those observed in white dwarfs [4]. In this scenario all the SGRs/AXPs activity (bursts, out-bursts, giant flares) is powered by the relief of mechanical stresses, driven by gravity overcoming centrifugal forces as the white dwarf spins down.

In this work we compare and contrast neutron star and white dwarf models for magnetars. Our aim is to perform similar analyses shown by Malheiro et al [4] and Boshkayev et al [7] and find both pros and cons of these models.

References

1. S. Mereghetti, *A&A Rev.*, 15, 225 (2008).
2. N. Rea, P. Esposito, R. Turolla, et al. 2010, *Science*, 330, 944 (2010).
3. R. Turolla, S. Zane, J. A. Pons, P. Esposito and N. Rea, *ApJ* 740, 105 (2011).
4. M. Malheiro, J. A. Rueda and R. Ruffini, *PASJ* 64, 56 (2012).
5. M. Morini, N. R. Robba, A. Smith, & M. van der Klis, *ApJ*, 333, 777 (1988).
6. B. Paczynski, *ApJL*, 365, L9 (1990).
7. K. Boshkayev, J. A. Rueda, R. Ruffini and I. Siutsou, *ApJ* 762, 117 (2013).

НЬЮТОННЫҢ ГРАВИТАЦИЯЛЫҚ ТЕОРИЯСЫНДА БАЯУ АЙНАЛАТЫН ЖҰЛДЫЗДАР (ХАРТЛ ФОРМАЛИЗМІ)

Қ. Бошқаев, Ж. Қалымова, Ғ. Балгимбеков, М Арзимбетова

ЭТФФЗИ, Әл-Фараби ат. Қазақ ұлттық университеті, Алматы, Қазақстан

Физикада айналмалы қозғалыс кез келген жүйе үшін әр түрлі өзгерістер енгізеді. Ал жұлдыз сияқты және ғаламшарлар сияқты аспан денелері үшін айналуның атқаратын ролі орасан зор. Айналу - аспан денелерінің тек қана пішінін өзгертіп қана қоймай, олардың ішінде болып жатқан құбылыстарға, кейбір физикалық реакцияларды үдетуге немесе тежеуге үлес қосатын, олардың сыртындағы гравитациялық өрістің өзгеруін, тіпті барлық жұлдыздардың (алып жұлдыз, бас тізбектегі жұлдыз, ақ ергежейлі жұлдыз, нейтрондық жұлдыз және т.б.) өмір сүру ұзақтығын анықтайтын негізгі факторлардың бірі [1, 2, 3].

Қарапайым мысал ретінде ақ ергежейлі жұлдыздарды алайық. Айнамай тұрған ақ ергежейлі үшін массаның шектік мәні $1.44M_{\odot}$. Чандрасекар шегі деп аталады [4]. Осы шектік массаға сәйкес келетін орталық қысым мен тығыздықтың мәні жұлдыздың келешек эволюциясын анықтайды. Егер жұлдыз айналса, онда центрден тепкіш күш әсерінен оның ортасындағы қысым мен тығыздықтың мәні азаяды [5]. Ал бастапқы қысым мен тығыздықты қалпына келтіру үшін айналып тұрған жұлдыздың массасын арттыру қажет. Яғни орталық қысымы мен тығыздығы бірдей айнамай және айналып тұрған жұлдыздардың массалары әр түрлі. Әрине дәл осы мысал үшін айналып тұрған жұлдыздың массасы айнамай тұрғаннан артық болады. Бұл жерде біз тек бір мысалды келтірдік, шын мәнісінде осыған ұқсас мысалдар өте көп [6].

Бұл жұмыста біз баяу айналып тұрған жұлдыздардың орнықты конфигурациясын сипаттайтын теңдеулерді классикалық физика аясында Хартл формализмін пайдаланып, қорытып шығардық [7]. Жұлдыздар мен ғаламшарларды, аспан механикасы, астрономия және астрофизика есептері үшін, сұйық дене деп қарастырған ыңғайлы. Алынған теңдеулер кез келген сұйық дене үшін орындалады және бұрыштық жылдамдықтың шаршысына дейінгі дәлдікпен өрнектеледі, басқа ешқандай жуықтау жасалған жоқ.

Жұмыс нәтижесінде біз айналып тұрған жұлдыздың массасы мен радиусын, пішінін, сыртқы және ішкі гравитациялық өрісін, инерция моментін және квадруполь моментін орталық тығыздық пен айналу периодының (бұрыштық жылдамдықтың) функциясы ретінде анықтап, сәйкес теңдеулерді алдық. Ал өз кезегінде бұл параметрлердің бәрі жұлдыздың келешек даму сатысын - эволюциясын анықтайды.

Әдебиеттер

1. G. Meynet and A. Maeder. *Astron. Astrophys.* 361, 101–120 (2000).
2. G. Meynet and A. Maeder. *A&A* 404, 975–990 (2003).
3. S. Ekström, G. Meynet, C. Chiappini, R. Hirschi, A. Maeder. *A&A* 489, 685–698 (2008).
4. S. Chandrasekhar, *Ap.J.* 74 pp. 81–82 (1931).
5. S. Chandrasekhar, P. Roberts, *Ap.J.* 138. 809 (1963).
6. N. Stergioulas, *Living Reviews in Relativity*, Vol. 6, No. 3 (2003).
7. J. B. Hartle, *Ap.J.*, 147, 317 (1967).

ӘСЕРЛЕСКЕН БОЗОНДАР ҮЛГІСІНІҢ МАКРАСКОПИЯЛЫҚ НЕГІЗІ

А. Дәлелханқызы

Әл-Фараби ат. Қазақ ұлтықуниверситеті, Алматы, Қазақстан

Ядролардың жұптық күйін ӘБҮ негізінде феноменологиялық зерттеумен қатар тиімді нуклон-нуклондық әсерлесу мен бірбөлшекті энергиясы берілген қабықтық үлгіден феноменологиялық гамильтониан параметрлері алынатын микроскопиялық теорияны дамытуға да бірнеше кадамдар жасалды. Ядролардың топтық күйінің қабықтық-үлгілік сипаттамасы туралы болжамдар болған. Бірақ қабықтық үлгіні валентті нуклондары көп ядроларға қолдану көп қиыншылықтар алып келді. Негізінде қабықтық үлгінің толқындық функциялараның толық жиынтығы барлық топтық күйлердің түрін қамти алады. Бірақ негізгі мәселерді шешпесе, бұл әдістің де еш мағынасы болмас еді. Бұл бағыттағы ең жақсы әрі сәтті қолданысқа ие болған Эллиоттың SU(3)-үлгісі болды. Бұл әдіс бірінші рет ортаңғы өрістегі нуклондардың тәуелсіз қозғалыстары топтық ротациялық спектрді қалай жасайтынын көрсетті. бірақ бұл кейбір жеңіл ядроларда ғана жақсы нәтиже береді. Ал ауыр ядроларда спин-орбиталдық әсерлесу қарастырылмағандықтан қолданысқа ие бола алмайды. Топтық күйдің қабықтық сипаттамасын берудің тағы бір қадамы үлкен қабықты-үлгілік кеңістікті күрделі ядроларды бозондық кеңістікте көрсету үшін кесу болып табылады. Кесілген қабықтық үлгілік гамильтонианнан бозондық көрініс алу үрдісінде қабықтық кеңістіктегі кейбір матрицалық элементтер бозондық көріністегі сәйкес матрицалық элементтермен теңестіріледі. Мысалы кейбір жұмыстарда Дайсонның бозондық көрінісі кесілген қабықтық гамильтонианды сәйкес бозондық операторда кескіндеуге қолданылады. Алайда бұндай бағдарламалардың біраз кемшіліктері бар. Олардың ең негізгісі-анықталған бозондық операторда кескіндеуіміз қажет болған топтық фермиондық жұп құрылымын алдын ала білу керек. Фермиондар жұбын барлық мүмкін болатын бозондарға айналдыру керек. Сонымен қатар операторлардың бұндай кескіндемесінде бозондық операторлар бойынша жоғарғы қатардағы қозу мүшелерін елемеге тура келеді. Біз біраз кемшіліктерді, әсіресе соңғысын жойып, мәселені басқа жолмен шешуге тырысамыз. Ол жол квазиспин формализміне және ядро қозуының квадрупольдық және жұптасу модаларының динамикалық байланысына негізделген. Бұл үлгіде топтық квадрупольдық қозу нуклондар санын толық сақтайтын көріністе құралады және төмен жатқан топтақ қозулар $I=0,2$ нуклондық жұптық операторлар көмегімен жақсы сипатталады деп болжам жасалады. Үлгі «кванттық» Боголюбов түрленуі мен көпфонондық күй сипаттамасы үлгісіне негізделген. Негізінен әдісті жалғыз j -қабықпен шектеу қажеттілігі болмаса да, біз елестету үшін дәл осы жағдайды пайдаланамыз. Бірақ нәтижені автоматты түрде азғындалған және азғындалмаған бірнеше j -қабықтарға таратуға болады.

Әуелі, нуклонды жұп операторларды анықтаймыз:

$$\begin{aligned} A_{JM}^+ &= \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{m_1 m_2} (j m_1 j m_2 | J M) c_{j m_1}^+ c_{j m_2}^+ \\ U_{JM}^+ &= - \sum_{m_1 m_2} (j m_1 j m_2 | J M) c_{j m_1}^+ \tilde{c}_{j - m_2} \end{aligned} \quad (1)$$

U_{JM}^+ операторы $J=0,1,2$ болғанда қарапайым физикалық мағынаға ие болады. Мысалы,

$$\tilde{Q}_M = \frac{1}{\sqrt{5}} \langle j || r^2 Y_2 || j \rangle U_{2M}^+ = q U_{2M}^+ \quad (2)$$

Нуклондық жүйенің гамильтонианы ретінде келесі операторды алу керек:

$$H = H_0 + H_S + H_{QQ} \quad (3)$$

$$H_0 = \varepsilon \sum_m c_{jm}^+ c_{jm} = \varepsilon \sqrt{2\Omega} U_{00}^+$$

$$H_S = -GS_+ S_- = -G\Omega A_{00}^+ A_{00}$$

$$H_{QQ} = -\frac{1}{2} \chi \sum_M \tilde{Q}_M^+ \tilde{Q}_M = -\frac{1}{2} \chi q^2 \sum_M U_{2M}^+ U_{2M}$$

Жүйеде $J=0$ байланысқан нуклондық жұптармен қатар $J=2$ байланысқан жұптар да жинақталған деп есептелінеді. Бұл $[U_{2M}^+, A_{00}^+] = \sqrt{\frac{2}{\Omega}} A_{2M}^+$ қатынастан күтіледі, яғни,

$$|n_1, n_2\rangle = (n_1! n_2!)^{-\frac{1}{2}} (A_{J=0}^+)^{n_1} (A_{J=2}^+)^{n_2} |0\rangle \quad (4)$$

Алайда бұл анық емес, өйткені квадрупольдық корреляция өскен сайын $J \geq 4$ мультипольдың маңызы артады. Сонымен қатар, топтық кеңістіктің құрылуында (4) негізгі роль атқарады. Негізгі болжам осы болатын. Алайда (4) сияқты функцияларды тікелей пайдалану ыңғайсыз. Өйткені олар Паули принципі үшін ортогональ емес. Сондықтан біз үлгілік кеңістікті жұптасу және квадрупольдық еркіндік дәрежелері дәл анықталатындай құрамыз. Бұны квазиспиндік формализм көмегімен жасауға болады.

Әдебиеттер

1. Arima A., Ohtsuka T., Iachello F., Talmi I. Collective nuclear states as symmetric couplings of proton and excitations. Phys. 1977, v. 66B, No. 3, p. 205-208.
2. Gambhir Y.A., King P., Schuk P. Microscopic determination of the interacting boson model parameters. Phys. Rev., 1982, v. C25, No. 5.
3. Dunelsky J., Pittel S., Sofia H.M. Boson mapping of one body operators in deformed nuclei. Nucl. Phys., 1986, v. A456, No.1.

МОДЕЛЬНЫЕ ПОТЕНЦИАЛЫ ДЛЯ ОПИСАНИЯ РЕЗОНАНСОВ В НЕЙТРОН-АЛЬФА И АЛЬФА-АЛЬФА РАССЕЯНИЯХ

Н.Ж. Такибаев

НИИЭТФ, Казахский национальный университет им. аль-Фараби

Дан метод определения параметров модельных потенциалов, которые удовлетворительно описывают резонансное поведение амплитуд рассеяния, в частности, резонансов в α -n и α - α системах. Обычно форма и параметры парных потенциалов нужны для решения более сложных задач, например, расчета амплитуд рассеяния с участием трех и большего числа частиц, или в случаях воздействия на резонансную пару внешних сил, и т.п. Особый интерес при этом вызывают задачи резонансного поведения уже самих сложных систем, когда такие резонансы могут усиливаться или, наоборот, подавляться. При этом зависимость от параметров парных потенциалов может быть радикальной.

На примере потенциалов сепарабельного вида дан простой метод определения параметров парных потенциалов. Метод применен для определения параметров потенциалов в α -n и α - α системах. Поскольку экспериментальные данные разных авторов обычно несколько различаются, то были рассчитаны соответствующие им наборы параметров парных потенциалов. Показано движение полюсов резонансных амплитуд рассеяния в комплексной плоскости энергий при изменении констант связи и других параметров потенциала.

Резонансы в системе " α +n". Нейтронные резонансы при низких энергиях (< 20 MeV) здесь возникают в P-волне. Такие P - волновые резонансы в "n + α " подсистеме можно описать в рамках потенциальной модели - сепарабельным потенциалом типа Ямагучи:

$V_{n\alpha} = N^2 \cdot \bar{v}(\vec{p}) \cdot \lambda_p \cdot v(\vec{p}')$, где λ_p - константа связи, а индекс P обозначает, что рассматривается P-волна. Важной особенностью сепарабельных потенциалов является то, что суммой таких потенциалов можно описать потенциалы достаточно сложных видов. Кроме того, такие потенциалы дают возможность проводить решения «до конца», т.е. до получения аналитических решений [1]. Для T-матрицы решение имеет также сепарабельную форму:

$$T_{n\alpha} = N_{n\alpha}^2 \cdot \bar{v}(\vec{p}) \cdot \eta_p(E) \cdot v(\vec{p}'), \quad \text{где} \quad \eta_p^{-1}(E) = \lambda_p^{-1} + I(E), \quad I(E) = - \int d\vec{p} \frac{v_p^2(p)}{E - E_s + i\gamma},$$

$N_{n\alpha}^2 = 8\pi / (2\mu\beta)$. Здесь $E_s = p^2 / 2\mu$, μ - приведенная масса в "n+ α " подсистеме, $E = p_0^2 / 2\mu$. Определяя форм-фактор потенциала в форме: $v_p(\vec{p}) = t / (t^2 + 1) \cdot Y_{LM}(\hat{p})$, где $t \equiv p / \beta$, β - есть обратный радиус действия сил, получим, что $I(E) = I_p(p_0) = (1 - 2it_0) / (1 - it_0)^2$, где $t_0 = p_0 / \beta$ и выбрана нормировка $I(E=0) = 1$.

Условие $\eta_p^{-1} = 0$ определяет положение полюса амплитуды рассеяния в комплексной плоскости волновых чисел. Вводя $t_0 = t_R + it_I$, получим уравнения для реальной и мнимой частей: $\lambda_p(1 + 2t_I) + (1 + t_I)^2 - t_R^2 = 0$; $\lambda_p t_R + t_R(1 + t_I) = 0$. Видно, что связанные состояния существует лишь при $\lambda_p < -1$. В случае же резонансных состояний, для которых $t_R \neq 0$, возникает равенство $\lambda_p = -(1 + t_I)$, и связь между реальной и мнимой частями: $t_R^2 = -t_I(1 + t_I)$. Т.е. квазистационарному состоянию, как и положено, отвечают два полюса, которые расположены симметрично относительно мнимой оси $t_R = \pm \sqrt{-t_I(1 + t_I)}$. Случай, когда $t_I \ll 1$ и $|t_I / t_R| \ll 1$, отвечает очень узкому резонансу.

Таким образом, описание резонансов в Р-волне легко осуществимо, даже в случае использования простых потенциалов. Для $(\alpha+n)$ -резонанса с энергией и шириной равными $E_R = 0.9 \text{ MeV}$; $\Gamma = 0.6 \text{ MeV}$ (см. [2]) следует: $t_R = \pm 0.16$, $t_I = -0.026$, $\lambda_p = -0.974$, и $k_R = 0.026 \text{ fm}^{-1}$ и $\beta_p = 0.423 \text{ fm}^{-1}$; а для $E_R = 0.7 \text{ MeV}$; $\Gamma = 0.68 \text{ MeV}$ (см. [3]), найдем: $t_R = \pm 0.19$, $t_I = -0.038$, $\lambda_p = -0.96$, и $k_R = 0.062 \text{ fm}^{-1}$ и $\beta_p = 0.324 \text{ fm}^{-1}$.

А для $(\alpha+n)$ -резонанса с энергией и шириной: $E_R = 4.6 \text{ MeV}$; $\Gamma = 4 \text{ MeV}$, следует: $t_R = \pm 0.2$, $t_I = -0.041$, $\lambda_p = -0.958$, $k_R = 0.193 \text{ fm}^{-1}$, $k_I = -0.004 \text{ fm}^{-1}$ и $\beta_{p_2} = 0.967 \text{ fm}^{-1}$.

Резонансы в системе " $\alpha + \alpha$ ". S - волна

Резонансы в системе двух альфа-частиц есть результат очень сложных взаимодействий нуклонов, включая кулоновские. Известно, что система двух альфа частиц является уникальной, поскольку, не имея связанного состояния, эта система при низких энергиях имеет долгоживущее, по ядерным масштабам, резонансное S – волновое состояние с энергией $E_{R,\alpha\alpha} \approx 91.6 \text{ keV}$ и шириной $\Gamma_{\alpha\alpha} \approx 6 \text{ eV}$ [4].

Будем считать, что влияние этого резонанса будет определяющим в области очень низких энергий. Определим параметры соответствующих модельных потенциалов сепарабельного типа, например, с форм-фактором вида: $v_{SA}(\vec{p}) = t/(t^2 + 1)^{3/2} \cdot Y_{00}(\hat{p})$, и с форм-фактором: $v_{SB}(\vec{p}) = t \cdot \exp(-\alpha t) \cdot Y_{00}(\hat{p})$, где $t = p/\beta_S$, константа связи λ_S и величины β_S и α будут нами определены путем их согласования с вышеприведенными параметрами $\alpha\alpha$ - резонанса, которые известны из данных экспериментов [3].

Форм-фактор первого типа дает: $I_S(p_0) = (1 - 3it_0)/(1 - it_0)^3$, где нормировочная константа $N_{\alpha\alpha}^2 = 32\pi/(2\mu_{\alpha\alpha}\beta_S)$ сохраняет условие $I(E=0) = 1$, $\mu_{\alpha\alpha}$ - приведенная масса двух α -частиц. Резонанс отвечает условию: $x^3 + 3\lambda_S x - 2\lambda_S = 0$, где $x = 1 - i \cdot t_0$.

Связывая параметры потенциала (II-1) со значениями энергии и ширины наблюдаемого низкоэнергетического $\alpha\alpha$ - резонанса, нетрудно получить численные значения константы связи λ_S и величины β_S : $\lambda_S = -1 + \alpha$, $\alpha = 1.13 \cdot 10^{-10}$, $t_R = \pm 6.14 \cdot 10^{-6}$, $\beta_S = 1.34 \cdot 10^3 \text{ fm}^{-1}$, $k_R = 8.236 \cdot 10^{-2} \text{ fm}^{-1}$ и $t_I = -5.02 \cdot 10^{-11}$.

Таким образом, разработан метод определения модельных потенциалов, описывающих резонансное поведение амплитуд рассеяния двух сложных частиц. Метод не требует введения дополнительных или свободных параметров.

1. Такибаев Н.Ж., Класс модельных задач квантовой механики трех тел, допускающих точные решения, Ядерная Физика, Т. 71, № 3, С. 484-492, 2008.
2. F. Ajzenberg-Selone, Energy levels of light nuclei, Nuclear Physics, A490, V1, 1988
3. S.F. Mughabghab, M. Divadeenam, N.E. Holden "Neutron Cross Sections", Academic Press, New York – London -Amsterdam 1981
4. J.P. Day, J.E. McEwen, et al. The α - α -fishbone potential revisited, California State University, USA, arXiv: 1105.6050v1 [nucl.-ph.], 30 May 2011

КВАЗИМОЛЕКУЛЯРНЫЕ СОСТОЯНИЯ (n- α - α) - СИСТЕМЫ

Н.Ж. Такибаев

НИИЭТФ, Казахский национальный университет им. аль-Фараби

При исследовании особенностей амплитуд в определенных каналах, в нашем случае, для амплитуды рассеяния легкой частицы на паре тяжелых частиц, удобно использовать представление эффективного потенциала. Выражение для эффективного потенциала можно получить из уравнений Фаддеева. При этом, выделяя главные особенности парных t -матриц, можно определить основное решение в аналитическом виде. Поправки к этому решению оказываются малыми и находятся по теории возмущений по параметру: m/M , где m – масса легкой, а M – масса тяжелой частицы.

В случае сепарабельных парных потенциалов, уравнения задачи трех тел для амплитуд диагональных переходов получаются в простой и компактной форме [1]:

$$\tilde{P}_{11'}(p_0, p_0) = F_{11'}(p_0, p_0) / D_{11'} ,$$

$$D_{11'} = 1 - \frac{1}{2} \beta_p^3 \cdot p_\beta \cdot F_{11'} \nu_p^2(p_\beta) \cdot \eta_1(q_0)$$

Решение такого уравнения может быть выражено в аналитическом виде, что дает возможность ясно увидеть движение особенностей – полюсов амплитуды. Здесь β_p параметр парного потенциала (обратный радиус действия сил), величина импульса легкой частицы p_0 , а \vec{q}_0 - относительный импульс пары тяжелых частиц.

Оказывается, что дополнительное взаимодействие между тяжелыми частицами, которое возникает вследствие многократного перерассеяния на них легкой частицы, ведет к усилению обычного парного взаимодействия. Например, значение $D_{11'} = 0$ означает наличие полюса у амплитуды, т.е. связанного состояния в трехчастичной системе. А малое значение $D_{11'}$ приводит к усилению величины амплитуды.

Проведены расчеты для системы, состоящей из двух альфа-частиц и одного нейтрона, и показано, что такая система имеет «квазимолекулярные» состояния, когда волновое число отвечающее паре тяжелых частиц становится мнимым: $q_0 = i\kappa_0$, а волновое число легкой частицы остается действительным. Это означает, что перерассеяние легкой частицы, имеющей импульс p_0 , создает дополнительное притяжение между тяжелыми частицами такое, которое достаточно, чтобы «связать» эту тяжелую пару. При этом пара тяжелых частиц и одна легкая вместе создают связанную систему, энергия которой будет отрицательной: $E_0 = p_0^2 / 2m + q_0^2 / M$. Отметим, что энергия системы $E_0 = E_0(p_0)$ имеет минимум по переменной p_0 .

1. Takibayev N.Zh., Phys. Atomic Nucl. 2008. V 71. P. 460.
2. Takibayev N.Zh., Few-Body Syst. 2011. V 50. P. 311.

ELASTIC SCATTERING OF ^4He ON ^{11}B AT ENERGIES 29, 40 AND 50.5 MeV**N. Burtabayev¹, Sh. Hamada², Y. Mukhamejanov³, M. Nassurlla³, A. Morzabayev⁴, S. Sakhiyev⁴, W.Trzaska⁵, A.Demyanova⁶, A. Ogloblin⁶**¹ *Institute of Nuclear Physics, Almaty, Kazakhstan*² *Faculty of Science, Tanta University, Tanta, Egypt*³ *Al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan*⁴ *Eurasia National University, Astana, Kazakhstan*⁵ *University of Jyväskylä, Jyväskylä, Finland*⁶ *NRC Kurchatov Institute, Moscow, Russia*

We have measured the angular distributions for the elastic scattering of ^4He from ^{11}B in the isochronous cyclotron U-150M INP (Almaty, Kazakhstan), which allows accelerating protons up to energy 30 MeV, deuterons up to energy 25 MeV, ^3He up to energy 60 MeV and α -particles up to energy 50 MeV. The experimental results were analyzed within the framework of the optical model (OM).

The ^4He ion beam was accelerated up to energies 29, 40 and 50.5 MeV and then directed to ^{11}B target of thickness $32.9 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Considerable distance from Faraday Cup the target (1000 mm) allows a 10–15 times to reduce the load on detecting apparatus due to the elastic scattering measurements at extremely small angles. The $(E-\Delta E)$ method was used in the registration and identification of reaction products. The method is based on simultaneous measurement of specific energy losses of charged particles in matter (dE/dx) and the total kinetic energy E . The method is based on the Bethe-Bloch theory, connecting the energy of charged particles emitted from its specific ionization in the matter:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{kMz^2}{E} \quad (1)$$

where k -constant weakly dependent on kind of particles, M and z - mass and charge of emitted particles. This relation shows that the simultaneous measurement of E and dE/dx , each type of particle has its hyperbole in the coordinate space $(E, \Delta E)$, which allow us to select the desired type of particle in the experiment. In the telescope detectors " $E-\Delta E$ ", ΔE - detector is a surface-barrier silicon detector- company ORTEC- thick active layer of 30 to 200 μm with thin inlet ($\sim 40 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ Au) and outlet ($\sim 40 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ Al) windows. The complete absorption E detector is used as a stop detector- company ORTEC high-purity silicon; thickness of 2 mm.

The data on elastic scattering were analyzed within the framework of the standard optical model of the nucleus, where the influence of inelastic channels is taken into account by introducing a phenomenological imaginary absorptive part in the interaction potential between the colliding nuclei. In this model the elastic scattering is described by a complex interaction potential with a radial dependence in the form of Woods-Saxon. Parameters of optical potential (OP) were selected to achieve the best agreement between theoretical and experimental angular distributions and are given in Table 1. Theoretical calculations were carried out using the program FRESKO.

The comparison between the experimental data and the theoretical calculations are given in Fig. 1. From the graphs below we can see that our calculations are in good agreement with the experiment. To exclude the influence of the parameters of the OP by other mechanisms involved in the formation of elastic scattering cross sections along with the "pure" potential mechanism, fitting the experimental data was carried out using experimental data in the forward hemisphere (set A). Additionally, in order to reproduce the experimental measurements in the full angular range (forward and backward hemispheres), we used potential (set B). As can be seen from the figures, set

A describes elastic scattering differential cross section only at the forward hemisphere, where the dominant contribution of net potential mechanism. At the same time, using the potential set B can reproduce the experimental angular distribution in the full angular range at energies 29, 40 and 50.5 MeV.

We should mention that at energy 29 MeV, it is more efficient represent the absorption using phenomenological imaginary surface potential. While, at energies 40 and 50.5 MeV, the imaginary part of the potential was taken as a volume part. This may be due to; at high energies 40 and 50.5 MeV the energy is high enough that the interaction between the projectile (^4He) and the target nucleus (^{11}B) takes place deep in the volume part. While, at lower energies such as 29 MeV, the interaction at the surface part plays a significant role.

Table 1: The optimal potential and deformation parameters obtained for scattering of ^4He on ^{11}B at energies 29, 40 and 50.5 MeV

E MeV	Potential set	V_0 MeV	r_v fm	a_v fm	W_0 MeV	r_w fm	a_w fm	W_d MeV	r_d fm	a_d fm
29	OM A full	79.55	1.2	0.743				23.65	1.76	0.438
40	OM A short	77.85	1.245	0.856	19.01	1.57	0.7			
40	OM B full	130.97	1.245	0.76	18.38	1.57	0.64			
50	OM A short	77.22	1.245	0.856	16.85	1.57	0.833			
50	OM B full	120.0	1.245	0.752	18.14	1.57	0.731			

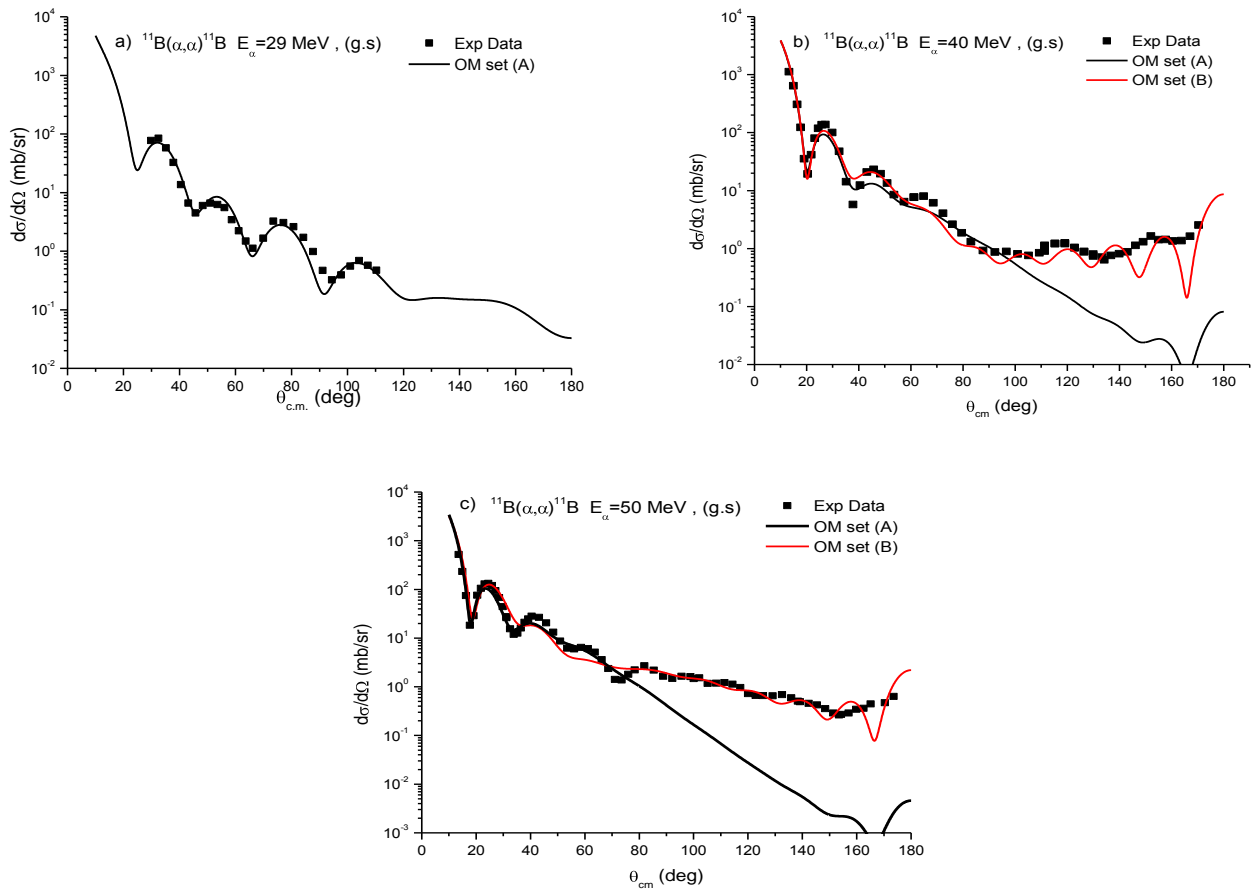


Fig 1: Comparison between the experimental data and the calculated differential cross section for elastic scattering of ^4He on ^{11}B at energies 29, 40 and 50.5 MeV using optical model.

EXPERIMENTAL SET-UP FOR HIGH-TEMPERATURE CORROSION OF REACTOR GRAPHITES

Y. Chikhray¹, V. Shestakov¹, A. Mukanova¹, I. Kenzhina¹, S. Askerbekov¹, Zh. Bekishev¹,
H. Abdullin², D. Ismailov², T. Shibata³, S. Ueta³, N. Sakaba³

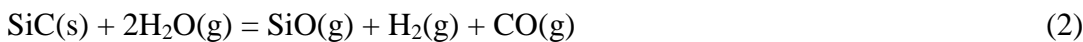
¹*Institute of Experimental and Theoretical Physics, Kazakhstan*

²*National Laboratory of Nanotechnology of Kazakh National University, Kazakhstan*

³*Nuclear Hydrogen & Heat Application Research Center, JAEA, Japan*

Email: chikhray@physics.kz

To ensure safe operation of high-temperature gas-cooled reactor (HTGR) is necessary to study the behavior of fuel and graphite elements of the active zone in the event of accidental contamination from the air and/or water. Particular interest is the new SiC-TRISO coating, developed in Japan (JAEA), in which corrosion-resistant composite of carbon with silicon carbide is the main constituent material. The fuel in such cladding and such graphite are suggested to use in the Kazakhstan HTGR. The most important issues in development of such material is its behavior at air and/or water ingress accidents. When the water/moisture/steam ingress accident is occurred, solid SiO₂ film or gaseous SiO would be caused at the surface of oxidation-resistant graphite through the following reactions



Which reaction (1) or (2) prevail in every case depends on a lot of environmental conditions such as temperature, pressure, content of oxygen in steam etc and actually is the matter for study.

Out-of-pile examination test concerning the gasification of oxidation-resistant graphite in steam using high-temperature vacuum furnace is started in KazNU few month ago in order to study the basic performance of the oxidation-resistant graphite in the laboratory condition. The experiments started with self-made quartz tubular furnace (maximal temperature up to 1200C) at the first stage for elaboration of needed experimental procedures and to test experimental approaches with ordinary graphite samples and will be followed in full scale with real samples of oxidation-resistant graphite at industrial vacuum furnace which provides 1500-1600C at the second stage. At present moment we are conducting upgrade of existing corrosion-test installation and doing numerical simulations of temperature fields and gas flows in corrosion chamber and their experimental verification (Fig. 1).

The activity is carried out under the support of grant #1674/GF of Ministry of Education and Science of Kazakhstan.

The status of current activity as well as R&D plan for the oxidation-resistant graphite will be shown at the symposium. It focuses on our experience in studies of graphite materials for fusion application and also on existing data of graphite in-steam corrosion. Also, the test plan for post-corrosion examination will be presented.

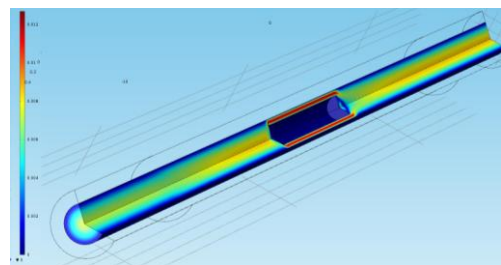


Fig. 1 Simulation example of steam velocity distribution in quartz tubular furnace with graphite

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ НАРАБОТКИ ТРИТИЯ И ГЕЛИЯ В БЕРИЛЛИЕВЫХ МАТЕРИАЛАХ В УСЛОВИЯХ РЕАКТОРНОГО ОБЛУЧЕНИЯ

И.Е. Кенжина, Е.В. Чихрай, В.П. Шестаков, А.О. Муканова, Ж.Ж. Файзуллаева

НИИ экспериментальной и теоретической физики, Алматы Казахстан

Компьютерное моделирование физических процессов является неотъемлемой частью экспериментальной физики как на этапе создания и оптимизации экспериментальной установки, так и при анализе полученных данных. Для задач ядерного материаловедения особо актуально проведение нейтронно-физических расчетов и моделирование процессов происходящих в реакторе.

Для этих целей в большинстве случаев используется известный код MCNP, вычисляющий на основе метода Монте-Карло и подходящий для моделирования ядерно-физических процессов [1, 2].

Также для подобных расчетов есть возможность использовать разработанный в CERN программный комплекс GEANT4[3], позволяющий работать с полным спектром известных физических процессов, протекающих при прохождении элементарных частиц через вещество. Этот код также основан на методе Монте-Карло, но имеет ряд преимуществ по сравнению с MCNP: 1) простота создания геометрии объекта; 2) возможность менять по необходимости отдельные модули и их содержимое (процессы, геометрия, первичные частицы, материал мишени, выходные параметры и т.д.) без изменения всей программы; 3) возможность детальной визуализации единичных процессов с помощью дополнительных программ (OpenGL, HepRep, AIDA и др.); 4) свободно распространяемый код (Open source software). К недостаткам программы GEANT4 можно отнести сложность ее установки и настройки.

В настоящей работе дается сравнительный обзор программных средств, применяемых для целей нейтронной физики, результаты расчетов с помощью пакета MCNP, а также представлен наш опыт установки версии программы GEANT4.9.6.1.p01. для среды Linux Fedora 18, корректной установки библиотек CLHEP, баз данных по сечениям взаимодействия и всех необходимых программ-прerequisites.

Целью исследования является расчет наработки трития и гелия в облученном образце бериллия реактора JMTR (Япония). С помощью пакета MCNP5 были определены скорости ядерных реакций, протекающих при облучении бериллия в реакторе JMTR. Была проведена интерпретация результатов для получения наработанного количества трития и гелия. Проведен сравнительный анализ экспериментально полученных и рассчитанных при помощи кода MCNP5 данных по значениям наработанных газов в образцах бериллия. На данный момент идет активная работа над моделированием того же эксперимента при помощи пакета GEANT4.

В ходе этой работы были проверены физические модели основных процессов, имеющих место при реакторном облучении рассматриваемого материала [4]. В частности исследовалась наработка трития и гелия при реакторном облучении ${}^6\text{Li}(n,t){}^4\text{He}$ и ${}^9\text{Be}(n,\alpha){}^6\text{Li}$ с учетом геометрии и среды облучения. Предварительно были проверены расчеты для идеальных моделей взаимодействия тепловых нейтронов с литием и бериллием в вакууме.

Для корректного моделирования облучения перечисленных материалов тепловыми нейтронами была подключена модель процессов QGSP_BERT_HP (или FTP_BERT_HP), которая предназначена для моделирования адронных взаимодействий с высокой

точностью (HP) и использует двоичную модель каскадов, выполненную в GEANT4 для транспорта протонов, нейтронов и ионов с энергиями в области <20 МэВ [5].

Представленная работа является начальным этапом проекта по исследованию механизмов наработки и взаимодействия изотопов водорода и гелия в бериллиевом отражателе и воде замедлителя реактора в условиях высокой температуры и нейтронного облучения.

Литература

1. MCNP – A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 5. Volume I: Overview and Theory.
2. MCNP – A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 5. Volume II: User's Guide.
3. GEANT4: A toolkit for the simulation of the passage of particles through matter: [веб-сайт]. URL: <http://www.geant4.cern.ch/>.
4. Серняев, Г.А. Радиационное материаловедение бериллия / Г.А. Серняев, З.И. Четкина. – Минск: Наука и техника, 1977. – С. 12 - 15.
5. V.Ivanchenko, «Geant4 tutorial», MC-PAD Network Training Event, 28-30 January 2010.

ДИФФУЗИЯ F ЦЕНТРОВ В КРИСТАЛЛАХ MgF_2 . РАСЧЕТЫ ИЗ ПЕРВЫХ ПРИНЦИПОВ

Ф.У. Абуова, А.Т. Акылбеков, А.У. Абуова, Г.А. Каптагай

Евразийский национальный университет им. Л.Н.Гумилева, Астана, Казахстан

В настоящее время монокристаллы фторида магния (MgF_2) являются перспективными оптическими материалами в ультрафиолетовой (УФ) области. Эти материалы имеют наибольшую из всех возможных границу прозрачности в УФ области [1]. Существенным свойством MgF_2 является его радиационная стойкость. Одной из отличительных особенностей кристаллов MgF_2 заключается в возможности создания в них автолокализованных экситонов, в то время как нет экспериментальных доказательств автолокализации дырок в этом кристалле. Однако, нет ясного представления о том, как это обстоятельство сказывается на процессах создания и эволюции первичных дефектов в решетке MgF_2 .

Теоретические исследования дефектов в кристаллах MgF_2 очень немногочисленны. Возможно, это связано с высокой асимметрией кристалла MgF_2 по сравнению с другими кристаллическими решетками класса фторидов (LiF , CaF_2). Несмотря на некоторые *ab initio* расчеты базовых свойств MgF_2 (объемных [3] и поверхностных [4]), мы не знакомы с теорией дефектов в этих материалах на уровне *ab initio*. Недавно мы представили первые вычислительные расчеты для F и H [2] центров (межузельные F_2^- молекулы). В этой статье мы представляем основные результаты *ab initio* расчетов диффузии F центров в объеме кристалла MgF_2 .

Кристал фторида магния (рутил) имеет тетрагональную $P4_2/mnm$ симметрию с двумя формульными единицами в ЭЯ. Экспериментальные постоянные решетки для MgF_2 – 4.615 \AA ($a=b$) и $c=3.043 \text{ \AA}$. Как и в предыдущих вычислениях в объеме MgF_2 и на (001) поверхности [3,4], мы применили здесь компьютерный код CRYSTAL, который использует локализованные базисные функции. Дополнительным преимуществом CRYSTAL-2009 является расчет изолированных 2D пластин, без искусственной периодичности в направлении перпендикулярном поверхности по оси z , как правило необходимой для большинства плосковолновых расчетов поверхностных зон. Наши расчеты были выполнены с использованием гибридного обменно-корреляционного функционала B3PW, включающего комбинацию нелокального Фоковского точного обмена, LDA обмена и градиент-корректного потенциала Пердью – Ванга[2].

Для достижения наибольшей точности расчетов была заданы допустимо большие точности для интегралов кулоновского перекрытия, кулоновского проникновения, обменного перекрытия, первого обменного псевдо-перекрытия и второго обменного псевдо-перекрытия, соответственно.

Фактором, определяющим эффективность накопления F центров является скорость их рекомбинации с H центрами или F_2^0 молекулами. Процесс рекомбинации – диффузионный, поэтому необходимо рассчитать скорость диффузии дефектов. Мы провели расчеты энергии барьера диффузии F центров. В структуре рутила имеется 4 типа прыжков вакансии (рисунок 1.): C_{1-} , C_{2h-} , D_{2h-} , C_{2v-} .

В таблице 1 приведены рассчитанные энергии диффузии F центров по всем 4 направлениям выполненные для двух различных функционалов – B3PW и PBE.

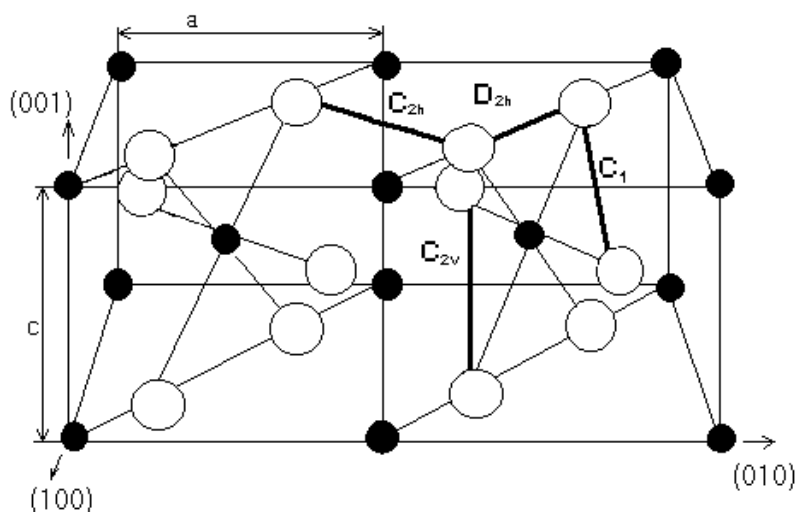


Рисунок 1 - 4 типа прыжков вакансии

Эти функционалы существенно существенно различаются: первый является гибридным, а второй GGA типа.

Из таблицы 1 видно, что наиболее эффективной может быть миграция F -центров путем поочередных прыжков C_{1-} , D_{2h-} . Энергия диффузии определяется наибольшей из этих энергий. Таким образом, энергия диффузии F –центров по нашим расчетам должна составить примерно 1.59 эВ. В настоящий момент нет экспериментальных данных для проверки этого предсказания. Расчеты энергии диффузии F –центров в MgF_2 проведенные ранее классическим методом межатомных потенциалов дают 1.53 эВ. Однако, в этих расчетах не учитывалось реальное распределение электронной плотности вокруг дефекта. Расчеты из

первых принципов для других кристаллов флюоритов (CaF_2 , BaF_2) [4,5] дают 1.83 эВ и 1.7 эВ, соответственно.

Таблица 1 - Энергии миграции F^- – центров в четырех различных направлениях

Направление	Расстояние между атомами (А)	B3PW, eV	PBE, eV
C1	2.84	0.98	0.89
C2v	3.02	1.13	1.32
D2h	3.31	1.59	1.54
C2h	3.36	1.72	1.65

Литература

- [1] L.A. Lisitsyna, V.M. Lisitsyn, V.I. Korepanov, T.V. Grechkina. *Optics and Spectroscopy* **96**, 230 (2004);
 [2] M. Catti, A. Pavese, R. Dovesi, C. Roetti, M. Causa. *Phys. Rev. B* **44**, 3509 (1991)
 [3] A.F. Fix, F.U. Abuova, R.I. Eglitis, E.A. Kotomin, A.T. Akilbekov. *Physica Scripta* **86**, 035304 (2012).
 [4] F.U. Abuova, A.T. Akilbekov, E.A. Kotomin. *IOP Conf. Ser.:Mat. Sci. Eng.* **38**, 012041 (2012).

DFT STUDY OF THE INTRACTION OF FLUORINE-DOPED Co_3O_4 (100) AND (111) SURFACES WITH WATER

T.M. Inerbaev¹, A.T. Akilbekov¹, G. Kaptagai¹, D. Kilin²

¹*LN Gulilyov Eurasian National University, Astana, Kazakhstan*

²*University of South Dakota, Vermillion, USA*

Electrochemical water splitting has attracted substantial interest in the recent years as a key process in hydrogen production from sunlight and other sources of electricity. The clean, renewable conversion of solar radiation into fuels can be done directly by photons exciting electrons in a semiconductor in which the energy level of the valence band is sufficiently low. The conversion could also be done, in an indirect way, by electrolysis using a potential difference obtained from a photovoltaic cell or from a wind turbine. In both cases, effective catalysis for water oxidation to molecular oxygen, that is, the oxygen evolution reaction (OER), is needed.

Spinel Co_3O_4 is a magnetic semiconductor with mixed oxidation states, Co^{2+} and Co^{3+} , of cobalt ions. It is a potentially important technological material for environment and energy-related applications. Recent experimental studies have demonstrated that Co_3O_4 is high-promising anode material for electrochemical water splitting due to its high catalytic activity in the OER. In this context, understanding the interaction of Co_3O_4 surfaces with water is an essential preliminary step that can help to shed light on the atomic scale reaction mechanisms. More generally, the interaction of water with oxide surfaces is important because water is always present on these surfaces and thus

has a significant influence on their catalytic activity. Our attention is focused on investigation of Co_3O_4 (100) and (111) surfaces which are the most abundantly presented in Co_3O_4 nanoparticles. [1]

To describe thermodynamics of electrocatalytic water splitting on the Co_3O_4 (100) and (111) surfaces we applied a method previously developed for modelling the thermochemistry of electrochemical reactions based on density functional calculations. [2] The effect of liquid water was implicitly taken into account as we used liquid water as reference. We calculated free energy changes along the reaction pathway using the computational standard hydrogen electrode (SHE) allowing us to replace a proton and an electron with half a hydrogen molecule at $U = 0$ V vs SHE.[9] The theoretical overpotential is independent of the pH or the potential values, because the free energies obtained by using formalism developed in Ref. [2], thereby the potential determining step remains the same. Therefore, the analysis performed for the free energies is at standard conditions ($\text{pH} = 0$, $T = 298.15$ K) and $U = 0$.

Using accurate DFT+U calculations, we shown that water adsorbs dissociatively on Co_3O_4 on the (100) and intactly on the (111) surfaces. From the computed free-energy changes along the OER, we found that the (100) surface is catalytically inactive while (111) surface demonstrates some electrocatalytic activity on its threefold coordinated surface cobalt ions. In this case free energy changes along the OER is the same to corresponding value for the most stable termination of (110) Co_3O_4 surface. [3] Experimentally found better catalytic activity of (110) surface could be explained by larger surface density of active sites comparing with (111) facet.

Fluorine doping of Co_3O_4 nanoparticles drastically changes their interaction with water. Adsorption energy of single H_2O molecules on (100) surface decreases from 2.3-2.5 eV to 0.5-1.3 eV depending on adsorption site. Free energy changes along the OER are also significantly modified but remain far away from the corresponding values for ideal catalyst. In the case of (111) surface F-doping, dissociative adsorption of water becomes more energy favourable. Free energy calculations demonstrate that overpotential for OER becomes smaller and changes from 0.96 eV for undoped (111) surface to 0.68 eV. In our investigations solvent effects are generally expected to be small for neutral species, the neglect of the water environment is a rather drastic approximation, for which the main justifications are that it provides a qualitative description of experimentally observed trends, and it is the first step toward more complete treatments that include the solvent. For the latter, we also provided an upper bound estimate of the proton transfer barrier, which indicates that its effect on the overpotential is small. These theoretical results are difficult for comparison with experiment because the measurement is influenced by many factors, such as pH, effective surface area, and particle size.

[1] F. Zasada, W. Piskorz, S. Cristol, J.-F. Paul, A. Kotarba, and Z. Sojka “Periodic Density Functional Theory and Atomistic Thermodynamic Studies of Cobalt Spinel Nanocrystals in Wet Environment: Molecular Interpretation of Water Adsorption Equilibria” *J. Phys. Chem. C* (2010), 114, 22245–22253.

[2] I. C. Man, H.-Y. Su, F. Calle-Vallejo, H. A. Hansen, J. I. Martínez, N. G. Inoglu, J. Kitchin, T. F. Jaramillo, J. K. Nørskov, and J. Rossmeisl “Universality in Oxygen Evolution Electrocatalysis on Oxide Surfaces” *ChemCatChem* (2011) 3, 1159 – 1165.

[3] J. Chen and A. Selloni “Water Adsorption and Oxidation at the Co_3O_4 (110) Surface” *Phys. Chem. Lett.* (2012), 3, 2808 – 2814.

РЕСУРСЫ И ЗАДАЧИ ЦЕНТРАЛЬНО-АЗИАТСКОЙ БАЗЫ ДАННЫХ ПО ЯДЕРНЫМ РЕАКЦИЯМ

М. Бакабаев, В.О. Курмангалиева, Н.Ж. Такибаев

КазНУ имени аль-Фараби, Алматы, Казахстан

Дается описание структуры СА-NRDB (Центрально-азиатской База Данных по Ядерным Реакциям, далее БД), излагаются основные задачи БД, приводится общая схема реляционных связей и программный ресурс, основные таблицы и столбцы, определяющие ее ключевые взаимосвязи. Приведены образцы SQL-запросов, которые демонстрируют способы чтения данных из таблиц и получение ответов на конкретные вопросы.

Вход в СА-NRDB представляется главной страницей, иллюстрирующей привязку БД к Республике Казахстан и КазНУ им. Аль-Фараби. Основной задачей СА-NRDB является работа в международной сети ядерных баз данных, курируемых МАГАТЭ (Международное Агентство по Атомной Энергии). Локальная привязка СА-NRDB к Казахстану и КазНУ им. аль-Фараби диктует еще одну очень важную цель – создание специализированной базы данных по ядерной физике для всех Центрально-азиатских стран и Казахстана, его ученых и, особенно, для студентов и молодых специалистов. Поэтому СА-NRDB создается на трех языках: английском, казахском и русском, имеет справочные и учебно-методические блоки.

В целом БД СА-NRDB представляет собой клиент-серверное приложение. При создании клиент - серверного приложения были использованы следующие технологии от корпораций Microsoft: ASP.NET и ADO.NET. Для разработки сайта - клиентского приложения, была использована Интегрированная Среда Разработки (ИСР): Microsoft Visual Studio 2010 (MS VS 2010). В качестве Системы управления базами данных (СУБД) выбран продукт Microsoft SQL Server 2008 R2 (MS SQL Server 2008 R2).

БД СА-NRDB разработана в виде реляционной схемы, таблицы которой содержат информацию по специализированным разделам, а также информацию о выполнении заданий и системных ресурсах, используемых в системе. Основной панелью для работы с блоками нижних уровней является Operations Console (консоль операций) на главной странице, содержащей входы в разделы и подразделы базы данных. Отличительной особенностью СА-NRDB является разделы, связанные с персоналиями – выдающимися учеными-физиками Казахстана и учеными, тесно связанными со становлением науки в Казахстане. Отдельные большие разделы содержат лекционные материалы и справочные данные по ядерной физике. Есть раздел с информацией по текущим международным конференциям и важным научным форумам. Раздел фото-галерея дает виды Казахстана, Алматы и КазНУ им. Аль-Фараби для желающих познакомиться с нашей страной. Этот раздел важен для нас как повышающий имидж КазНУ им. аль-Фараби, Алматы и Казахстана. Ключевым для работы БД является автономный вход в международную сеть баз данных по ядерным реакциям при МАГАТЭ, обеспечивающий доступ к данным международного формата и возможность работы в этой международной сети. СА-NRDB обеспечивает прямой доступ к нашим партнерам по БД – базе данных по фотоядерным реакциям НИИЯФ МГУ и базе ядерных данных Хоккайдо университета (Япония). Сотрудничество с этими университетами, имеющими почти полувековой опыт работы по созданию и функционированию своих БД, является очень плодотворным и ценным для нашей молодой группы – исполнителей проекта по созданию первой в центрально-азиатском регионе базы данных по ядерным реакциям. СА-NRDB представляется эффективно действующей БД, с растущим массивом специализированных данных и находящимся в процессе постоянного совершенствования.

МОДЕЛИРОВАНИЕ И РАСЧЕТЫ СТРУКТУРНЫХ ОСОБЕННОСТЕЙ БЕРИЛЛИЕВЫХ МЕТАЛЛОВ

В.Н. Жумабекова¹, С.К. Кунаков², Г.А. Спанова³, Н.Ж. Такибаев¹

¹НИИЭТФ, КазНУ им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан

²Международный IT университет, ³КазНПУ имени Абая, Алматы, Казахстан

Низкое сечение захвата тепловых нейтронов и малая плотность обеспечили широкое применение бериллия и его соединений в ядерно-энергетических установках и в исследовательских реакторах в качестве замедлителя и отражателя нейтронов. Применение бериллия при изготовлении отражателей для возвращения нейтронов в активную зону реактора позволяет уменьшить размеры активной зоны, повысить рабочую температуру, обеспечить равномерное распределение потока нейтронов и увеличить мощность реактора [1].

Проведены расчеты влияния нейтронных пучков разных энергий на физико-механические свойства и микроструктуру некоторых реакторных марок бериллия.

Облучение бериллия быстрыми частицами способствует образованию и накоплению в нем обычных радиационных дефектов, а также ядер гелия и трития в результате протекания ядерных реакций с участием бериллия. При определенных параметрах облучения эти эффекты могут вызывать существенное изменение физико-механических свойств материала, в том числе прочности и пластичности. Например, высокодозное нейтронное облучение бериллия приводит к уменьшению его прочности (до 500-800 % по сравнению с исходным состоянием) и увеличению микротвердости (до 500 %)[2].

Явления, касающиеся особенностей структуры различного типа бериллиевых металлов, остаются пока неясными. Структурные эффекты оцениваются сейчас на уровне 10-20% [3]. Но эффект может возрастать в процессе эксплуатации и вести к ухудшению качества изделия - отражателя тепловых нейтронов. Известны случаи полной деформации отражателя и превращения твердотельного материала в порошкообразную массу. Такие материалы исключаются из перечня изделий, используемых как отражатели, в атомной энергетике. В других случаях, наблюдаются несоответствия в измеряемых сечениях рассеяния тепловых нейтронов на отражателях из металлического бериллия с расчетными сечениями, выполненными в рамках метода Монте-Карло. Таким образом, важная и актуальная задача по определению эффектов структуры по отношению к потокам тепловых нейтронов остается пока нерешенной. Проводится моделирование процессов и совершенствование расчетных схем. Это позволит точнее определить структурные факторы и найти методики увеличения эксплуатационных характеристик. Раскрытие указанной взаимосвязи и понимание эффектов структуры будет стимулировать создание новых материалов и материаловедческих направлений, касающихся не только атомной энергетике, но и других отраслей, например, космической деятельности, где защита от потоков ядерной радиации является одной из главных проблем дальнейшего развития.

1. Гольцев В.П., Серняев Г.А., Четчина З.И. Радиационное материаловедение бериллия. – Минск: Наука и техника., 1977. 96 с.
2. V.P. Chakin, V.A. Kazakov, A.A. Teykovtsev: High dose neutron irradiation damage in beryllium as blanket material (21-st Symposium on Fusion Technology, September 11-15, 2000, Madrid, Spain) // Fusion Engineering and Design, 2001, V. 58-59, P. 535-541.
3. K. Tsuchiya, Status of Beryllium Study in JAEA, The 7th Specialist Meeting on Recycling of Irradiated Beryllium, October 22, 2012, Holiday Inn Executive Center, Columbia, MO, USA; <http://www.murr.missouri.edu/ismtr/papercall>.

АНАЛИЗ ИНЖЕНЕРНО-ТЕХНИЧЕСКИХ ДАННЫХ И РАСЧЕТ АКТИВНОЙ ЗОНЫ ПРОТОТИПА ЯДЕРНОГО ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО РЕАКТОРА НА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНАХ БН-800

С.К. Кунаков¹, В. Жумабекова², Н. Кенжебаев², А.А. Султанов²

¹ИТТ университет, Алматы, Казахстан

²КазНУ им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан

Выполнен прецизионный нейтронно-физический расчет активной зоны прототипа ядерного энергетического реактора на быстрых нейтронах БН-800. Рассмотрены функциональные возможности программного комплекса MCNP5, предназначенного для расчета переноса элементарных частиц методом Монте-Карло.

В результате работы была определена актуальность темы, приведены методы проведения исследования и дана оценка дальнейшего применения результатов на практике. Проведен анализ инженерно-технических данных, построена модель активной зоны прототипа реактора БН-800 и произведен нейтронно-физический расчет активной зоны реактора. Смоделирована активная зона реактора с использованием программного комплекса расчета переноса элементарных частиц MCNP5. Рассчитаны значения коэффициента размножения нейтронов.

Данные расчеты были проведены с целью проверки адекватности расчетной модели параметрам работы реальной реакторной установки, а также для исследования рабочих параметров модели в зависимости от различного положения стержней управления и защиты.

Литература

1. П.Г. Бородкин. Расчетные исследования переноса нейтронов в околокорпусном пространстве реактора ВВЭР-440 по коду MCNP-5 и сравнение их результатов с экспериментальными данными. М: Научно-технический центр по ядерной и радиационной безопасности, 2008.
2. Fast Reactor Database, 2006 Update. International Atomic Energy Agency, 2006.
3. АЭС с БН-800. Презентация. СПб: ОАО «Санкт-Петербург АтомЭнергоПроект», 2011г.
4. Criticality Calculations with MCNP5: A Primer, 2nd Edition. Los Alamos National Laboratory, 2003. MCNP-5 Volume II: User's Guide. Los Alamos National Laboratory, 2003.

КЛАСТЕРНАЯ СТРУКТУРА ЯДРА ${}^9\text{Be}$

М.А. Жусупов¹, Е.Т. Ибраева², Р.С. Кабатаева¹

¹Научно-исследовательский институт экспериментальной и теоретической физики, Казахский национальный университет имени аль-Фараби, Алматы;

²Институт ядерной физики, Алматы

Ядро ${}^9\text{Be}$ обладает своеобразной ядерной структурой. В отличие от более легких ядер, в волновых функциях основных состояний которых в модели оболочек имеется одна доминирующая конфигурация, вес которой более 95 %, в волновой функции ядра ${}^9\text{Be}$ нет явно выделенных компонент. Так, в многочастичной модели оболочек волновая функция основного состояния ядра ${}^9\text{Be}$ содержит 13 компонент [1], причем суммарный вес компонент со схемой Юнга [441] составляет 96 %. Данная схема Юнга соответствует кластерному разбиению $\{\alpha\alpha n\}$. Не удивительно, что структура ядра ${}^9\text{Be}$ в основном состоянии хорошо передается трехчастичной $\alpha\alpha n$ -моделью [2]. В этой модели было достигнуто успешное описание всех спектроскопических характеристик ядра ${}^9\text{Be}$ [3]. Только в этой модели воспроизводятся фотоядерные реакции (γ, d) , (γ, p) , (γ, t) [4], а также свойства упругого рассеяния протонов и мезонов при малых переданных импульсах [5].

Одним из наиболее примечательных свойств ядерной физики последних лет является обнаружение гало-ядер. Эти ядра имеют пространственное распределение, существенно превышающее размеры обычных ядер $R \approx 1,2 A^{1/3}$ фм. Основное состояние ядра ${}^9\text{Be}$ не проявляет гало-структуры. Однако, такой структурой могут обладать возбужденные состояния, полученные путем перехода валентного нейтрона в следующую оболочку. Именно таким является первое возбужденное состояние ядра ${}^9\text{Be}$ при $E = 1,68$ МэВ с квантовыми числами $1/2^+$, лежащее вблизи нейтронного порога. Расчеты показывают, что среднеквадратичный радиус этого уровня на 0,4 фм больше радиуса основного состояния. Более того, максимальная вероятность обнаружения валентного нейтрона от 2α -частичного кора составляет $R = 11$ фм, что примерно в 2 раза больше аналогичной величины для нейтрона в основном состоянии ядра ${}^9\text{Be}$. Именно наличие гало-структуры позволило нам успешно описать дифференциальные поперечные сечения неупругого p - ${}^9\text{Be}$ -рассеяния при энергии $E = 180$ МэВ [6].

Литература

1. Бояркина А.Н. Структура ядер 1p-оболочки. М.: МГУ. – 1973.
2. Кукулин В.И. и др. // Ядерная физика. 1994. Т. 57. С. 1964.
3. Жусупов М.А. и др. // Известия РАН, серия физическая. 1996. Т. 60. № 1. С. 123.
4. Буркова Н.А., Жаксыбекова К.А., Жусупов М.А. // ЭЧАЯ. 2005. Т. 36. С. 821.
5. Жусупов М.А., Ибраева Е.Т. // ЭЧАЯ. 2000. Т. 31. С. 1427.
6. Dixit S., et al. // Phys. Rev. C. 1991. V. 43. P. 1758.

УСТОЙЧИВОСТЬ ОРБИТ В ОГРАНИЧЕННОЙ ЗАДАЧЕ ТРЕХ ТЕЛ

М.Е. Абишев, Н.А. Бейсен, К.А. Бошкаев, С. Токтарбай, Б.А. Жами

НИИЭТФ, КазНУ им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан

В работе проведено исследование устойчивости орбит в ограниченной задаче трех тел. Мы рассмотрим случай, когда центральное (первое) тело не движется и не вращается вокруг своей оси, а второе тело обращается вокруг первого тела по круговой орбите, а пробное (третье) тело движется в плоскости, определяемой двумя массивными телами. На основе эволюционных уравнений поступательного движения

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \mathbb{F}\vec{M}, \quad \frac{d\vec{A}}{dt} = \mathbb{F}\vec{A},$$

$$\begin{aligned} \vec{\Omega} = & \frac{3m_3\alpha_1^4}{M^3M_0^3c^2}\vec{M} + \frac{3m_3\alpha_2^4}{M^3M_0^3c^2}\vec{M} + \frac{m_3^2\alpha_1^4}{m_1M^3M_0^3c^2} \left\{ 2\vec{S}_1 - \frac{3m_3(\vec{M}\vec{S}_1)}{7m_1M^2}\vec{S}_1 + \frac{6m_3(\vec{M}\vec{S}_1)^2}{7m_1M^4}\vec{M} \right\} \\ & - \frac{m_3^2\alpha_2^4}{m_2M^3M_0^3c^2} \left\{ 2\vec{M}_2 - \frac{3m_3(\vec{M}\vec{S}_2)}{7m_2M^2}\vec{M}_2 + \frac{6m_3(\vec{M}\vec{S}_2)^2}{7m_2M^4}\vec{M} \right\} \\ & - \frac{3m_3^2\alpha_1^4\vec{M}}{m_1M^5M_0^3c^2} \left\{ 2(\vec{M}\vec{S}_1) + \frac{m_3}{7m_1}S_1^2 - \frac{3m_3(\vec{M}\vec{S}_1)^2}{7m_1M^2} \right\} - \\ & - \frac{3m_3^2\alpha_2^4\vec{M}}{m_2M^5M_0^3c^2} \left\{ 2(\vec{M}\vec{S}_2) + \frac{m_3}{7m_2}M_2^2 - \frac{3m_3(\vec{M}\vec{S}_2)^2}{7m_2M^2} \right\} \end{aligned}$$

получены условия орбитальной устойчивости и устойчивости по отношению к векторным элементам орбиты.

Литература

1. Абдильдин М.М. Механика теории гравитации Эйнштейна. - Алма-Ата: Наука, 1988. - 198 с.
2. Абдильдин М.М. Проблема движения тел в общей теории относительности. - Алматы, 2006. -152 с.

О ВЛИЯНИИ ВНУТРЕННЕГО ДВИЖЕНИЯ И ВНУТРЕННЕЙ СТРУКТУРЫ НЕБЕСНЫХ ТЕЛ НА ВРАЩАТЕЛЬНОЕ ДВИЖЕНИЕ ПРОБНЫХ ТЕЛ В ОТО

М.Е. Абишев, Н.А. Бейсен, С. Токтарбай, Ж.Н. Бришева

НИИЭТФ, КазНУ им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан

В предлагаемой работе исследуется поведение вращающегося пробного тела (гироскопа) в поле центрального тела, имеющего произвольное распределение материи и поля скоростей внутри, будет создан программный комплекс для моделирования движения пробных тел в релятивистской небесной механике, а также разработаны принципы мониторинга внутренней структуры небесных тел с помощью различных типов сверхточных гироскопов.

Исследование поведения вращающегося пробного тела в поле центрального тела, имеющего произвольное распределение материи и поля скоростей внутри даст возможность нахождения новых общерелятивистских эффектов. Решение уравнения поступательного и вращательного движений тел с внутренней структурой с помощью асимптотических и численных методов, а также решение обратной задачи для определенных моделей внутреннего движения и структуры с помощью численных методов даст возможность разработать приборы для мониторинга внутренней структуры небесных тел. Для этого нужно решить обратную задачу нахождения плотности массы и распределения скорости внутри небесного тела на основе полученных данных о значении угловой скорости пробного тела в определенном промежутке времени. Данная задача относится к некорректным задачам математической физики и является весьма трудоемким и требует наличия моделей движения масс внутри исследуемых объектов

Литература

1. Брумберг В.А. Релятивистская небесная механика. - М., 1972. - 382 с.
2. Абдильдин М.М. Механика теории гравитации Эйнштейна. - Алма-Ата: Наука, 1988. - 198 с.
3. Абдильдин М.М. Проблема движения тел в общей теории относительности. – Алматы, 2006. –152 с.

FIRST-PRINCIPLES STUDY of Ag IN THE ADSORPTION LaMnO₃ (001) SURFACE**A. Abuova, T. Inerbaev, A. Akilbekov***L. N. Gumilyov Eurasian National University, Astana, Kazakhstan*

Recent worldwide interest in cleaner energy technology attracts attention to the solid oxide fuel cells (SOFC) as a potential source of efficient, environmentally friendly, and fuel versatile electric power. SOFC's efficiency ranges from 50 to 65% and they can be used as both green and economically acceptable source of electric energy [1]. The largest disadvantage is the SOFCs high operating temperature which results in longer start-up times, energy losses and mechanical and chemical compatibility issues. To address these scientific challenges, goal of this abstracts is to design new cheap and long-term stable non-noble metal-based catalyst for intermediate temperature solid oxide fuels cells materials. Silver is known to improve the oxygen exchange reaction activity [2]. In present study a range of point defects and select relevant solid-solution chemical reactions were explored by means of DFT calculations performed by using large supercells and a variety of ideal and defective (LaAg)MnO_{3-δ} related crystalline structures. We established that the complexity of the (LaAg)MnO_{3-δ} crystalline arrangement leads to a possibility accommodating many variations of point defects in the lattice and determines its chemical instability. Energy barriers for Ag ions migration are evaluated with climbing nudged elastic band method.

In this study all calculations were performed using the DFT method employing a plane-wave basis set combined with PAW pseudopotentials for La, Mn, O and Ag atoms (containing 11, 13, 6 and 11 valence electrons, respectively). Defects were simulated using large periodic supercells that were constructed by expanding the five-atom ABO₃-type cubic primitive unit cell by 2×2×3 (60 atoms, used mostly for single defect calculations). The 4×4×1 k-point mesh in the Brillouin zone was used within the Monkhorst–Pack scheme for the mesh for the 60 atom supercell. Ionic charges were calculated by the Bader method. The kinetic energy cut-off for the plane wave basis set was set to 600 eV.

The adsorption energy of Ag was calculated by means of this formula:

$$E_{(ads)} = E_{(sub-ad)} - E_{(subs)} + E_{(ads)}$$

where $E_{(subs)}$ - energy of substrate, $E_{(ads)}$ - energy of adsorbent, $E_{(sub-ad)}$ energy of bonded Ag on the substrate.

We found that electronic properties of interaction between Ag atom and surface demonstrates that the Ag adsorption energy values are different. According to calculations more stable positions of Ag are at LaO surface and at middle of MnO₂ surface, 0.17 eV and 0.06 eV. So the most stable position of Ag at LaO termination. At these 8 positions the values of bader charges on Ag atoms decrease from 0.6 to 0.03 |e|. The value of this adsorption energy is very weakly bounded to LaMnO₃. The Ag adsorbed states for the (001) terminations is unstable. We revealed that results of calculations in good agreement with experiments. Effect of silver atoms incorporated into perovskite lattice on reduction reaction of molecular oxygen adsorbed on (LaSr)MnO_{3-δ} (001) surface is also considered.

Table 1

Ag adsorption site	E_{ads} , eV	Bader charge, e
La-top	0,27	-0,6
O-top	0,43	-0,51
«bridge» position La and O	0.07	-0,58
“hollow” position LaO surface	-0,17	-0,5
O-top	0,19	-0,12
Mn-top	0.18	-0,11
“bridge” position	0.07	-0,03
“hollow” position MnO ₂ surface	-0.06	0,26

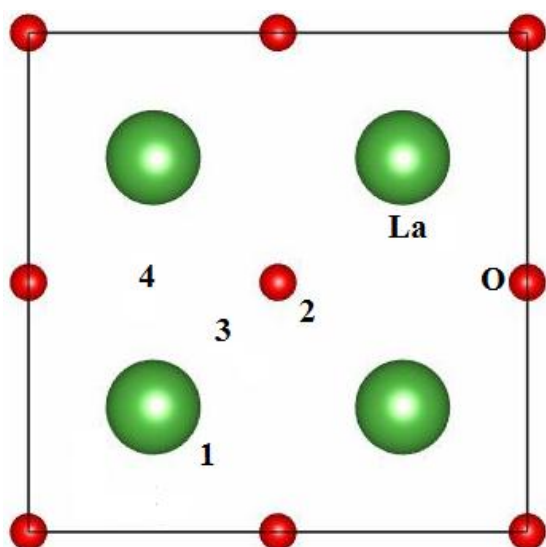


Figure 1a. Possible adsorption sites at the LaO-terminated (001) surface: 1 – atop La atom, 2 - atop O atom, 3 - “bridge” position, 4 – “hollow” position.

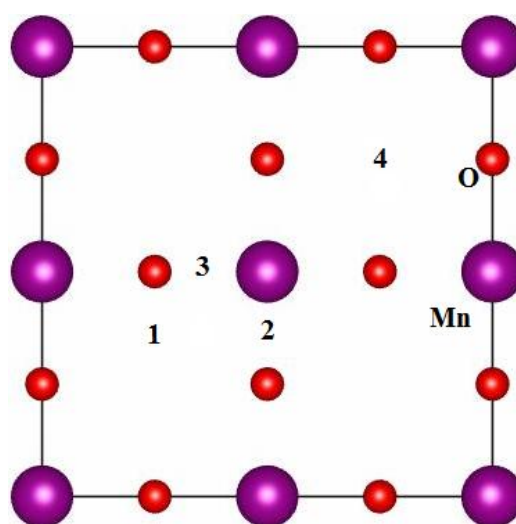


Figure 1b. Possible adsorption sites at the MnO₂-terminated (001) surface: 1 – atop O atom, 2 - atop Mn atom, 3 - “bridge” position, 4 – “hollow” position.

References

1. K. Huang, and J.B. Goodenough, Renewable power generation solid oxide fuel cell technology: principles, performance and operations, Woodhead Publishing Limited, Cambridge, UK, 2009.
2. S.C. Singhal, Advances in solid oxide fuel cell technology. Solid State Ionics 135 (2000) 305-313.

ИЗМЕРЕНИЕ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ УПРУГО РАССЕЯННЫХ АЛЬФА-ЧАСТИЦ С ЭНЕРГИЕЙ 29 МэВ На Ядрах ^{24}Mg , ^{25}Mg

Н. Алдияров¹, М.К. Бактыбаев¹, Н. Буртебаев¹, Д. Буртебаева¹, Ж. Керимкулов¹, Д.М. Зазулин¹, В.В. Дьячков², А.В. Юшков², М. Насурлла²

¹ Институт ядерной физики, Алматы, Казахстан

² НИИЭТФ КазНУ им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан

Измерения угловых распределений дифференциальных сечений упруго рассеянных альфа-частиц с энергией 29 МэВ на ядрах ^{24}Mg , ^{25}Mg выполнялись на выведенных пучках альфа-частиц полутораметрового изохронного циклотрона У-150М ИЯФ.

Схема транспортировки пучка ускоренных ионов от камеры циклотрона до камеры рассеяния [1; 2], расположенной на расстоянии 24 м от выхода пучка из камеры ускорителя включает в себя систему квадрупольных линз, два поворотных, разводящих, два нацеливающих магнита и систему коллиматоров (рис. 1). Все эти установки вместе с элементами нацеливания и коррекции, обеспечивают на мишени пучок заряженных частиц с угловым раствором не более $0,4^\circ$ и диаметром 3 мм. Мишени и детекторы размещены в камере рассеяния, которая одним фланцем подсоединена к выходному ионопроводу циклотрона, второй – к интегратору тока (цилиндру Фарадея).

Основные характеристики:

Диаметр ускоряющего магнита - 1,5 м

уровень ВЧ-поля - 9,2 - 18,5 МГц

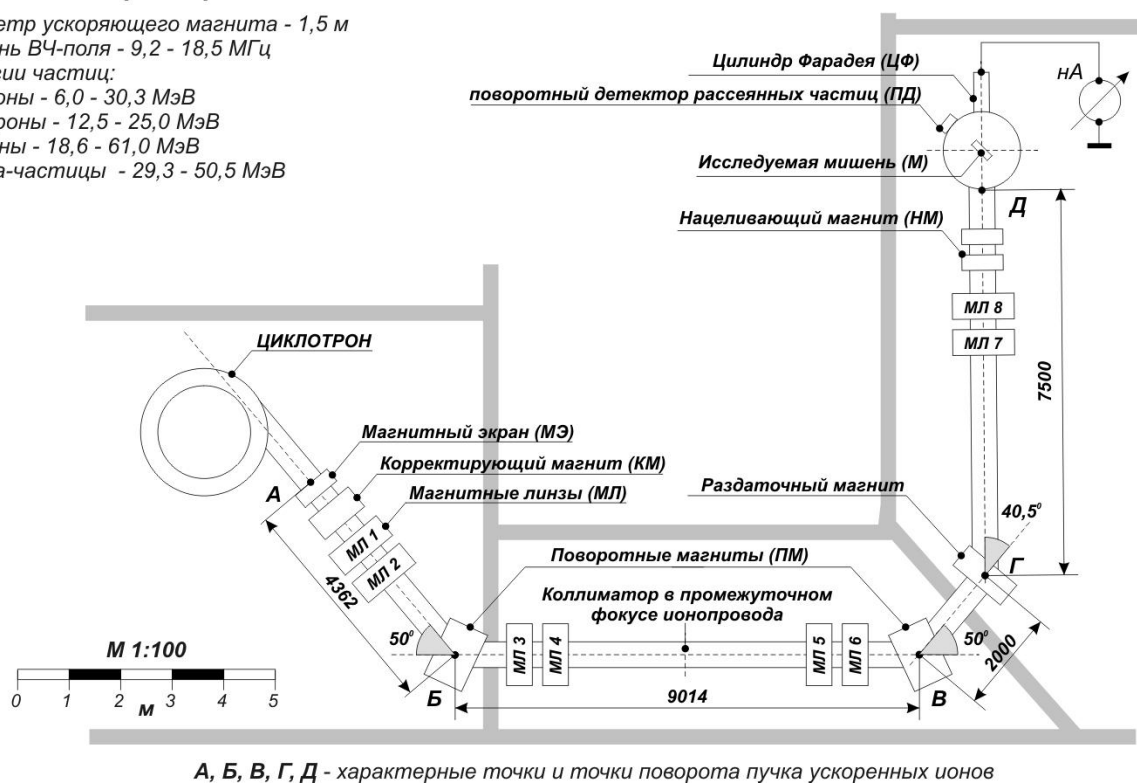
Энергии частиц:

протоны - 6,0 - 30,3 МэВ

дейтроны - 12,5 - 25,0 МэВ

гелионы - 18,6 - 61,0 МэВ

альфа-частицы - 29,3 - 50,5 МэВ



А, Б, В, Г, Д - характерные точки и точки поворота пучка ускоренных ионов

Рисунок 1 – Схема транспортировки пучка альфа-частиц циклотрона У-150М (ИЯФ, Алматы)

Все измерения проводились на измерительно-вычислительном комплексе лаборатории, основой которого служит система многомерного анализа процессов на базе электронных блоков ORTEG и PC/AT [3].

На рисунке 2 показаны угловые распределения дифференциальных сечений упруго рассеянных альфа-частиц на исследуемых мишенях.

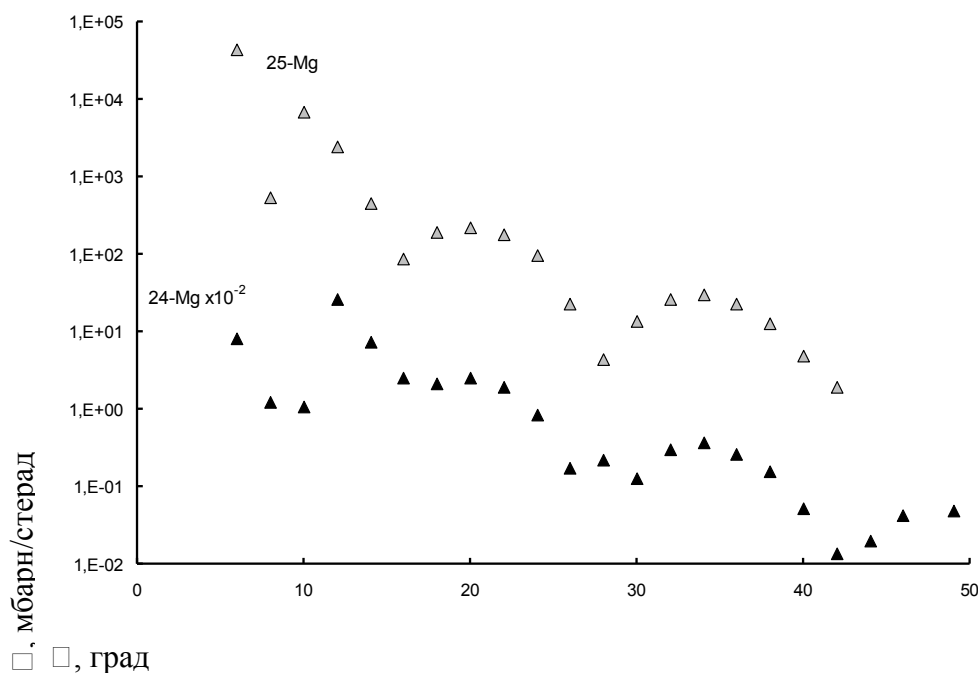


Рисунок 2 – Угловые распределения упругого рассеяния альфа-частиц с энергией 29 МэВ

Литература

1. Арзуманов А.А., Неменов Л.М., Анисимов О.К., Баталин С.С., Волков Б.А., Громов Д.Д., Кравченко Е.Т., Круглов В.Г., Нигматов М.Х., Попов Ю.С., Прокофьев С.И., Рыбин С.Н. Изохронный циклотрон с регулируемой энергией ионов // Изв. АН КазССР. Сер. физ.-мат.– 1973.– №4.– С. 6-15.
2. Дуйсебаев А.Д., Иванов Г.Н., Рыбин С.Н., Бергер А.А., Арзуманова З.М., Канашевич В.И., Буртебаев Н.Т., Юшков А.В., Кенжебеков Б.Т., Павлова Н.Н., Есипов А.А., Кутербеков К.А. Камера рассеяния для исследования продуктов ядерных реакций на пучке циклотрона // Изв. АН КазССР. Сер. физ.-мат.– 1983.– №2.– С.80–81.
3. Буртебаев Н.Т., Виноградов А.А., Вонгай А.Д., Дуйсебаев А.Д., Курашов А.А., Мазуров И.Б., Парамонов В.В., Прокофьев С.И., Сакута С.Б., Санычев В.И., Сытин Н.П., Чесалов А.А., Чуев В.И. Система многомерного анализа для исследования ядерных реакций на циклотроне ИЯФ АН КазССР // Изв. АН КазССР. Сер. физ.-мат.– 1975.– №2.– С. 65–68.

ОБНАРУЖЕНИЯ РАДИАЦИОННОЙ ПОВРЕЖДАЕМОСТИ КЛЕТОК МЕТОДАМИ ЭЛЕКТРОННОЙ И МАСС-СПЕКТРОМЕТРИИ

В.В. Дьячков, Ю.А. Зарипова, А.А. Мигунова, Н.Р. Гусейнов*, А.Л. Шакиров, А.В. Юшков

Научно-исследовательский институт экспериментальной и теоретической физики КазНУ им аль-Фараби, Алматы, Казахстан

**Национальная нанотехнологическая лаборатория открытого КазНУ им аль-Фараби, Алматы, Казахстан*

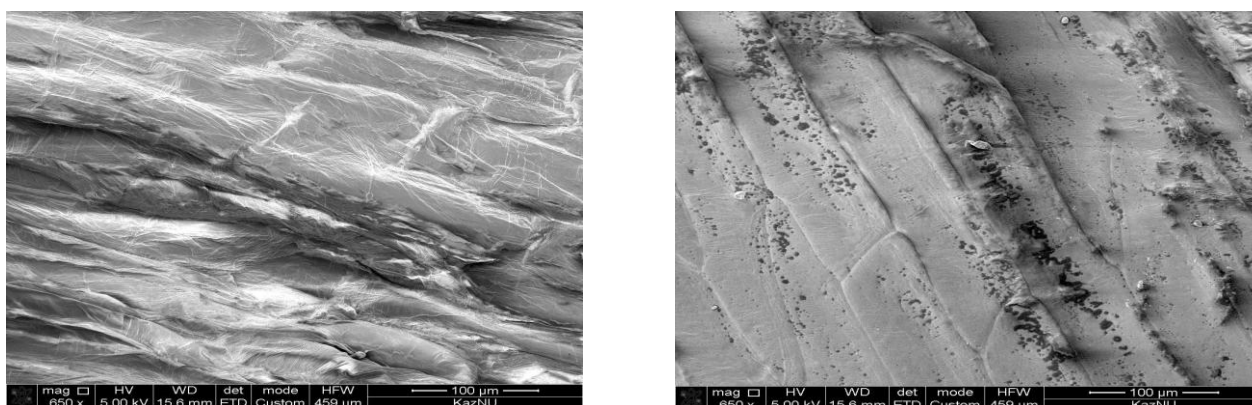
Первичное формирование большинства онкологических заболеваний и функциональных отклонений в условиях влияния радиационных полей, прежде всего, происходит на клеточном уровне. Анализ мировой литературы показал, что, возможно, именно повреждаемость мембран с наибольшей вероятностью приводит к онкологической конверсии клетки. Поэтому исследование поведения клеточных мембран в полях радиационного воздействия является чрезвычайно актуальной проблемой.

Целью данной работы было изучение размеров и формы нанопор от альфа-частиц методами оптической и электронной микроскопии, а нуклидный состав радиогенного загрязнения - методом масс-спектрометрии.

Для исследований методами сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) было изготовлено 4 образца клеток кожицы лука, облученных в течение месяца α -частицами от различных источников: ^{238}Pu ($E_{\alpha}=5.499$ МэВ), ^{239}Pu (5,156 МэВ), $^{233}\text{U} + ^{238}\text{Pu} + ^{239}\text{Pu}$ (триплет: 4,824; 5,156; 5,499 МэВ), ^{226}Ra (4,750; 5,455; 5,968; 7,653 МэВ). Источник ^{226}Ra при первом распаде дает дочернее ядро ^{222}Rn , который в последующей цепочке распадов дает все дочерние продукты распада (ДПР) радона. Таким образом, этот источник полностью моделирует радиационную повреждаемость органических образцов от радона и его ДПР. Именно радиационная повреждаемость от радона является главной целью настоящего исследования, так как радон и его ДПР являются причиной онко-заболеваемости населения [2]. Контрольным образцом были необлученные клетки лука.

На все образцы были нанесены слои алюминия массой 0,0039 г, что соответствует толщине осажденного слоя 115 Å. Результаты электронной микроскопии представлены на рисунке 1, из которого по-видимому видны радиационные повреждения (треки) от альфа-частиц на отдельных участках клеток.

Исследование радиоактивных загрязнений с помощью масс-спектрометрии является весьма актуальным направлением, так как дает возможность узнать все посторонние примеси, которые образуются в клетке при ее облучении за счет продуктов ядерных реакций (легкие нуклиды) и ядерных распадов радона (тяжелые нуклиды). Была проведена масс-спектрометрия двух образцов клеток кожицы лука на содержания в нем вероятных продуктов ядерных реакций. Первый образец, подвергался воздействию альфа-излучения с экспозицией в 1 месяц; второй образец являлся контрольным. Современная ядерная физика достигла настолько высокого уровня развития, что все продукты ядерных реакций теоретически рассчитываются с точностью не хуже 30%. Результаты эксперимента представлены в таблице 1.



а)

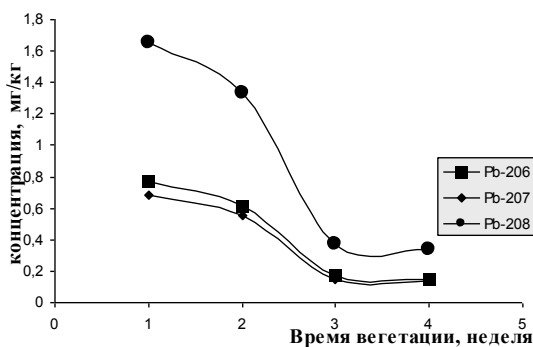
б)

Рисунок 1 – Микрофотографии клеток кожицы лука (а) – контрольного образца, (б) – облученных ^{226}Ra

Таблица 1 – Масс спектрометрия образцов клеток кожицы лука, на содержания в нем вероятных продуктов ядерных реакций

Элемент	Концентрация продуктов ядерных реакций, мг/кг		Эффект облучения, %
	Облученный образец	Контрольный образец	
^6Li	$0.00511 \pm 0,00002$	0.00404 ± 0.00001	26.49
^7Li	$0.04787 \pm 0,00014$	0.04321 ± 0.00013	10.79
^9Be	$0.00067 \pm 0,000002$	0.00106 ± 0.000003	отсутств.
^{10}B	$3.71271 \pm 0,01114$	3.00942 ± 0.00903	23.37
^{11}B	$24.84661 \pm 0,07454$	20.44857 ± 0.06135	21.51

Для обнаружения дочерних продуктов распада радона (тяжелые нуклиды) в биообъектах была проведена масс-спектрометрия в 4-х образцах пшеницы на содержание в них изотопов свинца ^{206}Pb , ^{207}Pb , ^{208}Pb , являющихся конечным стабильным нуклидом в трех цепочках распада изотопов радона - ^{222}Rn , ^{219}Rn , ^{220}Rn , соответственно. Пшеница выращивалась нами в одинаковых условиях, и ее образцы брались за разные времена вегетации - 1, 2, 3 и 4 недели.



На рисунке 2 показаны результаты масс-спектрометрии этих образцов на содержание в них изотопов свинца. Видно, что содержание свинца с каждой неделей уменьшается. И после второй недели уже не превышает ПДК, который составляет 0,5 мг/кг для зерновых культур [3-4]. Этот неожиданный результат (ожидалось, что в образцах будет накопление изотопов свинца) связан с тем, что образцы пшеницы отбирались не на стадии роста растения, а на стадии его созревания.

Литература

1. Севостьянов В.Н. Проблема радонобезопасности в Казахстане. – Алматы: КазгосИНТИ, 2004. – 212 с.
2. Публикация 65 МКРЗ. Защита от радона-222 в жилых помещениях и на рабочих местах. - М.: Энергоатомиздат, 1995 - 78 с.
3. Санитарно-эпидемиологические правила и нормативы СанПиН 2.3.2.1078-01: «Гигиенические требования безопасности и пищевой ценности пищевых продуктов» от 6 ноября 2001 года.
4. Санитарные правила и нормы от 11 июня 2003 года N 4.01.071.03: «Гигиенические требования к безопасности и пищевой ценности пищевых продуктов». (Приказ Министра здравоохранения Республики Казахстан от 11 июня 2003 года N 447)

ЭФФЕКТ РАДИАЦИОННОГО ПОРОГА ПОВРЕЖДАЕМОСТИ КЛЕТОК В ЗАВИСИМОСТИ ОТ НАЛИЧИЯ ЯДРА КЛЕТКИ

В.В. Дьячков, Ю.А. Зарипова, Н.Г. Ригер*, А.Л. Шакиров, А.В. Юшков

Научно-исследовательский институт экспериментальной и теоретической физики КазНУ им аль-Фараби, г. Алматы, Казахстан

**РГП «Институт молекулярной биологии и биохимии им. М.А. Айтхожина» КН МОН РК, г. Алматы, Казахстан*

Диапазон энергий альфа-частиц в области 5,5 МэВ представляет особый интерес тем, что именно в этой области находятся энергии всех α -частиц, испускаемых при радиоактивном распаде трех природных изотопов радона – ^{219}Rn , ^{220}Rn , ^{222}Rn . Изучение радиационного повреждения клеток от радона является актуальной задачей в связи с тем, что по данным Международной комиссии по радиологической защите (МКРЗ, публикации №50 и №65) основная доля онкологических заболеваний легких и бронхов вызывается именно изотопами радона и, в особенности, их дочерними продуктами распада (ДПР) [1,2].

Основная идея данной работы состоит в том, чтобы экспериментально обнаружить эффекты радиационного повреждения клеток от α -частиц с энергией 5,5 МэВ и, в частности, определить зависимость «доза-эффект». Нами выбрана следующая последовательность биологических клеток и одноклеточных организмов, позволяющая еще на ранних стадиях исследований обнаружить эффекты, относящиеся к клеточному ядру и отделить их от эффектов, связанных с радиационными нарушениями в клетке в целом, в частности, в ее мембране. Этот ряд последовательных экспериментов включал следующие объекты: 1) липосомы и сферосомы, состоящие только из одной мембраны; 2) эритроциты крови, не имеющие клеточного ядра; 3) молочнокислые бактерии (МКБ), являющиеся полноценной клеткой с ядром.

Поскольку основной повреждающий изотоп радона – ^{222}Rn , имеет основную альфа-линию с энергией 5,5 МэВ, а создавать достаточно интенсивные и направленные пучки альфа-излучения радона технически невозможно, то для моделирующих экспериментов был выбран изотоп ^{238}Pu , имеющий ту же α -линию при распаде – 5,5 МэВ. В литературе этот

вопрос уже обсуждался – не важно, какой радиоактивный источник испускает альфа-частицы, лишь бы они имели ту же энергию, что и изотоп радона. В качестве методов исследования были выбраны: биохимический метод; метод осмотической резистентности для анализа радиационной повреждаемости эритроцитов крови; метод оптической микроскопии с последующим компьютерным моделированием. С помощью такого набора методов определялась зависимость «доза-эффект» и достоверно отдельно дифференцировался эффект повреждения именно мембраны клетки.

При использовании аттестованных калибровочных источников нетрудно вычислить и полученную клеткой дозу облучения в Грехах. Облучение липосом и сферосом однозначно показало, что в ряду главных эффектов облучения, по-видимому, на первом месте стоит радиационное повреждение мембраны клетки, а именно, это снижение осмотической резистентности мембраны. При этом функция «доза-эффект» имеет беспороговый линейный характер (рисунок 1). Беспороговость этой функции, конечно, связана с тем, что у этой «безмозглой» модели клетки нет управляющего центра – ядра, который бы завел на этот физиологический процесс обратную связь в процессе облучения. Количество радиационно поврежденных сферосом, так же как и в случае с липосомами, линейно растет с набираемой дозой (рисунок 1).

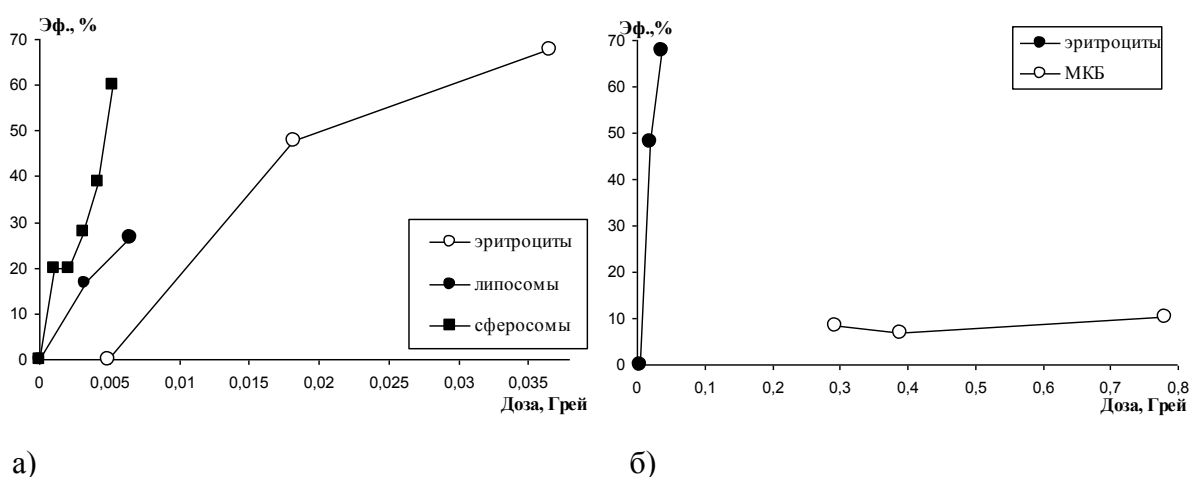


Рисунок 1 - Функция «доза-эффект» при облучении биологических моделей мембран – липосом и сферосом, а также эритроцитов крови (а) и молочно-кислых бактерий в сравнении с эритроцитами крови (б).

Облучение эритроцитов крови человека, также не имеющих клеточного ядра, но содержащих в объеме клетки все остальные органеллы, уже выявило эффект небольшого порога около 0,005 Гр (рисунок 1а,б). Облучение молочно-кислых бактерий однозначно обнаруживает порог в функции «доза-эффект» по всем, перечисленным выше, биохимическим параметрам, который, несомненно, связан с наличием в клетках МКБ клеточного ядра, этого внутреннего «компьютера» клетки, который способен изменить физиологические функции клетки и направить их в сторону «залечивания» полученных радиационных повреждений (рисунок 1б). Отчетливо видно, что по сравнению с эффектом радиационной повреждаемости эритроцитов крови, имеющим большую производную (скорость повреждения), повреждаемость молочно-кислых бактерий лишь слабо нарастает в использованном нами диапазоне доз (до 1 Гр).

Этот важный результат согласуется с эмпирическими данными существования биологической жизни на Земле в условиях погруженности всего живого в океан радиоактивности, идущей как из недр Земли, так и падающей из атмосферы в виде первичных и вторичных космических лучей.

Из рисунка 1 можно сделать ряд сравнительно новых выводов. Во-первых, угол наклона (первая производная или скорость радиационной повреждаемости от дозы) для липосом и сферосом разный. Это, по-видимому, связано с тем, что внутреннее содержимое сферосом (жир) плотнее, чем вода в липосомах. Во-вторых, из рисунка 1а видно, что скорости повреждаемости у липосом и эритроцитов крови одинаковы (без учета небольшого порога для эритроцитов), что, по-видимому, связано с одинаковыми физико-химическими свойствами внутреннего содержимого липосом и цитоплазмы эритроцитов.

Также представляет определенный интерес разность скоростей повреждаемости у эритроцитов и молочно-кислых бактерий (рисунок 1б). В масштабах рисунка даже можно сделать вывод о независимости повреждаемости МКБ от дозы в указанных пределах. Это говорит о высокой устойчивости к радиации у одноклеточных организмов, что, в свою очередь, важно для понимания выживаемости и эволюции жизни на Земле и в космосе.

Литература

1. Риск заболевания раком легких в связи с облучением дочерними продуктами распада радона внутри помещений. *Публикация 50 МКРЗ//Пер. с англ.* – М.: Энергоатомиздат, 1992. – 112 с..
2. Защита от радона-222 в жилых зданиях и на рабочих местах. *Публикация 65 МКРЗ// Пер. с англ.* – М.: Энергоатомиздат, 1995. – 68 с.

ДОЛЯ ГАЗОВЫДЕЛЕНИЯ И ВРЕМЯ УДЕРЖАНИЯ ТРИТИЯ

А.А. Куйкабаева

КазНУ им .Аль-Фараби, Алматы, Казахстан

При оценке пригодности литиевой керамики в качестве бридерного материала, важное значение имеет такой параметр, как доля газовыделения — параметр, изменяющийся от 0 до 1, где под 1 понимают установление стационарного течения трития из гранул.

Количество газа $G(t)$ [атом], оставшееся в сфере к моменту времени t :

$$G(t) = 4\pi \int_0^{r_0} C(r,t) r^2 dr - \frac{4\pi}{3} r_0^3 C_{(0)} = \frac{8}{\pi} r_0^3 C_{(0)} \left[\frac{6}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^2} \exp \left\{ - \left(\frac{n\pi}{r_0} \right)^2 Dt \right\} \right], \quad (1)$$

или в безразмерном виде

$$g(t) = \frac{G(t)}{G_0} = \frac{6}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^2} \exp\left\{-\frac{n^2 \pi^2 D t}{r_0^2}\right\}, \quad (2)$$

где G_0 – количество газа в образце в начальный момент времени.

Количество газа, выделившееся из сферы к времени t :

$$M_t = \frac{4}{3} \pi r_0^3 C_{(0)} \left[1 - \frac{6}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^2} \exp\left(-\frac{n^2 \pi^2 D t}{r_0^2}\right) \right]. \quad (3)$$

Безразмерная доля газовой выделенности:

$$F = \frac{M_t}{M_0} = 1 - \frac{6}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^2} \exp\left\{-\frac{n^2 \pi^2 D t}{r_0^2}\right\}. \quad (4)$$

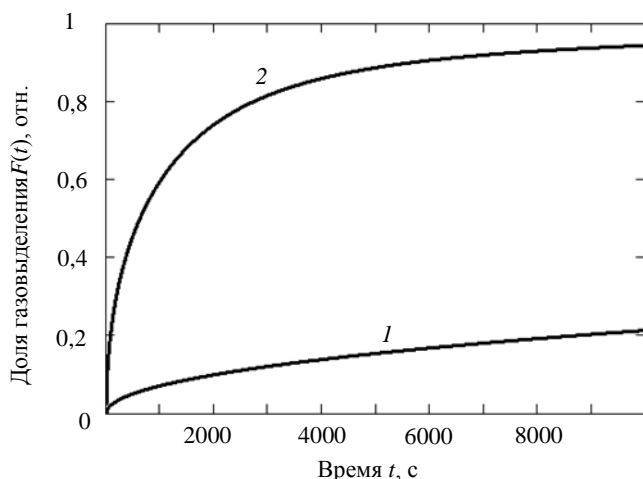


Рис. 1. Зависимости доли выделенного трития от времени облучения при температуре 700 °С: 1 — начальная стадия облучения; 2 — конечная стадия облучения

и конечной стадий реакторного эксперимента. Видно, что с началом генерирования трития в керамики поток трития возрастает и по мере роста времени стремится к стационарному значению. Чем выше температура и, следовательно, выше коэффициент диффузии, тем быстрее достигается стационарный поток трития из гранул. Для конечной стадии облучения стационарный поток достигался гораздо быстрее, чем на начальной стадии.

Для начальной стадии облучения при температуре 700 °С, как мы показали, коэффициент диффузии трития $1,02 \cdot 10^{-8}$ см²/с, к моменту времени $t = 1$ ч доля газовой выделенности (процент от стационарного значения) составила 13,1%, тогда как для конечной стадии выделения трития при той же температуре коэффициент диффузии равен $1,168 \cdot 10^{-6}$ и при том же времени $t = 1$ ч доля газовой выделенности составила 84,4%. Таким образом, в наших реакторных экспериментах при температуре выше 500 °С стационарное течение трития из гранул литиевой керамики устанавливалось через несколько часов после начала генерирования трития.

Другой важный критерий пригодности конкретного материала при использовании его в качестве бридерного материала основан на понятии времени удержания трития в керамике τ . Чем меньше времени пребывает образовавшийся тритий в грануле, тем больше степень его извлечения при данной температуре и в данный момент времени и, следовательно, тем лучше свойства керамики, как бридерного материала.

Средняя концентрация трития в сфере

$$\langle C \rangle = C_{(0)} \frac{6}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^2} \exp\left(-\frac{n^2 \pi^2 D t}{r_0^2}\right); \quad (5)$$

$$F(t) = 1 - \frac{6 r_0^8}{\pi^4 D t} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^4} (1 - \exp\left(-\frac{n^2 \pi^2 D \cdot t}{r_0^2}\right)) \quad (6)$$

зависит от величины коэффициента диффузии (т.е. от структуры материала и температуры образца), радиуса гранулы и времени, прошедшего от начала генерации трития в литиевой керамике.

В качестве примера, на рис. 1 представлены временные зависимости доли выделения трития (в долях от стационарного значения) при температуре 700 °С для начальной и

Расчёт времени удержания проводили по формуле

$$\tau(T) = \frac{r_0^2}{15 \cdot D(T) \cdot 3600 \cdot 24} \text{ сут.} \quad (7)$$

Для примера, в табл. 1. приведены некоторые значения, рассчитанного времени удержания

Таблица 1. Время удержания трития при различной температуре τ [сут] и на разных стадиях выжигания лития-6 в титанате лития

Температура, °C	Стадия выжигания	
	начальная	конечная
300	$5,7 \cdot 10^4$	2,6
500	48,7	0,06
700	0,76	$6,6 \cdot 10^{-3}$

Как следует из табл. 1, в условиях нашего эксперимента равновесное время удержания трития в грануле титаната лития радиусом 1 мм изменяется в широких пределах — от 57 тысяч часов при температуре 300 °C и начальной стадии выгорания до 10 минут при температуре 700 °C для выгорания примерно 20% лития-6. Малое время удержания при высоких температурах (допустимых с точки зрения механических и физико-химических свойств материала) свидетельствует о перспективности использования керамики на основе метатитаната лития в качестве бридерного материала в установках по управляемому термоядерному синтезу.

ДНҚ-дағы СЫЗЫҚТЫ ЕМЕС ТОЛҚЫНДАР

А.М. Сыздыкова, Г.Н. Шайхова

Л.Н.Гумилев атындағы Еуразия ұлттық университеті, Астана, Қазақстан

Синус-Гордон тендеуі қатты дене физикасының көптеген салаларында, сызықты емес оптика және элементар бөлшектердің физикасында қолданыс тапты. Модель кинк, антикинк және бризер шешімдерімен ие екендігі белгілі [1,3]. Бұл жұмыста x, y, z кеңістіктік және t уақыт айнымалыларына тәуелді болатын $u(x, y, z, t)$ функциясы үшін синус-Гордонның жалпыланған үшөлшемді тендеуін келесі түрде қарастырамыз

$$\mu_{xx} + \lambda u_{yy} + \kappa u_{zz} - \beta u_t = \alpha \sin u. \quad (1)$$

Қазіргі уақытта ДНҚ физикасын зерттеу өзекті бағыттардың бірі [3,4]. Алғаш рет дезоксирибонуклеинды қышқыл (ДНҚ) моделі ретінде синус-Гордонның бірөлшемді тендеуі Инглендердің жұмыстарында ұсынылған болатын [2], мұнда біртекті ДНҚ молекуласындағы негіздердің айналмалы қозғалысы осы тендеумен сипаттала алатындығы көрсетілген. Кейіннен бұл модель Инглендер моделі деп аталды.

Мұнда (1) тендеуінің нақты шешімдерін табу үшін – Хирот әдісін пайдаланамыз. Бұл үшін айнымалымен алмастыру жасаймыз

$$u = 4 \operatorname{arctg} \frac{G}{F}, \quad (2)$$

мұнда $G(x, y, z, t), F(x, y, z, t)$ -екі ретті үздіксіз-дифференциалданатын функциялар болып табылады. (2) теңдеуді (1) теңдеуге қойып, бірнеше түрлендірулерден кейін келесі теңдеулер жүйесін аламыз:

$$[\gamma D_x^2 + \lambda D_y^2 + \kappa D_z^2 - \beta D_t^2](F \cdot G) = \alpha[FG], \quad (3a)$$

$$[\gamma D_x^2 + \lambda D_y^2 + \kappa D_z^2 - \beta D_t^2](F \cdot F - G \cdot G) = 0. \quad (3b)$$

Хирот әдісіне сәйкес [1], ε аз параметр бойынша формалды қатарларға G, F функцияларын жіктейміз:

$$G = \varepsilon G^{(1)} + \varepsilon^3 G^{(3)} + \varepsilon^5 G^{(5)} + \dots, \quad (4a)$$

$$F = 1 + \varepsilon^2 F^{(2)} + \varepsilon^4 F^{(4)} + \varepsilon^6 F^{(6)} \dots \quad (4b)$$

(4) теңдеуді (3) теңдеуге қойып, ε әр түрлі дәрежелер кезіндегі коэффициенттерді теңестіріп теңдеулер жүйесін алып, одан (1) теңдеудің солитонды шешімін табамыз, ол шешімнің түрі келесідей

бірсолитонды:

$$u = 4 \operatorname{arctg}(e^{\theta_1}), \quad (5)$$

$$\text{мұндағы } \theta_1 = a_1 x + b_1 y + d_1 z + c_1 t + \delta_1, \quad c_1 = \pm \sqrt{\frac{\gamma a_1^2 + \lambda b_1^2 + \kappa d_1^2 - \alpha}{\beta}},$$

екісолитонды:

$$u = 4 \operatorname{arctg}\left(\frac{e^{\theta_1} + e^{\theta_2}}{1 + A_{12} e^{\theta_1 + \theta_2}}\right), \quad (6)$$

$$\text{мұндағы } \theta_i = a_i x + b_i y + d_i z + c_i t + \delta_i, \quad c_i = \pm \sqrt{\frac{\gamma a_i^2 + \lambda b_i^2 + \kappa d_i^2 - \alpha}{\beta}}, \quad \text{сонымен бірге}$$

$$\frac{\gamma a_i^2 + \lambda b_i^2 + \kappa d_i^2 - \alpha}{\beta} \geq 0, \quad (i = 1, 2), \quad A_{12} = \frac{\gamma(a_1 - a_2)^2 + \lambda(b_1 - b_2)^2 + \kappa(d_1 - d_2)^2 - \beta(c_1 - c_2)^2}{\gamma(a_1 + a_2)^2 + \lambda(b_1 + b_2)^2 + \kappa(d_1 + d_2)^2 - \beta(c_1 - c_2)^2}.$$

Әдебиет

1. Абловиц М., Сигур Х. Солитоны и метод обратной задачи// Мир. 1987 г. С.199-220.
2. Englander S.W., Kallenbach N.R., Heeger A.J., and e.a., Nature of the open stat in long polynucleotide double helices: Possibility of soliton excitations // Proc. Natl. Acad. Sci.USA Vol. 77, No.12, pp. 7222-7226, 1980
3. Шайхова Г.Н. Метод Хироты для нахождения точных решений нелинейных дифференциальных уравнений в частных производных// Вестник КарГУ им. Е.А. Букетова. Сер. мат.-2009-№1(53)- С .36-41.
4. Мырзакулов Р., Данлыбаева А.К., Жунусов К.Х. Об однородной геометрической модели молекулы ДНК. Вестник КазНУ. Серия физическая, №1(21), С 31-35, 2006.
5. Мырзакулов Р. Биология с точки зрения физика и математика. Известия НАН РК, №4, С. 45-52, 2005

ОСОБЕННОСТИ ПРОТЕКАНИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ В ОБОЛОЧКАХ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД

Д.М. Насирова*, Н.Ж. Такибаев, В.О. Курмангалиева, М.Н. Такибаева

*Казахский национальный педагогический университет им.Абая

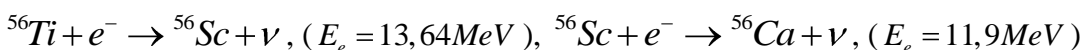
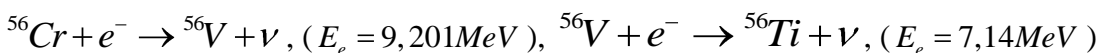
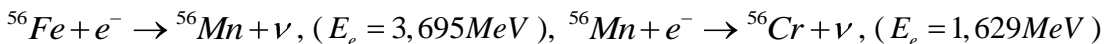
Казахский национальный университет им.аль-Фараби

Многие вопросы физики нейтронных звезд остаются научной загадкой. Один из таких вопросов - типы и особенности ядерных реакций, протекающие в нейтронных звездах, в частности, в их кристаллических внешних оболочках [1]. В ходе эволюции плотность вещества в недрах звезды увеличивается, при таком росте плотности возникает ситуация вырождения электронного газа, электроны при этом вследствие действия принципа Паули приобретают релятивистские скорости (при плотностях $\rho > 10^6 \text{ г/см}^3$). Начиная с некоторого критического значения энергии электрона начинают идти процессы захвата электронов ядрами, обратные β - распаду.

Ядерные реакции и возбужденные состояния ядер являются особенно значимыми процессами в сверхплотных кристаллах. Такие процессы интенсивно возникают на определенных глубинах в оболочках нейтронных звезд, где становятся возможными ядерные реакции захвата электронов ядрами, находящимися в узлах кристаллической решетки. Именно высокие давления и плотности, присущие нейтронным звездам, заставляют идти эти реакции наоборот, и оставаться стабильными.

В зависимости от элементного состава первичного вещества нейтронной звезды, им будут отвечать разные типы ядерных реакций.

Приведем цепочку реакций для ^{56}Fe . Распространенность данного изотопа в природе составляет 91,7 %.



Для нуклида ^{56}Mn будет уже открыта реакция следующего электронного захвата, порог которой будет почти на 2 МэВ меньше порога предыдущей (первой) реакции. Т.е. вторая реакция идет с выигрышем энергии [2].

У ядра ^{56}Cr есть богатый спектр возбужденных состояний, нижние два из которых имеют энергии ниже порога $E_e = 3,695\text{MeV}$ и также будут открыты, наряду с основным состоянием. Энергии этих уровней равны $E_1^* \text{ } ^{56}\text{Cr} = 1,007\text{MeV}$ и $E_2^{**} \text{ } ^{56}\text{Cr} = 1,832\text{MeV}$.

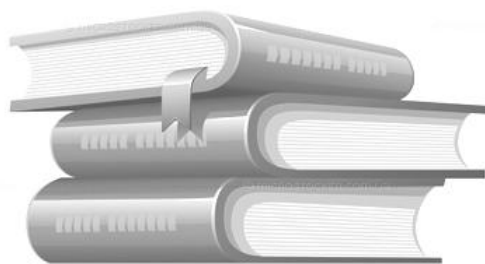
Главной особенностью реакций электронного захвата является то, что при этом в кристаллической оболочке образуются возбужденные ядра, которые передают возбуждение решетке через колебания, т.е. через фононы. Накопившееся возбуждение достигая максимума выделяет энергию.

1. Шапиро С.Л., Тьюколски С.А. Черные дыры, белые карлики и нейтронные звезды // в 2 ч. / Пер.с англ. - М.: Мир, 1985. Ч.1 - 2.

2. Takibayev N., Kato K., Nasirova D. Excited Nuclei in Neutron Star Crusts // Adv.Studies Theor.Phys. Bulgaria. - 2013. - Vol.7, № 4. - P. 151-161.

Секция 2

Исследования процессов переноса в газовых, жидких и плазменных средах



ВЛИЯНИЕ КЛАСТЕРНОГО СОСТАВА ТЯЖЕЛОГО КОМПОНЕНТА НА ГРАНИЦУ ПЕРЕХОДА ДИФфуЗИЯ – КОНЦЕНТРАЦИОННАЯ КОНВЕКЦИЯ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ

В.Н. Косов¹, М.С. Молдабекова¹, О.В. Федоренко², В. Мукамеденкызы²

¹Казахский национальный педагогический университет им. Абая, Алматы, Казахстан

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

Проведенные экспериментальные исследования смешения в бинарных и трехкомпонентных системах в поле силы тяжести показали, что при определенных условиях возникают конвективные потоки, наложение которых на собственно молекулярный перенос приводит к неустойчивости механического равновесия. Одним из параметров, влияющих на интенсивность диффузионного неустойчивого процесса, является температура газовой системы. Существующие экспериментальные данные показали, что с ростом температуры интенсивность неустойчивого процесса уменьшается [1;2]. Однако возможность срыва диффузионного режима смешения зависит и от реальных свойств смешивающихся компонентов. Таким свойством может являться образование групп из двух и более молекул, что приводит к рассмотрению бинарных смесей как тройных и т.д. Этот метод был использован как приближение в теории конденсации, вязкости, теплопроводности, в теории образования молекул и т.д.

Важным моментом экспериментального исследования неустойчивости механического равновесия многокомпонентных газовых смесей является способ регистрации границы перехода системы из одного состояния в другое. Это можно сделать путем сравнения экспериментальных данных (например, концентрации продиффундировавших компонентов, парциальных потоков и т.п.) с вычисленными в предположении устойчивого диффузионного переноса. Учитывая, что диффузионные эксперименты весьма продолжительны, то для определения границы перехода из одного режима в другой используется линейный анализ на устойчивость. В данном случае граница перехода от устойчивого состояния в неустойчивое определяется критическим числом Рэлея, которое зависит от теплофизических характеристик газовой смеси и геометрических параметров диффузионного канала.

В данной работе нами исследована неустойчивость механического равновесия бинарной газовой смеси Ar – He в цилиндрическом канале кругового сечения при различных температурах и концентрациях димеров аргона при давлении 4,99 МПа. Кластерный состав тяжелого компонента Ar, рассчитывался по методике, описанной в работе [3].

Для наиболее опасной с точки зрения устойчивости моды ($l=1, n=1$) критическое число Рэлея имеет следующее значение $R_1 = 67,95$ при $\gamma = 2.8712$ [4].

В таблице 1 приведены значения критических чисел Рэлея R_1 и R_2 , которые на плоскости (R_1, R_2) определяют положение границы перехода из одного режима смешения в другой. Граничные числа Рэлея получены для случая линейного распределения концентраций компонентов в диффузионном канале.

Как видно из таблицы 1 значение граничного числа Рэлея по оси ординат отличается от теоретического примерно на 1 %, а по оси абсцисс – на 40 %. Такой результат, видимо, связан влиянием третьего компонента (кластерного газа аргона) на границу перехода от одного режима смешения к другому. Дальнейший анализ влияния кластерного состава тяжелого компонента на границу перехода диффузия – концентрационная конвекция при

различных температурах был проведен с учетом нелинейной зависимости концентраций компонентов в диффузионном канале. Результаты расчетов представлены в таблице 2.

Таблица 1 - Значения граничных чисел Рэлея в зависимости от кластерного состава Ar при различных давлениях

T, К	c _{dimAr} , мольн. доли	Вычисленные значения		Теоретические	
		R ₁ (y)	R ₂ (x)	R ₁ (y)	R ₂ (x)
301	0.093215	68.5109	41.5245	67,95	67,95
313	0.084146	68.457	41.5611	67,95	67,95
333	0.071401	68.3816	41.6222	67,95	67,95
353	0.061184	68.3211	41.683	67,95	67,95

Таблица 2 – Значения граничных чисел Рэлея при нелинейном распределении концентрации компонентов

T, К	dc _{He} /dz	dc _{dimAr} /dz	R ₁ (y)	R ₂ (x)
301	-15.62582	1.4256	67.9639	337.8431
313	- 15.625758	1.2865	67.9639	335.8113
333	- 15.625667	1.0911	67.9639	332.5601
353	-15.62559	0.9345	67.9639	329.4656

Результаты вычислений граничных чисел Рэлея при нелинейном распределении концентрации компонентов показывают существенное отличие от критического числа Рэлея, полученного при решении задачи на устойчивость в цилиндрическом канале кругового сечения.

Следует отметить, что на такое поведение граничных чисел Рэлея, возможно, оказывает влияние заметное отличие диффузионных способностей рассматриваемых газов. Коэффициенты взаимной диффузии и вязкости при $T = 298,0$ К и $p = 0,101$ МПа имеют следующие значения: $\eta_{He} = 1.969 \cdot 10^{-5}$ Па·с; $\eta_{Ar} = 2.25 \cdot 10^{-5}$ Па·с; $\eta_{dimAr} = 2.738 \cdot 10^{-5}$ Па·с; $D_{He-Ar} = 0.745 \cdot 10^{-4}$ м²/с; $D_{He-dimAr} = 0.6741 \cdot 10^{-4}$ м²/с; $D_{Ar-dimAr} = 0.1468 \cdot 10^{-4}$ м²/с. Коэффициенты вязкости и диффузии бинарной смеси Ar-dimAr и He-dimAr вычислены по строгой кинетической теории газов.

Таким образом, особенно отчетливые расхождения R_1 и R_2 при различных температурах свидетельствуют о существенном влиянии кластеров в системе с заметно отличающимися молярными массами компонентов.

Литература

- 1 Жаврин Ю.И., Косов В.Н. Влияние температуры на процесс диффузионной неустойчивости // ИФЖ. – 1988. – Т. 55, № 1. – С. 92-97.
- 2 Кульжанов Д.У. Устойчивость механического равновесия в бинарных газовых смесях при различных температурах // Вестник КазГУ. Серия физ. – 2002. – № 2. – С.115-118.
- 3 Stogryn D.E., Hirschfelder J.O. Contribution of Bound, Metastable, and Free Molecules the Second Virial Coefficient and Some Properties of Double Molecules/ J.Chem.Phys. 1959. – V.31. №6. – P.1531-1544.
- 4 Гершуни Г.З., Жуховицкий Е.М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М.: Наука, 1972. –392 с.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ДИФфуЗИОННОГО СМЕШЕНИЯ В БИНАРНЫХ СМЕСЯХ

Ю.И. Жаврин, В. Мукамеденкызы, Д.Б. Жакебаев

НИИЭТФ, КазНУ им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан

При изотермической диффузии в некоторых многокомпонентных газовых смесях при определенных условиях образуются стратифицированные по плотности области, что в поле силы тяжести вызывает появление конвекции [1]. Экспериментальное изучение неустойчивости механического равновесия в изотермических газовых смесях показало [2], что смена режимов «диффузия – гравитационная конвекция» возможна при определенных термодинамических параметрах системы (давления, температуры, концентрации) и геометрических характеристиках диффузионного канала (характерный размер, длина, форма). Теоретическое описание неустойчивости механического равновесия удовлетворительно согласуется с опытными данными [3]. При этом решение было получено в аналитическом виде.

В данной работе рассматривается численное моделирование процесса диффузионного смешения в бинарной смеси *He-Ar*, на основе решения нестационарных отфильтрованных уравнений Навье-Стокса, уравнения неразрывности, уравнения для концентрации в плоском вертикальном канале, применяя метод крупных вихрей [4, 5].

Для численного решения уравнения Навье-Стокса используется схема расщепления по физическим параметрам, которая состоит из трех этапов. На первом этапе решается уравнение Навье-Стокса без учета давления. Для аппроксимации конвективных и диффузионных членов уравнения используется компактная схема повышенного порядка точности. На втором этапе решается уравнение Пуассона, полученное из уравнения неразрывности с учетом поля скоростей первого этапа. Для решения трехмерного уравнения Пуассона разработан алгоритм решения – спектральное преобразование в комбинации с методом матричной прогонки. Полученное поле давления используется на третьем этапе для пересчета окончательного поля скоростей, значения которых применяются при решении уравнения для концентрации.

На основе построенной модели были определены следующие характеристики – турбулентная кинетическая энергия, изменение концентрации смешивающихся газов по времени при различных значениях чисел Рэлея, Рейнольдса и давления.

Литература

1. Zhavrin Yu.I., Kosov V.N., Seleznev V.D. // Fluid Dynamics. – 2000. – V.35 (3). – P. 464-470.
2. Zhavrin Yu.I., Moldabekova M.S., Poyarkov I.V., Mukamedenkzy V. // Technical Physics Letter. – 2011. – Vol. 37 (8). – P. 721-723.
3. Ankusheva N.B., Kosov V.N., Zhavrin Yu.I. // J. of Engineering Physics and Thermophysics. – 2008. – V. 84 (3). – P. 525-531.
4. Жумагулов Б.Т., Абдибеков У.С., Жакебаев Д.Б. // Вычислительные технологии, 2009, Т.14, №2, с. 3-11.
5. Abdibekov U.S., Zhakebaev D.B. // Journal of Physics: Conference Series, 2011, V. 318, doi: 10.1088/1742-6596/318/4/042042.

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ СКОРОСТИ ВПРЫСКА НА ПРОЦЕСС ГОРЕНИЯ ЖИДКОГО УГЛЕВОДОРОДНОГО ТОПЛИВА

А.С. Аскарова, С.А. Болегенова, М.Ж. Рыспаева, И.Э. Березовская, Ш.С. Оспанова
НИИЭТФ, КазНУ им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан

В настоящее время численное моделирование горения различных топлив широко изучается учеными, специализирующимися в области теплофизики. Повышение уровня экологического загрязнения окружающей среды, истощение запасов углеводородного топлива и экономический рост многих стран повышает спрос на энергию - все эти факторы приводят к задаче нахождения более экономичного и экологичного способа сжигания топлива [1]. Многие страны принимают дополнительные добровольные обязательства по снижению выбросов парниковых газов, увеличению использования возобновляемых источников энергии или даже отказу от углеводородного топлива (Швеция, Исландия). В условиях возрастания мировых требований к чистоте топлива в Казахстане растёт нехватка высокооктановых бензинов и керосина. [2]

Для того чтобы решить эти проблемы необходимо тщательно изучить сам процесс горения. Турбулентность играет большую роль во многих устройствах, использующих процесс горения, поэтому его исследование является, возможно, одним из самых сложных разделов гидродинамики. Кроме того, горение осложнено такими факторами как различные цепные химические реакции и излучение [3]. Таким образом, компьютерное моделирование становится все более важным элементом исследования процесса горения и проектирования различных установок, работающих на различном углеводородном топливе.

Целью данной работы является изучение влияния скорости впрыска жидкого топлива на процесс его горения с помощью компьютерного моделирования на основе решения дифференциальных уравнений турбулентных реагирующих потоков.

Нами было выбрано жидкое топливо тетрадекан ($C_{14}H_{30}$), которое является основным компонентом дизельного топлива. Вычислительный эксперимент проводился в камере сгорания с $h=15$ см и $d=4$ см. Жидкое топливо впрыскивалось в камеру сгорания через круглое сопло, расположенное в центре нижней части камеры. После впрыска топливо быстро испарилось, и сгорание произошло в газовой фазе за время 4 мс. Время впрыска жидких капель равно 1,4 мс. Температура стенки камеры сгорания 353 К. Начальная температура окислителя в камере 900 К. Температура тетрадекана составила 300 К. Начальный средний радиус впрыскиваемых капель 3 мкм. Давление в камере сгорания задавалось $4 \cdot 10^6$ Па. Скорость впрыска жидкого топлива менялась от 150 м/с до 350 м/с.

В ходе исследования были получены распределение максимальной температуры и концентрации углекислого газа в зависимости от скорости впрыска, распределения концентрации продуктов сгорания CO_2 , H_2O и температуры газа в камере сгорания для эффективной скорости. Было установлено, что при скоростях меньше 150 м/с горение жидкого топлива не происходит. Однако, скорости распыла тетрадекана 200 м/с достаточно, чтобы топливо воспламенилось (рис. 1).

Наиболее эффективное сгорание происходит при скорости впрыскивания в диапазоне от 260 до 320 м/с, при таких условиях температура в камере сгорания достигает значений от 2023 К до 2048 К. При скорости впрыска равной 260 м/с концентрация CO_2 достигает минимального значения $0,114$ г/м³ и с увеличением скорости концентрация углекислого газа достигает $0,117$ г/м³ (рис. 2).

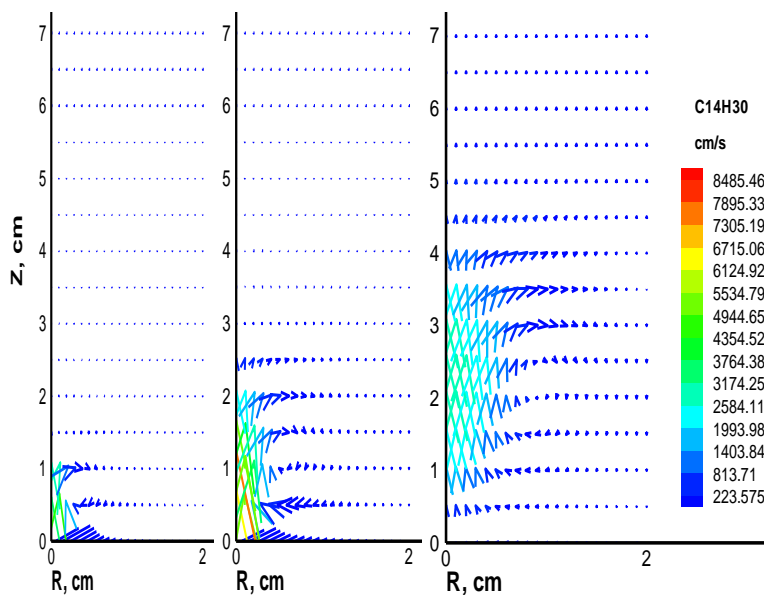


Рисунок 1. Распределение скорости в камере сгорания при сжигании тетрадекана в различные моменты времени: а) 0,15 мс, б) 0,6 мс, в) 1,8 мс

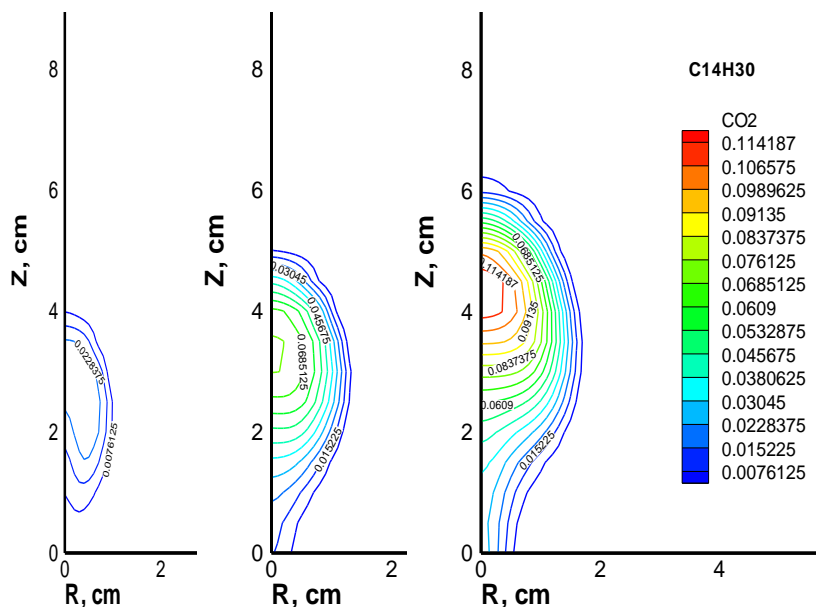


Рисунок 2. Распределение CO₂ в камере сгорания при сжигании тетрадекана в различные моменты времени: а) 1,8 мс, б) 3 мс, в) 4 мс

Литература

1. Askarova A., Bolegenova S., Berezovskaya I., Maksimov V., Ospanova Sh. // “Science and Education”: materials of the II international research and practice conference. - Vol. I. – Munich, 2012. – P.15-19.
2. Рахимбекова С., Ачилов Н., Ивлев С. Перспективы перехода Казахстана к «зелёной» экономике // НОИ «зеленой» экономики и социальных инноваций. – Алматы, 2013. – <http://greenkaz.kz>
3. Аскарлова А.С., Болегенова С.А., Березовская И.Э., Оспанова Ш.С. Численное моделирование процессов горения двух видов жидкого топлива в зависимости от скорости // Материалы IX Международной научно-практической конференции «Современные научные достижения». – 2013. – Прага, 2013. – С.29-34.

ПРОМЫШЛЕННЫЕ ИСПЫТАНИЯ ПЛАЗМЕННО-ТОПЛИВНЫХ СИСТЕМ (ПТС) НА АЛМАТИНСКОЙ ТЭЦ-2

**В.Е. Мессерле, А.Б. Устименко, В.Г. Лукьященко, В.Н. Шевченко, И.Г. Степанов,
К.А. Умбеткалиев, В.Н. Козак, А.Л. Синдеев, С.В. Лобыцин, Ю.Е. Карпенко,
Д.С. Сапрыкин, Р.Д. Тохтаев**

*ИПГ МОН РК, НТО Плазмотехника, НИИЭТФ КазНУ, Алматы, Казахстан
E-mail: ust@physics.kz*

В котле БКЗ-420-140-7С ст. №3 номинальной паропроизводительностью 420 т/ч сжигается Экибастузский уголь зольностью до 40 %, теплотой сгорания 4000 ккал/кг и выходом летучих до 28 %. Котел оснащен 6 пылеугольными вихревыми горелками. Эти горелки двухпоточные как по первичному, так и по вторичному воздуху и расположены с фронта котла в два яруса. Номинальный расход угля через одну горелку составляет 10,97 т/ч (от 4 до 6 т/ч на поток). Система пылеприготовления индивидуальная с прямым вдуванием пыли от четырех молотковых мельниц тангенциального типа ММТ-2000/2590/750К. Давление пара – 14 МПа, температура перегретого пара 550-565⁰С. Температура аэросмеси за ММТ 100-125⁰С, концентрация кислорода в дымовых газах при нагрузке 380 т/ч – 3,3 %. Разрежение вверху топки – 2-3 кгс/м².

На котле были установлены три ПТС с плазмотронами с регулируемой мощностью от 100 до 200 кВт. Для наблюдения за плазменными факелами и их взаимодействием с первичным воздухом ПТС были оборудованы смотровыми лючками диаметром 60 мм, закрытыми огнеупорными стеклами. Для наблюдения за воспламенением пылеугольных факелов использовались ремонтные лючки на боковых стенках топки котла, расположенные на верхнем и нижнем ярусах горелок. Испытания ПТС были проведены в два этапа в 2011 и 2013 г.г. В процессе испытаний ПТС по достижению необходимой концентрации пыли в аэросмеси наблюдалось воспламенение пылеугольного факела в холодной топке котла на выходе из горелок №№ 2, 4, 6 [1]. Измерение температуры факелов через смотровые лючки цифровым пирометром показало, что сразу после воспламенения мгновенные значения температур факела составляли 700-800⁰С, повышаясь до 1050-1070⁰С. При этом в начале воспламенения наблюдались пульсации горящих факелов в топке, стабилизирующихся по мере ее прогрева и подачи 30-40 % вторичного воздуха на горелки №№ 2, 4 6. Через 67 минут после плазменного воспламенения пылеугольных факелов температура первичного воздуха составила 75⁰С, температура в барабане – 143 ⁰С, температура газов за топкой – 192⁰С. Скорость повышения температуры горячего воздуха при этом составляла около 1,5 град./мин.

Второй этап испытаний ПТС (2013 г.) выполнялся на горелках №№ 1, 3 и 5 с использованием модернизированных керамических вставок для муфелизации ПТС. Всего было проведено 10 серий испытаний ПТС. В процессе испытаний с подачей угля мощность плазмотронов изменялась от 170 до 200 кВт, расходы первичного воздуха через все ПТС – от 6240 до 9600 м³/ч, а расход угольной пыли через три ПТС изменялся от 5,5 до 13,5 т/ч. На выходе ПТС наблюдались пульсирующие факела оранжевого цвета, что сопровождалось пульсациями разряжения в топке ±20 мм.вод.ст. Каждый раз при отключении ПСУ на выходе ПТС наблюдались пульсирующие факела, стабилизирующиеся в течении 20-30 сек. и продолжающие гореть еще от 30 до 60 сек. с одновременным снижением пульсаций разряжения в топке котла до ±10 мм.вод.ст. При этом цвет факелов изменялся от оранжевого до желтого. Загрубление тонины помола не привело к заметному повышению концентрации пыли в аэросмеси.

Для обеспечения штатного режима работы пылесистемы были проведены испытания ПТС с подогревом воздуха мазутными форсунками №№ 2, 4, 6. После включения мазутных форсунок с расходом мазута через каждую до 1 т/ч и достижения температуры горячего воздуха 177°C были включены три плазмотрона на среднюю мощность 190 кВт каждый. Расход вторичного воздуха составлял 40% от номинального значения. Расход угольной пыли изменялся от 7,5 до 9,4 т/ч. Расход первичного воздуха изменялся от 6720 до 7920 $\text{м}^3/\text{ч}$. Через лючки горелок №№ 1 и 3 наблюдалось воспламенение пылеугольного факела от ПТС №№ 1 и 3 вначале пульсирующего и имеющего красный цвет с переходом в желтый цвет и последующей стабилизацией. Температура факелов составила 835°C от ПТС № 1 и 811°C от ПТС № 3. Появление факелов сопровождалось колебаниями разрежения в топке от -10 до +10 мм.в.ст. с последующим снижением колебаний по мере прогрева муфелей ПТС до ± 5 мм.в.ст. За 124 минуты после включения плазмотронов провели 5 попыток воспламенения пылеугольного факела от ПТС. Появление факелов сопровождалось колебаниями разрежения в топке от -10 до +10 мм.в.ст. с последующим снижением колебаний по мере прогрева муфелей ПТС до ± 5 мм.в.ст. За 84 мин работы плазмотронов температура факелов от ПТС возросла от 835 до 1020°C (ПТС №1) и от 811 до 1022°C (ПТС №3) (рис. 1). При этом температура горячего воздуха достигла 220°C , температура перегретого пара - 379°C , а давление в барабане - 28 атм. За последующие 45 мин работы ПТС температура горячего воздуха увеличилась до 274°C , температура перегретого пара - 453°C , а давление в барабане



котла – до 69 атм. Устойчивые пылеугольные факела, наблюдались только при работе пылесистемы в режиме, близком к перегрузке мельницы топливом. Таким образом, необходимого для растопки котла пылеугольного факела в штатном режиме работы пылесистемы получено не было.

Рис. 1. Пылеугольный факел от ПТС в начальный момент (слева) и через 5 минут (справа) после подачи угля (температура в ядре факела 835 и 1022°C соответственно).

Испытания ПТС показали, что при использовании ПТС №№ 2, 4, 6 воспламенение пылеугольных факелов в холодной топке котлоагрегата было более надежным и устойчивым, хотя пылесистема, от которой запитывались ПТС №№ 2, 4, 6, также работала в режиме, близком к перегрузке мельницы топливом. Несмотря на то, что результаты первого этапа испытаний ПТС на котле БКЗ-420 Алматинской ТЭЦ-2 в режиме растопки котла из холодного состояния подтвердили возможность воспламенения высокозольных Экибастузских углей в холодной топке без подогрева первичного воздуха, а скорость повышения температуры горячего воздуха после стабилизации факелов от ПТС осуществлялась в тренде скорости повышения температуры при мазутной растопке котлоагрегата, проведенные всесторонние испытания ПТС на котлоагрегате №3 с прямым вдуванием угольной пыли показали невозможность достижения необходимой ее концентрации в аэроsmеси для устойчивого воспламенения пылеугольных факелов от ПТС, поскольку не удастся обеспечить стабильный режим работы мельниц. В итоге не достигнуты пусковые параметры котла с системой прямого вдувания угольной пыли, и дальнейшие работы по испытаниям ПТС без создания автономного бункера пыли, способного обеспечить необходимую концентрацию угольной пыли в аэроsmеси, признаны нецелесообразными.

1. В.Е. Мессерле, А.Б. Устименко, С.С. Тютеебаев, В.Г. Лукьященко, В.Н. Шевченко, И.Г. Степанов, К.А. Умбеткалиев, А.О. Нагибин, В.Н. Козак, Е.И. Карпенко, С.В. Лобыцин, Б.А. Сабыркулов, А.К. Шанлакбаев, Ю.Е. Карпенко // Программа и научные материалы VI Международного симпозиума «Горение и плазмохимия», Алматы, 24-26 августа 2011 г., КазНУ им.аль-Фараби. – С.88-92.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ВНЕШНИХ ВОЗДЕЙСТВИЙ НА ВОЛНОВЫЕ РЕЖИМЫ ВЕРТИКАЛЬНО СТЕКАЮЩЕЙ ПЛЕНКИ ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ

О.Ю. Цвелодуб

Институт теплофизики СО РАН; НГУ, Новосибирск, Россия

Известно, что нелинейные волновые режимы свободно стекающей пленки обусловлены развитием линейной неустойчивости исходного плоскопараллельного течения с постоянной толщиной. Существенное влияние на режимы течения могут оказывать различные внешние воздействия, приводящие к появлению дополнительных пондемоторных сил. Данные силы могут заметно повлиять на устойчивость течения. В работе демонстрируется влияние нестационарных сил на волновые режимы течения на двух характерных примерах.

В первом случае рассматривается тонкая пленка вязкой ферромагнитной жидкости стекающей вниз по вертикальному цилиндрическому проводнику радиуса R в поле силы тяжести. Толщина пленки мала по сравнению с радиусом проводника. По проводнику течет переменный ток $I_0 F t$. Во втором примере рассматриваются волны на поверхности вязкой диэлектрической пленки жидкости, стекающей по внутренней поверхности одной из обкладок плоского конденсатора. На обкладки подается переменная во времени разность потенциалов $V(t) = V_0 F(t)$. В этих примерах $F(t)$ - некоторая произвольная достаточно гладкая функция времени.

В длинноволновом приближении в случае малых расходов для двумерных возмущений эти две задачи сводятся к исследованию одного уравнения, описывающего эволюцию возмущений толщины пленки. После некоторых преобразований оно приводится к виду:

$$\frac{\partial H}{\partial \tau} + 4H \frac{\partial H}{\partial x} + [1 - CF^2(\tau)] \frac{\partial^2 H}{\partial x^2} + \frac{\partial^4 H}{\partial x^4} = 0 \quad (1)$$

Здесь H – трансформированное отклонение толщины пленки от невозмущенного уровня, C – коэффициент, определяемый физическими характеристиками задачи. Он может быть как положительным (первый пример), так и отрицательным (второй случай).

При $F = const$ уравнение (1) переходит в известное уравнение Курамото – Сивашинского.

В данной работе ограничимся случаем, когда F представляет собой нарастающую во времени ступеньку:

$$F(\tau) = 0.5(1 + th(\beta(\tau - \tau_0))).$$

Рассматривались пространственные периодические возмущения. Одним из существенных факторов, обуславливающих особенности их эволюции, являются то, что граница области линейной неустойчивости изменяется со временем.

Так, например, возмущения с волновыми числами близкими к нейтральному волновому числу обычно притягиваются к стационарно-бегущему волновому режиму. Поэтому, если вначале волновое число лежало в области неустойчивости, но было близко к нейтральному волновому числу, то со временем оно может стать устойчивым (при $C > 0$). Это приведет к прекращению роста данного возмущения и к его последующему затуханию. И наоборот, при $C < 0$ возмущения, сначала затухающие, могут стать неустойчивыми.

Численные расчеты для уравнения (1) позволили выявить характерные сценарии эволюции периодических возмущений.

ОСОБЕННОСТИ ФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ МЕЗОСКОПИЧЕСКИХ СИСТЕМ

Л.И. Курлапов

Казахский национальный технический университет им. К.И. Сатпаева, Алматы

Структурными элементами мезоскопических систем являются частицы, размеры которых занимают промежуточное положение между микрочастицами и макротелами. Особенности свойств мезоскопических систем определяются отличиями поведений мезоскопических частиц как от поведения микрочастиц, так и от поведения макроскопических тел. При малых размерах мезоскопические частицы обладают структурой и внутренней энергией, чем они отличаются от микрочастиц, которые обычно моделируются материальными точками. В связи с малостью мезоскопических частиц их тепловое движение отличает их от макроскопических тел, что отражается на особенностях свойств мезоскопических систем: они отличаются как от свойств макротел, так и от свойств микрочастиц.

Физические свойства мезоскопических систем удобно исследовать на примере молекулярно-кластерной смеси газов, в которой большие кластеры как мезоскопические частицы навязывают плотному газу свойства, характерные другому агрегатному состоянию вещества [1-3]. Равновесные свойства таких систем описываются на основе уравнения состояния, записанного для определённого числа частиц, которые не претерпевают превращений при образовании или распаде кластеров. Физические свойства определяются тепловым движением и взаимодействиями соответствующих структурных элементов (в молекулярно-кластерной смеси это – кластеры), и это отражено в уравнении состояния фактором сжимаемости. Расчёты фактора сжимаемости для газов основаны на использовании кластерного состава.

Кластерный состав в газах и парах рассчитывается по схемам, приводимым в работах [1-3]. Такие расчёты показали, что при низких температурах или высоких давлениях в газах могут существовать достаточно тяжёлые кластеры, состоящие из десятка молекул. На температурную и барическую зависимость фактора сжимаемости влияют процессы образования или распада кластеров, соответствующие изменениям числа молей структурных элементов, а также процессы столкновений, в которых важную роль играет собственный объём частиц. Существование двух конкурирующих процессов приводит к немонотонной зависимости фактора сжимаемости, что согласуется с известными справочными данными.

Описание неравновесных свойств базируется на уравнении движения мезоскопических систем, в котором учитывается, что движущаяся частица образует непотенциальное поле, поэтому взаимодействия мезоскопических частиц описываются потоками действия. В частности, давление, как и в основном уравнении кинетической теории, определяется как поверхностная плотность потока импульса. Чтобы не рассматривать деформацию мезоскопических частиц при столкновении их с твердыми стенками сосуда, в основном уравнении кинетической теории давление как поток импульса вводится при рассмотрении воображаемой контрольной площадки, расположенной не на поверхности сосуда, а во внутренней области газа.

Уравнение движения мезоскопических систем в пределе может переходить в начало термодинамики открытых систем для макротел или в уравнение движения материальной точки как предел перехода к безразмерной частице, не имеющей внутренней структуры. Для неоднородной сплошной среды это уравнение даёт уравнения, содержащие члены, связанные с существованием трех составляющих в потоке частиц, что согласуется с моделью сплошной среды, которая разбивается на локально-равновесные домены постоянной конфигурации, и с

кинетическим уравнением, в котором явно учтены конечные размеры мезоскопических частиц.

Учёт двух составляющих различной природы в потоке частиц даёт возможность описывать диффузионный и термодиффузионный бароэффекты. Вывод формул для бароэффектов основан на интегрировании уравнения непрерывности с разными граничными условиями для скорости обратимого движения и для диффузионной скорости. Расчёты показали, что в мезоскопической области макропараметров бароэффекты в газах имеют особенности, характерные для жидкостей. Подобной особенностью обладает вязкость плотного газа и паров, что объясняется влиянием больших кластеров, которые навязывают газу некоторые свойства жидкости.

В процессе диффузии плотных газов и паров мезоскопика больших кластеров проявляется в том, что концентрационная зависимость коэффициента взаимной диффузии соответствует жидкой фазе. Такая зависимость наблюдается и в экспериментах.

При описании теплопроводности к проблемам, возникавшим при описании разрежённых газов, добавляются проблемы, связанные с необходимостью учитывать энергетические эффекты при структурных изменениях, в частности, при образовании или распаде кластеров.

В электропроводность мезоскопических систем более существенный вклад вносят поверхностные носители, что приводит к отклонениям от законов проводимости макроскопических тел.

Литература

- 1 Жумабекова Н.Н., Касымов А.Б., Курлапов Л.И. Труды международной научно-практической конференции «Информационные и телекоммуникационные технологии: образование, наука, практика». – Алматы. – 2012. – С.500-504.
- 2 Курлапов Л.И., Касымов А.Б. Труды II Международной научной конференции «Высокие технологии – залог устойчивого развития» I том. – Алматы: КазНТУ им. К.И. Сатпаева, 2013. — С. 132-135.
- 3 Курлапов Л.И. Физическая кинетика мезоскопических систем. Монография. – LAP LAMBERT Academic Publishing. –2011. 116 с.

МЕТАЛЛИЗАЦИЯ ЖЕЛЕЗОРУДНЫХ ОКАТЫШЕЙ СИНТЕЗ-ГАЗОМ, ПОЛУЧЕННЫМ ПЛАЗМЕННОЙ ГАЗИФИКАЦИЕЙ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УГЛЕЙ

В.Е. Мессерле, А.Б. Устименко

ИПГ МОН РК, НТО Плазмотехника, НИИЭТФ КазНУ, Алматы, Казахстан

E-mail: ust@physics.kz

При паровой или парокислородной газификации из угля получают синтез-газ ($\text{CO}+\text{H}_2$) и инертный зольный остаток. После отделения золы синтез-газ используют в качестве экологически чистого топлива или газа-восстановителя в металлургии и для химических синтезов [1]. Все большее распространение по всему миру метод находит прямого восстановления железорудных окатышей реформированным (до $\text{CO}+\text{H}_2$) природным газом [2]. Этот процесс позволяет избежать «дорогой» доменный передел, тем самым снизив сырьевые и энергетические расходы на фоне роста мировых цен на кокс, металлолом и железную руду. В настоящей работе предложено получать высокопотенциальный газа-восстановитель ($\text{CO}+\text{H}_2$) плазменно-паровой газификацией некоксуемых углей.

Термодинамические расчеты с использованием программы TERRA показали перспективность экологически чистой плазменной технологии газификации энергетических углей для получения высокопотенциального газа-восстановителя взамен металлургического кокса [3]. Как известно, при температурах выше 1083К, при которых осуществляют процесс восстановления железорудных окатышей, водород по условиям равновесия может быть эффективно использован в реакции восстановления. Следовательно, за счет использования газа с высоким содержанием водорода можно обеспечить значительное сокращение времени процесса и увеличить производительность. Известно [4], что смеси водорода и оксида углерода, в которых содержание водорода превышает 50%, обеспечивают такую же скорость восстановления железорудных материалов, что и чистый водород, стоимость которого на порядок выше. Поэтому целью расчетов было определение условий плазменной газификации низкосортных углей, при которых газ-восстановитель содержит минимальное количество CO_2 и H_2O и обладает оптимальным отношением $\text{H}_2:\text{CO}$, равным 1,2-2,0. Численным исследованиям были подвергнуты Канско-ачинский (КАУ) и Подмосковный (ПУ) бурые угли, состав которых приведен в таблице 1. Численные эксперименты проведены при $P=1$ атм. и массовом отношении углерода к кислороду $\text{C}:\text{O} = 0,5$. Рассчитаны следующие паругольные смеси: 100 кг КАУ + 70 кг H_2O и 100 кг ПУ + 40 кг H_2O .

Таблица 1 – Состав углей (на сухую массу), масс. %

Тип угля	C	O	H	N	S	SiO_2	Al_2O_3	Fe_2O_3	CaO	MgO
КАУ	60,87	20,33	3,88	1,43	0,79	6,23	2,68	1,3	2,0	0,49
ПУ	33,6	8,52	6,5	0,88	2,4	28,52	16,98	1,73	0,41	0,46

КАУ: $W^w = 35\%$ $A^c = 12,7\%$ $V^{\text{daf}} = 53,3\%$; $Q_l^w = 5600$ ккал/кг; ПУ: $W^w = 32,5\%$ $A^c = 48,1\%$ $V^{\text{daf}} = 46\%$; $Q_l^w = 3855$ ккал/кг.

Расчеты показали, что газовая фаза продуктов газификации КАУ в интервале температур 1000-3000К в основном представлена целевым продуктом - синтез - газом ($\text{CO} + \text{H}_2$), термодинамически устойчивым к побочным продуктам процесса газификации. При $T=1600\text{K}$ концентрация синте-газа в газовой фазе равна 99,43об.%. Этой же температуре соответствует абсолютный минимум балластирующих примесей H_2O и CO_2 . Азот топлива представлен молекулярным азотом (N_2). Выход оксидов азота не превышает 20 мг/нм³.

В целом, термодинамический анализ показал, что в рекомендуемом интервале температур 1600-1800К органическая масса угля полностью переводится в высокопотенциальный газ-восстановитель с отношением $H_2:CO$ 1,18-1,93.

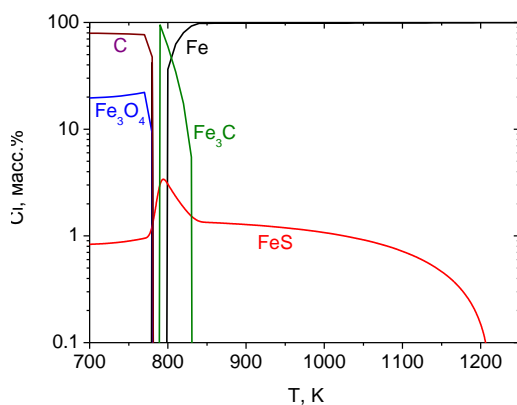
Были выполнены расчеты восстановления окатышей синтез-газом из ПУ. В расчете закладывался двукратный избыток газа-восстановителя и реальный состав железорудных окатышей. В таблице 2 представлен состав исследованных в интервале $T = 700-1400K$ смесей: окатыши + синтез-газ.

На рис. 1 представлен ход процесса восстановления окатышей. Восстановление окатышей, как видно из рисунка, осуществляется через промежуточное вещество карбид железа (Fe_3C) максимум выхода которого приходится на 900 К. Затем карбид железа диссоциирует, углерод взаимодействует с CO_2 и H_2O , образуя синтез-газ и элементарное железо. Примеси окатышей (SiO_2 , MnO , TiO_2) в интервале температур 700-1400К остаются инертными и концентрация их не изменяется. Незначительная часть железа образует с окисью алюминия оксиферроалюминий, несколько снижающий выход губчатого железа.

Таблица 2. Состав технологической смеси с очищенным газом-восстановителем, масс. %

$Fe_{0,577} O_{0,78}$	CO	H_2	H_2S	SiO_2	Al_2O_3	MnO	TiO_2	S	P
50,64	44,37	4,795	0,005	0,10	0,015	0,055	0,01	0,005	0,005

Степень восстановления железа (X_{Fe}) (табл. 3) вычислялась из отношения количества



восстановленного железа к исходному количеству железа в окатышах. Как видно из таблицы, максимальная степень восстановления железорудных окатышей достигается при $T=1100K$. Таким образом, степень восстановления железорудных окатышей синтез-газом, полученным плазменной газификацией ПУ, в оптимальном интервале температур восстановления 1100-1300К составляет 99,71-99,96%.

Рис. 1. Равновесный состав конденсированной фазы в зависимости от температуры восстановления окатышей

Таблица 3. Степень восстановления губчатого железа синтез-газом

T, K	900	1000	1100	1200	1300	1400
X_{Fe} , %	0	52,47	99,96	99,93	99,86	99,74

1. Ненахова В.Н., Ибраев Ш.Ш., Мессерле В.Е., Устименко А.Б., Фролова И.Б., Фролов В.А. // Физика и химия обработки материалов. – 1989. – №5. – С. 57 – 61.
2. Сойфер В.М. // Вестник ХНАДУ. - 2006. - №33. URL: <http://cyberleninka.ru/article/n/ispolzovanie-produktov-pryamogo-vozstanovleniya-zheleza-v-elektrostaleplavilnyh-pechah> (дата обращения: 18.07.2013)
3. Gorokhovski M., Karpenko E.I., Lockwood F.C., Messerle V.E., Trusov B.G., Ustimenko A.B. // Journal of the Energy Institute, 2005. - V 78, N 4. - P.157-171.
4. Ibraev Sh.Sh., Frolov V.A., Messerle V.E., Pukhov A.V. // Journal of High Temperature Chemical Processes. – 1992 - V 1. - P. 51-55.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ КОНДЕНСАЦИИ N₂O

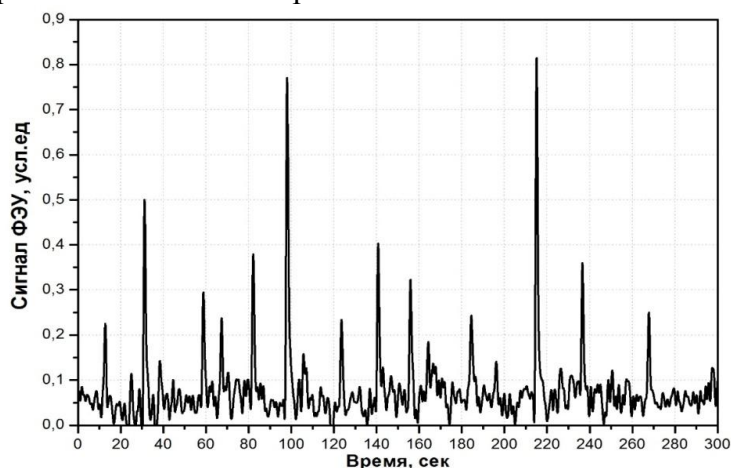
Е. Коршиков, Е. Галицкая

НИИЭТФ, КазНУ им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан

Одним из научных направлений, в котором имеют дело с реальными и часто неравновесными состояниями, представляющими и чисто научный, и прикладной интерес, является физика роста и свойства криоконденсатов. При этом существует весьма ограниченный перечень факторов, которые определяют и сам процесс роста, и морфологию (структуру) получаемых и исследуемых веществ. В первую очередь это относится к термодинамическим параметрам криоосаждения-давлению газовой фазы и температуре подложки. На начальном этапе фазообразования и при изучении эпитаксиальных слоев определенную роль в формировании свойств реальных криокристаллов может играть материал подложки и ее морфология, что обуславливается характером взаимодействия между частицами газа и материала подложки, т.е. природой адсорбции самых начальных слоев конденсата.

Проведена серия экспериментов детального исследования явления криоизлучения обнаруженного при конденсации закиси азота на холодную подложку. Уникальность данного явления заключается в том, что на текущее время отсутствует теоретическое определение возникновения данного излучения. Изучение данного явления выявило ряд характерных особенностей, касающихся как термодинамических параметров конденсации, так и собственно излучения. Криоконденсация N₂O сопровождается излучением, когда температура подложки составляет T=16-130K. С другой стороны, при давлениях конденсации выше P=10⁻³Торр интенсивность излучения увеличивается. Кроме того, для каждой из температур конденсации в интервале 16-130 К существует оптимальное значение давления газовой фазы, при котором интенсивность излучения имеет максимальное значение. Превышение этого давления, что называется, «гасит» излучение.

На рисунке представлены предварительные результаты такого рода исследований. Как видно из рисунка, наблюдается резкое изменение амплитуды сигнала ФЭУ, что является причиной возникновения кратковременных всплесков с ростом пленки закиси азота на подложке.



1. А. С. Дробышев, Д. Н. Гарипоглы, С. Л. Максимов, Е. А. Самышкин, ФНТ 20,600 (1994).
2. Н. В. Крайнюкова, М. А. Стрежеменский, А. С. Дробышев ФНТ 21,1254 (1995).

О НЕКОТОРЫХ СРАВНЕНИИ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИИ ВЕТРОТУРБИНЫ КАРУСЕЛЬНОГО ТИПА

Ш.А. Ершин, А.К. Ершина, Р.К. Манатбаев, А.К. Тулепбергенов

КазНУ им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан

В этой работе рассматривается сравнение результатов теоретического расчета с экспериментом (см. рис.1 и 2) [1-7]. На рисунке 1 представлены данные по зависимости $\xi(Z)$ для аппаратов с турбиной Дарье. Как видно из рисунка результаты наших расчетов достаточно хорошо согласуются с известными в литературе [5] опытными данными.

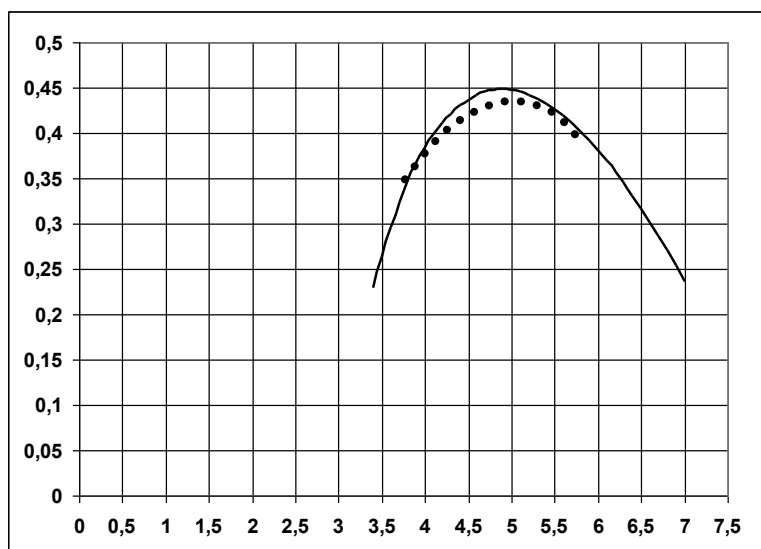


Рисунок 1 – Зависимость коэффициента использования энергии ветра ξ от быстроходности $Z=r_0\omega/V_\infty$: 1 – взято из [5], 2 – результаты расчета

Сравнения профиля скорости теоретических расчетов с экспериментальными данными зарубежных ученых при $x/r=1.6$ [4] Результаты теоретического расчета авторов

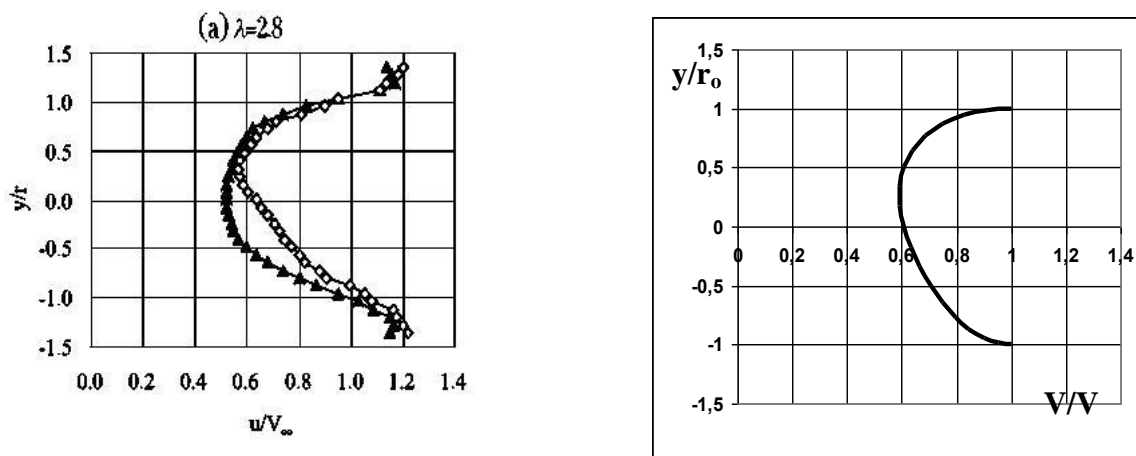


Рисунок 2 – результат сравнения соотношения скорости ветра между вычислительными результатами и экспериментальными результатами в позиции $x/r = 1.6$ [7]

Представляет интерес для конструкторов-проектировщиков знать соотношение длины хорды рабочих лопастей с диаметром турбины и выяснить наиболее подходящее их отношение. Такая работа в экспериментальном плане выполнена в [2]. На основе прямого физического эксперимента авторы установили, что наибольшая эффективность работы турбины Дарье типа Н-ротор наблюдается при отношении длины хорды к диаметру турбины равным 0,125. В этой связи нами проведены специальные расчеты по определению зависимости коэффициента использования энергии ветра (ξ) от относительной длины хорды (h/d). Результаты расчета приведены на рисунке 3. Как видно из этого рисунка максимальное значение коэффициента (ξ) от относительной длины хорды (h/d) приходится на ту же величину $h/d=0,125$, что и у авторов работы [2].

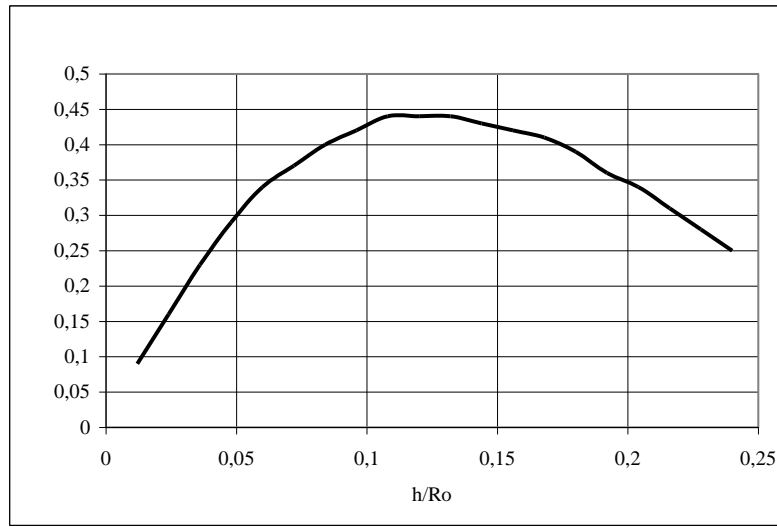


Рисунок 3 – Зависимость коэффициента использования энергии ветра ξ от относительной длины хорды рабочей лопасти h/d .

Литература

1. Mei-Kao Liu, Mark A.Yocke, and Tomas C. Myers. Mathematical Model For the Analysis of Wind – Turbine Wakes // J. Energy. – Jan.- Feb. 1983.- Vol.7. - № 1.- P. 73-78.
2. Иванов И. И., Иванова Г.А, Перфилов О. Л.. Модельные исследования роторных рабочих колес ветроэнергетических станций. Сборник научных трудов гидропроекта. – М., 1988. – С. 106 -113.
3. Kenji Horiuchi, Izumi Ushiyama, Kazuichi Seki. Straight wing vertical axis wind turbines: A flow analysis // WIND ENGINEERING VOLUME 29, NO. 3, 2007. PP 243–252.
4. Islam, M., Ting, D. S-K. and Fartaj, A. Desirable Airfoil Features for Smaller-Capacity Straight-Bladed VAWT. Wind Engineering, 2007, Vol 31, No 3, pp 165–196.
5. Денисенко Г.И., Федосенко Л.П., Козловский Г.А. Проектирование и расчет ветроэлектрических станций. – Киев: КПИ, 1986. – 64 с.
6. Brochier G., P. Fraunie, and Bequier C. Water Channel Experiments of Dynamic Stall on Darrieus Wind Turbine Blades //J. Propulsion. – 1986. – Vol. 2, №5. – P. 445-449.
7. Ершина А.К., Ершин Ш.А., Манатбаев Р.К., Тулепбергенов А.К. Экспериментальное исследование ветроэнергетического устройства «Бидарье» //Материалы III международной научной конференции: Актуальные проблемы механики и машиностроения. – Алматы, 2009. – С. 105–109.

БАЛЛАСТЫ ГАЗ ЖҮЙЕСІНДЕГІ МАССАТАСЫМАЛДАУ ПРОЦЕСІ

М.С. Молдабекова¹, М.Қ. Асембаева², О.В. Федоренко²

¹Абай атындағы Қазақ ұлттық педагогикалық университеті, Алматы

²әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Алматы

Көптеген есептеулердің шешімі кезінде, яғни химиялық, мұнайгазхимиялық технологияда, аэрогаздинамикада, астрофизика мен қолданбалы физиканың кейбір аймақтарында, сонымен қатар сұйық мен газдардағы массатасымалдауға қатысты негізгі параметрлердің мағынасын білу керек. Кез-келген кинематикалық коэффициентті тура өлшеу, соның ішінде барлық газ қоспалары үшін көпкомпоненттік диффузия коэффициенттері үшін көптеген жағдайлардың орын алуы әрқашан мүмкін бола бермейді. Сол себепті осындай сипаттамаларды қолданыстағы эксперименттік мәліметтер негізінде болжау мен анықтау әдістерін қолжетімді етіп қарастыру қажет.

Массатасымалдау процесін сипаттау үшін диффузиялық және конвективтік заңдылықтарының есептеулері қажет. Массатасымалдау процесі тек молекулалық диффузиядан ғана құрылмайды, сонымен қатар компоненттердің тасымалдануы, яғни конвективті $\vec{v}C$ ағын кезінде пайда болады, ол (1) заңына қатысты орындалады және диффузиялық ағынның жылдамдығын өзгертеді:

$$\vec{j} = -D\text{grad}C + \vec{v}C \quad (1)$$

Бұл жерде j - диффузиялық ағын, яғни зат мөлшері(моль бойынша), C - диффундирленетін зат концентрациясы, бірлік бет арқылы уақыт бірлігінде тасымалданады, D - диффузия коэффициенті, v - қоспаның толық ағын ретінде қозғалысы, яғни конвективті қозғалыс.

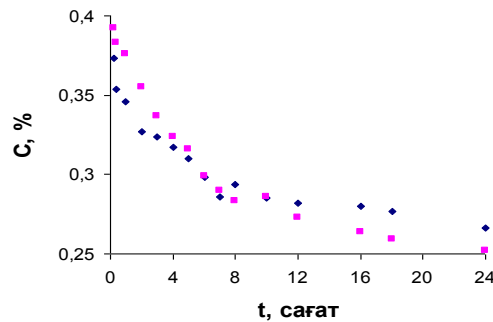
Ескере кетейік, диффузия құбылысының сипатталуы жүйенің механикалық тепе-теңдігі кезінде жеңілдетіледі, яғни dv/dt үдеуі нөлге тең. Әдетте, үдеуі тек нөлге тең жүйелер зерттелмейді, сонымен қатар жылдамдық градиенттері өте аз, осыдан қысым тензоры да аз болып келеді[1].

Бинарлық қоспалардағы диффузияға қарағанда көпкомпоненттік жүйені реттеуде гидродинамикалық тасымалдау меншікті диффузиялық компонент ағындарының қарапайым теңелуіне әкеледі. Реттеу нәтижесі диффундирленетін заттың қасиеттерімен қатар диффузиялық каналда концентрациялық таралуымен анықталады, яғни жүйенің барлық компоненттерінің градиенттеріне байланысты. Бұл жағдайда көпкомпоненттік диффузия процесі әсерлесуі мүмкін, олар өзара диффузия кезінде байқалмайды. Оларға «Тур эффекттері» немесе «қарсы диффузия», «диффузиялық кедергі», «осмостық диффузия» жатады, сонымен қатар басқа да ерекшеліктердің пайда болуы белгілі жағдайларда күрделі конвективті ағын жүйесі ішінде орнықсыз механикалық тепе-теңдік процесіне әкеледі. Осы әсерлердің бірі болып келетін механикалық тепе-теңдіктің тұрақсыздығының гравитациялық концентрациялық конвекциясы ауырлық күш өрісінде пайда болады, бастапқы тұрақты қабаттасу (стратификация) тығыздығы кейбір жүйе үшін бақыланады. Бастапқы объект ретінде газ қоспаларының газ-сұйылтқыш ортада диффундирленуін зерттеуін қолдану, механикалық тепе-теңдік орнықсыздығының пайда болуына термодинамикалық және геометриялық параметрлердің әсерін анықтауға мүмкіндік береді, сонымен қатар тәжірибе кезінде эволюция процесі бақыланды[2]. Қоспа қозғалысының индикаторы болып келетін

газ-сұйылтқыш арқылы барлық компоненттердің тасымалын жоғары сапада бақылауға болады. Диффузиялық орнықсыздықты зерттеулер кезінде балласты газ жүйелерінде екі негізгі диффундирленетін компоненттік тең пропорцияда бір балласты газбен сұйылтылған. Сол себепті газ-сұйылтқышты орнықсыздық процесі кезінде тасымалдауға пайдалану үшін негізгі диффундирлеуші газдарды бір емес, бір-біріне жақын қасиеттері бар екі компоненттермен бірдей пропорцияда қолдануға болады.

Төрткомпоненттік газ қоспасындағы диффузиялық араласу $0,43C_3H_8+0,57He-0,42N_2O+0,58CH_4$ екіколбалық аппарат әдісімен уақытқа байланысты зерттелді, осының ішінде екі компонент C_3H_8 және N_2O қарама-қарсы бағытта диффундирленеді, тығыздығы мен тасымалдау ерекшеліктері бір-біріне жақын.

Уақыттың бастапқы кезінде пропан және азот қышқылдарының концентрациясы диффузиялық канал колбаларында бір-біріне жақын орналасқан. 1-суретте көрініп тұрғандай, диффузиялық каналды ашқан кезде және газдар араласуы басталғанда төменгі колбада N_2O , C_3H_8 концентрациясы азая бастағанын байқаймыз. Концентрацияның осы өзгеруі Стефан-Максвелл тендеуімен өрнектеледі, яғни процесс диффузиялық тұрақты.



1-сурет. $0,43C_3H_8+0,57He-0,42N_2O+0,58CH_4$ газ жүйесіндегі N_2O газының төменгі колбадағы өзгерісі

1-суретте көрініп тұрғандай, шамамен 8 сағаттан кейін зерттеліп отырған төменгі колбадағы азот қышқылы концентрациясының төмендеп келе жатып қайтадан ұлғаюын бақылауға болады, яғни балласты газдың конвективті ағынының қарама-қарсы бағытқа қарай өзгеруін көруге болады. Бұл процесс потенциалды тұрақсыз болып келеді. Осыдан байқайтынымыз, төрткомпоненттік жүйеде үдемелі және кемімелі ағындар пайда болатыны осы эксперименттен бақыланды.

Сонымен, балласты газдардағы диффузиялық орнықсыз процесі зерттелді, яғни екі диффундирленген қарама-қарсы бағыттағы газдар басқа газдармен сұйылтылған, бұл газдар өз қасиеттеріне байланысты (тығыздық, өзара диффузия коэффициенті) шамамен бірдей. Балласт газының ағын бағыты уақытқа байланысты өзгертіндігі дәлелденді. Бұл байланысты күрделі сипаттағы орнықсыз диффузиялық әдістің араласуымен және араласушы газдардың нақты қасиеттерінің көрінуімен, сонымен қатар балласты газдарының C_3H_8 және N_2O бірдей меншікті градиентті концентрациялары болуы мүмкін деп түсіндіреміз.

1. Miller L., Mason E.A. Oscillating instabilities in multicomponent diffusion // Phys. Fluids. – 1966. V.9, №4 – P. 711-721.

2. Жаврин Ю.И., Косов В.Н., Асембаева М.К., Поярков И.В., Федоренко О.В. Диффузионная неустойчивость и некоторое критические параметры, приводящие к ее возникновению. Вестник КазНУ, Серия физическая. 2011. – № 3(38) – С. 8-11.

О ЧИСЛЕННОМ РАСЧЕТЕ АЭРОДИНАМИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ВЕТРОТУРБИНЫ КАРУСЕЛЬНОГО ТИПА

Р.К. Манатбаев, Б.Т. Елубаева, А.К. Тулепбергенов

КазНУ им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан

В этой работе рассматривается математическая модель ветротурбины карусельного типа [1-5]. Вращение турбины Дарье связано с действием подъемной силы крыла возникающей на рабочих лопастях ветротурбины при наличии ветра и вращения турбины. Рассмотрим взаимодействия ветротурбины со стационарным воздушным потоком. На рисунке 1 схематически показано четыре наиболее важных положения рабочей лопасти при вращении с постоянной угловой скоростью ω .

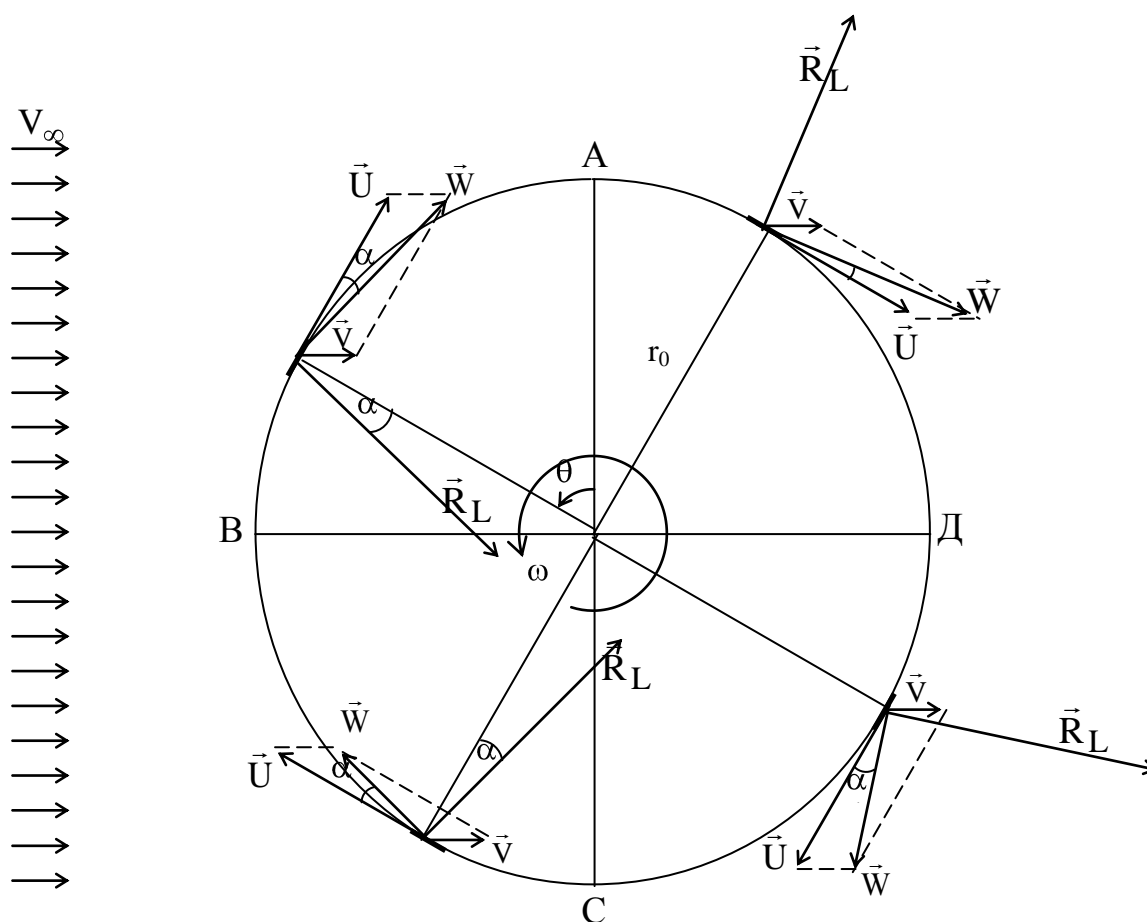


Рисунок 1 – Схема вращающейся против часовой стрелки одной из рабочих лопастей ветротурбины

В работе для определения зависимостей аэродинамических параметров ветротурбины «Дарье» от угла θ проведен расчет с применением многотрубчатой модели теории трубки и составлена программа на языке Fortran [3-6]. Результаты из расчета приведены на рисунках 2,3. Результаты этих работ будут полезны для проектно-конструкторских работ при создании промышленных образцов ветроагрегата карусельного типа. В докладе будет подробно излагаться разработанная математическая модель, численные расчеты и их анализ.

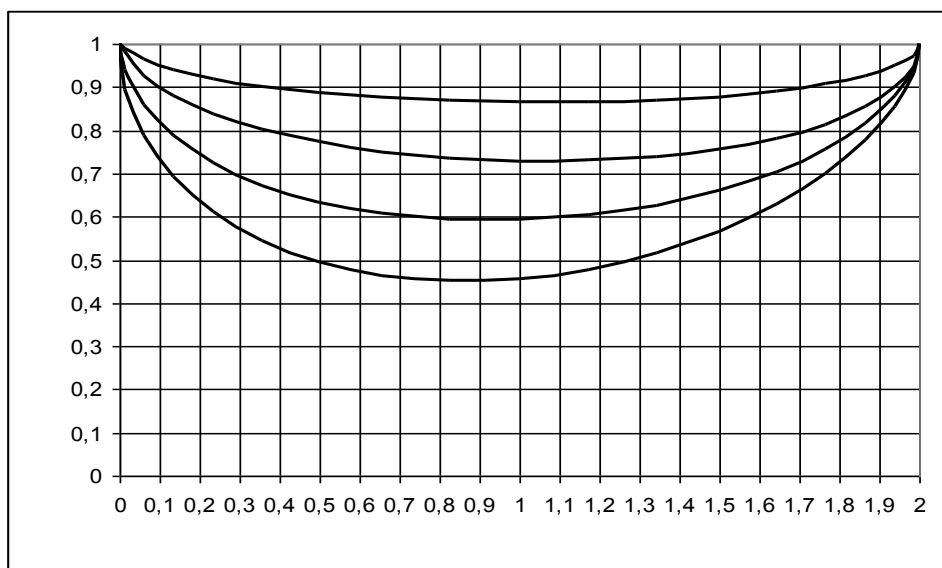


Рисунок 2 – Распределение скоростей воздушного потока при прохождении через турбину ($Z=5$)

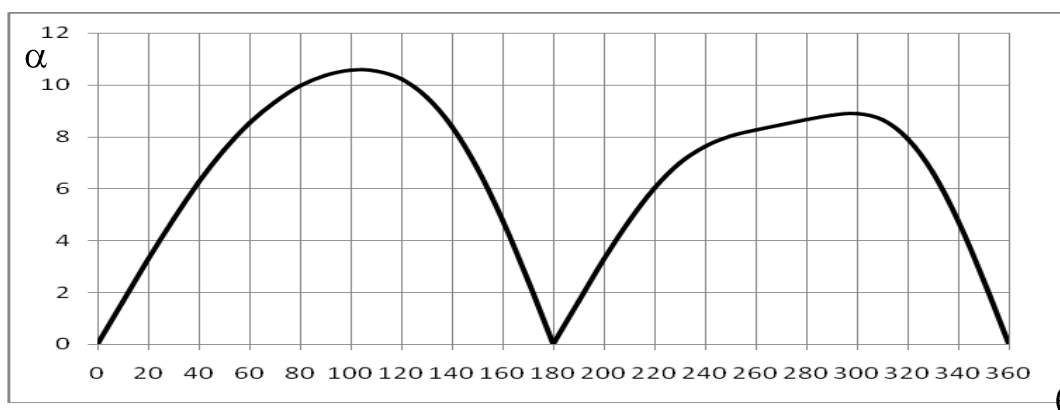


Рисунок 3 – Зависимость угла атаки (α) от угла поворота (θ) рабочей лопасти при одном обороте ($Z=5$)

Литература

1. Фатеев Е.М. Ветро двигатели. – М.: Госэнергоиздат, 1946. – 520с.
2. Шефтер Я.И. Использование энергии ветра. – Л.: Энергия, 1975. – 220 с.
3. Турян К. Дж., Стрикленд Дж., Х., Бэрг Д.Э. Мощность ветроэлектрических агрегатов с вертикальной осью вращения //Аэрокосмическая техника. – 1988. – № 8. – С. 105-121.
4. Mei-Kao Liu, Mark A.Yocke, and Tomas C. Myers. Mathematical Model For the Analysis of Wind – Turbine Wakes //J. Energy. – 1983. – Vol.7, № 1. – P. 73-78.
5. Ершин Ш.А., Тулепбергенов А.К. Об одной нелинейной задаче ветротурбины карусельного типа //Материалы Международной конференций: Хаос и структуры в нелинейных системах. Теория и эксперимент. – Караганда, 1997. – С. 86–92.
6. Shahbaz Yerhsin, Ainakul Yerhsina, Manatbayev Rustem, Asylbek Tulepbergenov. Bi-Darrie windturbine //ASME-ATI-UIT 2010: Conference on Thermal and Environmental Issues in Energy Systems. – Sorrento, Italy, 2010. – P. 615-619.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ БИНАРНЫХ РАСТВОРИТЕЛЕЙ НА НЕКОТОРЫЕ ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ДИТИОАЦИЛ-БИС-БЕНЗОИЛГИДРАЗОНА ВАНАДИЛА (II)

У.С. Беков

Бухарский инженерно - технологический институт, Бухара, Узбекистан

В зависимости от природы растворителя и бинарных смесей молекулы органических соединений могут быть в различных формах, каждая из которых обладает своими спектральными свойствами (спектр поглощения и спектр флуоресценции) [1]. Изучение процессов межмолекулярного взаимодействия (ММВ) в растворах органических соединений является одним из актуальных направлений современной молекулярной спектроскопии органической химии, которые позволяет выявить основные закономерности влияния структуры, природы растворителей и бинарных смесей на спектрально-люминесцентные характеристики органических соединений и расширить область их применения.

Для получения ряда новых лигандов – продуктов совместной конденсации диацетила и I, I – диацетилциклопропана с бензоил-, тиобензиолгидразином, тиосемикарбазидом, дигидразидами кислот и на основе этих лигандов комплексов ванадила (II); детальном изучении строения лигандов и комплексов методами рентгеноструктурного анализа (РСА), ИК, ПМР и ЭПР спектроскопии; выявлении изменений структуры лигандов при комплексообразовании; изучение влияния состава координационной сферы и размеров металлоциклов на геометрию и электронное строение комплексов;

Для определения спектрально - люминесцентных свойств синтезированных органических соединений были использованы диметилсульфоксид (ДМСО) и дистиллированная вода. Используемые растворители были очищены согласно методу предложенной в работе [1].

Исследование проводилось спектроскопическим методом. Электронные спектры поглощения измерялись на фотоэлектрическом кварцевом спектрофотометре СФ-46, позволяющем определить оптические плотности D растворов в области 186-1100 нм с точностью $\pm 1\%$. По измеренным величинам оптической плотности определяли коэффициенты экстинкции по закону Бугера – Ламберта - Бера.

$$I = I_0 e^{-\varepsilon cd} \quad (1)$$

Из анализов полученных электронных спектров были определены силы осциллятора, коэффициент поглощения и частота чисто электронного перехода согласно методики [2].

Нами были сняты спектры поглощения исследуемых органических соединений, зажатой между двумя кварцевыми стеклами. На рис. 1. приведено спектр поглощения соединения (I) в выбранном растворителе при концентрации $2 \cdot 10^{-4}$ м с добавлением бинарной смеси (дистиллированная вода). Соединение имеет поглощательную способность в широком интервале спектра. Как видно из рис.1. максимумы поглощательной способности исследуемого соединения в растворителе находится при $\lambda_{\max}=400$ нм.

С добавлением дистиллированной воды 10% максимум поглощения соединения имеет два максимума $\lambda_{\max}=380$ нм и $\lambda_{\max}=410$ нм. Дальнейшее добавление воды до 40% снижает интенсивность длинноволновой стороны максимума до 0,562 относительной единицы. А при 60% бинарной смеси спектр поглощения соединения имеет первоначальную форму с максимумом $\lambda_{\max}=400$ нм но малым интенсивностью максимума до 0,49 относительной

единицы. Дальнейшее добавление воды снижает интенсивность спектра поглощения, и она доходит до 0,381 относительной единицы.

Однако для исследуемого соединения значения силы осциллятора (f) и коэффициента поглощения α существенно меняются в зависимости от добавления воды.

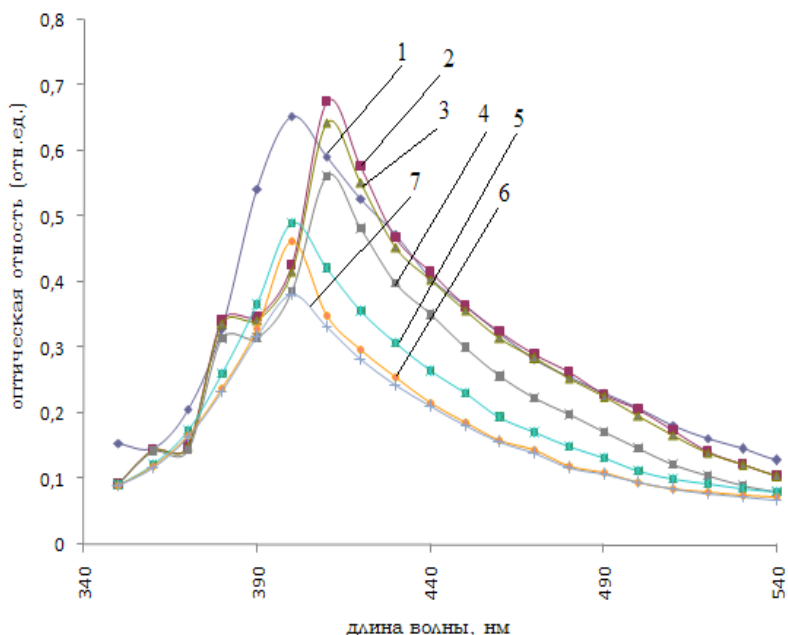


Рис.1. Спектр поглощения исследуемого соединения I. 100% ДМСО (1), 2-90% ДМСО и 10% воды (2), 80% ДМСО и 20% воды (3), 60% ДМСО и 40% воды (4), 40% ДМСО и 60% воды (5), 20% ДМСО и 80% воды (6), 10% ДМСО и 90% воды (7).

При этом при переходе от 100% до 10% значение (α) для первого соединения находятся в интервале $7509,5 \div 4381,5$ единиц поглотительной способности. В тоже время сила осциллятора уменьшается от $0,173 \div 0,101$ единиц (табл. 3).

Таблица 3. Спектральные люминесцентные характеристики соединения «I» в зависимости от природы растворителя

Растворители	См, (моль/л)	см	λ , нм	D	E (л/моль*см)	γ ($\frac{1}{\text{нм герц}}$)	f (H)	τ , сек
ДМСО + воды	100%	1	400	0,653	7509,5	28571,4	-0,17347	-1,16E-08
	90%	1	410	0,675	7762,5	28571,4	-0,16082	-1,25E-08
	80%	1	410	0,644	7406	28571,4	-0,15653	-1,29E-08
	60%	1	410	0,562	6463	28571,4	-0,13375	-1,50E-08
	40%	1	400	0,49	5635	28571,4	-0,1161	-1,73E-05
	20%	1	400	0,463	5324,5	28571,4	-0,10105	-1,99E-08
	10%	1	400	0,381	4381,5	28571,4	-0,09574	-2,10E-08

Таким образом, результаты полученных экспериментальных и расчётных исследований показывают что исследуемые соединения меняют свои спектральные характеристики с добавлением бинарных растворителей.

1. Астанов С. Фотоника молекул пищевых красителей. Дис-я. на соиск, учен. степ. док. физмат. наук. Ташкент.-2003.
2. A.Gordon, R.Ford, The chemist’s companion. Wiley Interscience publication. New-York 1972. 541с.

КҮН ЭНЕРГИЯСЫН ЭЛЕКТР ЭНЕРГИЯСЫНА ТҮРЛЕНДІРЕТІН ЖАҢА ТЕХНОЛОГИЯЛАР

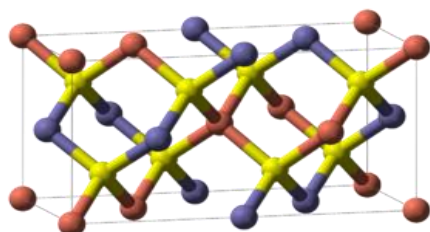
Ә.С. Асқарова, С.А. Бөлегенова, Б.О. Қонақбаев

ал-Фараби атындағы ҚазҰУ, Алматы, Қазақстан.

Күн элементтерін өндіру кезінде әр түрлі технологиялар қолданылуы мүмкін. Осы технологиялардың артықшылықтарын негізінен екі параметрі бойынша анықтайды: күн сәулесін электр энергиясына түрлендірудің тиімділігі мен өндірістің өзіндік құны. Тиімділігі бойынша жұқа қабықшалы күн элементтерінің ішінен – CIGS ($\text{CuIn}_{1-x}\text{Ga}_x\text{Se}_2$) материалдарын қолдана отырып энергия алу технологиясы көш бастап тұр. Жаңартылатын энергия көздерінің Ұлттық зертханасының мәліметтері бойынша (NREL), CIGS типті күн элементтерінің П.Ә.К. қазіргі уақытта 19,9% дейін жеткен, өндіріс орындарында ең жоғарғы көрсеткіші 16% құрайды, ал, қолданыстағы П.Ә.К. орташа көрсеткіші 11-12% аралығында тұр. Дайындалуы кезінде кремний мүлдем қолданылмайтын болғандықтан, өндірісінің өзіндік құны да төмен әрі қолжетімді. Бұл технологияның негізгі ерекшелігі – күн энергиясын толықтай жұту арқылы электр энергиясын шығара алады. Мұның дәлелі – күн сәулесі түскенде аморфты кремнийдің торшалары 400-700 нм аралығында тербелетін болса, CIGS материалынан жасалған күн элементінің торшасы 300-1300 нм аралығында тербеледі. CIGS технологиясының бұл қасиеті төменгі атмосфералық температураға қарамастан, электр энергиясын өндірудің уақытын тиімді ұзарта отырып, күн элементіне тұманды және бұлтты күндерде де тоқтаусыз жұмыс істеуіне мүмкіндік береді. Сондықтан CIGS типті күн элементтері күн сәулесінің тік түсуіне тәуелсіз және олар жеңіл жағдайлармен жұмыс істейді. [1], [3], [4].

CIGS технологиясының құрылымы. CIGS тетраэдрлық байланысқан, халькопиритті кристалдық тор құрайтын жартылай өткізгіш. Тиым салынған зонасының ұзындығы шамамен 1,0 эВ-тан (мыс, селен, индий үшін) 1,7 эВ-қа (мыс, селен, галий үшін) дейін үздіксіз өзгере алады. Осы технологияны қолдана отырып алынған күн элементінің құрамындағы мыс, индий және селен элементтері түскен жарықтың 99%-на дейін жұтылуына көмектесетін сапасы жоғары әрі өте жұқа қабат түзеді. Оған аз мөлшердегі галийдың қосылуы жұтылған жарықтың тиым салынған зонадан оңай өтуіне жағдай жасай отырып, күн элементінің тиімділігі мен кернеудің мөлшерін арттырады. [4].

CIGS типті күн элементінің энергия түрлендіруінің жоғары өнімділігі оның келесідей қасиеттеріне байланысты: біріншіден, олар халькопиритті кристалдық құрылымы бар поликристалды α - фазалы болып келеді (1-сурет)



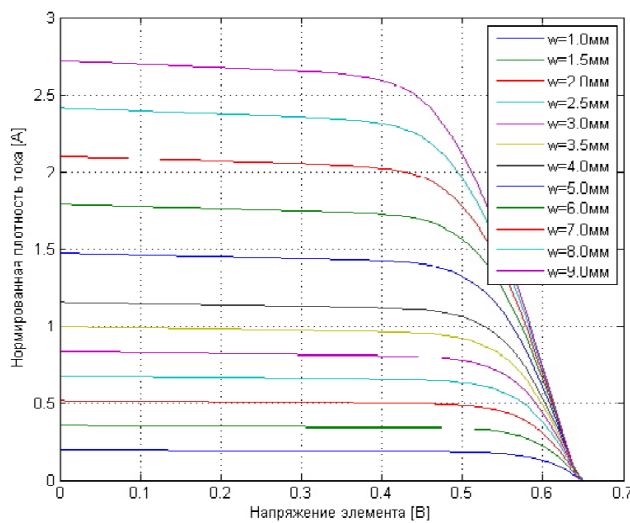
1-сурет. CIGS элементар ұяшығы. Қызыл – Cu, сары – Se, көк – In/Ga.

Екінші қасиеті, жалпы құрамындағы мыс Cu қоспасының тапшылығы. Мыстың жетіспеушілігі Cu ваканциясының санын өсіру арқылы энергия тасымалдаушылардың (кемтіктердің) концентрациясын арттырады. Бұл ваканциялар акцепторлы электрондар ретінде қызмет атқарады. Егер CIGS құрамында Cu қоспасы көп болатын болса, пленканың жоғарғы қабатында стехиометриялы байланысқан $\text{Cu}(\text{In}, \text{Ga})_3\text{Se}_5$ жүйелі ақау түзіледі де, күн элементінің қалыпты жұмыс істеуіне кедергі келтіреді. Кейде оптималды өнімділікті арттыру үшін натрий Na қосылады. Оның концентрациясы шамамен 0,1% құрайды. Жалпы жағдайда, натрий күн элементінде беткі қабат ретінде қолданылады. Сонымен қатар, натрий р-типті

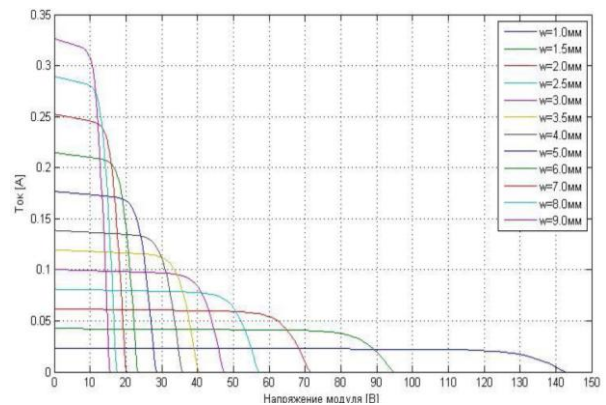
өткізгіштегі дәндердің орташа өлшемінің ұлғаюына әсер ете отырып, стехиометриялық ауытқулардың орын алмауын қамтамасыз етеді. [1-2].

Күн элементінің температурасының қызуы оның жұмыс істеу тиімділігіне әсер ететіні белгілі. Күн элементінің 25°C жоғары әр градусқа қызуы жүктемедегі кернеудің әр градусқа $0,002\text{ В}$ шығынына әкеліп соғады. 2-суретте күн элементінің енінің мәнін өзгерте отырып температураға қатысты алынған ток тығыздығының кернеуге тәуелділігі көрсетілген.

Графиктен анықталғандай, токтың кернеуге қатысты температуралық коэффициенті оң және шамамен $0.7\%/^{\circ}\text{C}$ тең, ал элементтің орташа П.Ә.К. 12-18% аралығында жатады. Бұл көлемі $103 \times 103\text{ мм}$ күн элементінің стандартты жағдай кезінде $1,2\text{--}1,8\text{ Вт}$ электр қуатын өндіре алатынын білдіреді. 3-суретте күн элементінің енінің мәндері әр түрлі болған кездегі вольт-амперлік сипаттамасы келтірілген.



2-сурет. Ток тығыздығының кернеуге тәуелділігі



3-сурет. Күн элементінің енінің мәндері әр түрлі болған кездегі вольт-амперлік сипаттамасы

1. David J. Schroeder, Gene D. Berry, and Angus A. Rockett. Gallium diffusion and diffusivity in CuInSe_2 epitaxial layers // Received 25 July 1996; accepted for publication 22 October 1996.
2. А.Фаренбрух, Р.Бьюб. Солнечные элементы. Теория и эксперимент. Перевод с английского И.П.Гавриловой и А.С. Даревского под редакцией М.М.Колтуна, Москва, Энергоатомиздат, 1987.
3. P.Wuerz, A.Эйке, Ф.Кесслер, С.Раель, С.Ефименко, С.Шлегель CIGS тонкопленочных солнечных элементов и модулей на эмалированной стальной поверхности.
4. A.Wehrmann, C.Puttnins, J.Hartmann, M.Эрхардт, П.Лоренц, K.Zimmer Анализ лазерных книжников в CIGS тонкопленочных солнечных элементов локализованной электрических и оптических измерений.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОБЛАСТИ ДИФФУЗИИ И НЕУСТОЙЧИВОСТИ МЕХАНИЧЕСКОГО РАВНОВЕСИЯ БИНАРНЫХ ГАЗОВЫХ СМЕСЕЙ В КЛАСТЕРНОМ ПРИБЛИЖЕНИИ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ДАВЛЕНИЯХ

В.Н. Косов¹, М.С. Молдабекова¹, О.В. Федоренко², М.К. Асембаева²

¹Казахский национальный педагогический университет им. Абая, Алматы, Казахстан

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

Исследование процессов тепломассопереноса в газовой фазе, в которых имеет место одновременное действие нескольких термодинамических потоков и сил, связано с описанием различных типов движений в таких системах и необходимостью решений нескольких двух- или трехмерных нестационарных уравнений. В газовых смесях дополнительной проблемой является многокомпонентность среды. Многокомпонентная среда требует проведения исследований, связанных с взаимным влиянием парциальных потоков тепла и массы друг на друга, как в экспериментальном, так и теоретическом плане. Теоретический анализ опытных данных позволил выявить в бинарных и трехкомпонентных газовых системах области концентрационной гравитационной конвекции и диффузии, которые реализуются при многокомпонентном смешении. Изучение вопросов, связанных с определением границы кинетического перехода «диффузия – гравитационная конвекция» для газовых смесей, показало влияние термодинамических параметров (температуры, давления, плотности и т.д.) на её расположение [1].

Неустойчивость механического равновесия в многокомпонентных газовых смесях определяется критическим числом Рэлея, значение которого зависит от геометрии диффузионного канала и термодинамических свойств смешивающихся газов. Следует отметить, что исследования о кинетических переходах для колебательных процессов, обусловленные неустойчивостью механического равновесия системы, когда в газовой смеси за счет различия реальных свойств компонентов могут образовываться комплексы (кластеры) молекул не проводились. Изучение этого вопроса имеет важное значение, так как кроме определения граничных параметров, формирующих смену режимов, появляется возможность управления интенсивностью конвективного смешения.

Цель работы состояла в том, чтобы оценить влияние кластерного состава в газе на границу кинетического перехода «диффузия – гравитационная конвекция». В данной работе исследуется изотермическая бинарная система Ar-N₂, в которой предполагается образование димеров аргона при различных давлениях. В таком случае бинарная смесь аргон-азот рассматривается как трехкомпонентная система Ar-(Ar)₂-N₂. Такое предположение позволяет определить области диффузии и неустойчивости механического равновесия бинарных газовых смесей в кластерном приближении при различных давлениях, используя подходы, описанные в работах [1;2].

Методика расчета долей молекул, образующих ассоциации в газовых смесях может быть получена различными способами. Расчет кластерного состава системы Ar-N₂ проводился на основе анализа вириального уравнения состояния [3] в интервале давлений от 0,289-1.074 МПа при температуре 298 К.

Решение задачи о возникновении неустойчивости механического равновесия бинарной газовой смеси в плоском вертикальном канале при граничных условиях, предполагающих обращение в нуль скорости и потока вещества на границах диффузионного потока, имеет следующий спектр критических чисел Рэлея: $R_1 = 31,29; R_3 = 931,8; R_5 = 5570, \dots$, который

определяет неустойчивость механического равновесия смеси при различных модах возмущений. Нами рассмотрен случай влияния кластерного образования в аргоне для первой моды возмущений $n = 1$, что соответствует переходу от устойчивого диффузионного процесса к концентрационной гравитационной конвекции при смешении аргона и азота в плоском диффузионном канале. Результаты расчета с учетом кластерного состава для линейного распределения концентраций в диффузионном канале приведены в таблице 1.

Как видно из таблицы 2 увеличение концентрации димеров аргона приводит к слабому изменению граничных чисел Рэлея. Для сравнения с экспериментальными данными были рассчитаны парциальные числа Рэлея для системы Ar-N₂, значения которых приведены в таблице 3.

Таблица 1 – Значения граничных чисел Рэлея в зависимости от кластерного состава Ar при различных давлениях

p, МПа	C _{dimAr} , мольн. доли	Вычисленные значения		Теоретические	
		R ₁ (y)	R ₂ (x)	R ₁ (y)	R ₂ (x)
0.289	0.005491	31.31382	29.707	31.29	31.29
0.331	0.006289	31.3177	30.0943	31.29	31.29
0.584	0.011096	31.34333	30.0953	31.29	31.29
0.682	0.012958	31.35325	30.0956	31.29	31.29
0.780	0.01482	31.36318	30.0959	31.29	31.29
1.074	0.020406	31.39296	30.097	31.29	31.29

Таблица 2 – Парциальные числа Рэлея

P, МПа	Вычисленные с учетом кластерного состава		Восстановленные из экспериментальных данных
	$R_1 \cong \frac{\Delta c_1}{L}$	$R_2 \cong \frac{\Delta c_2}{L}$	R
0.289	22.7893	0.579	20.1923
0.331	29.8868	0.8695	25.0000
0.584	92.8923	4.7647	73.0769
0.682	126.609	7.5815	99.0385
0.780	165.5111	11.3318	144.2308
1.074	313.2391	29.5026	239.4231

Приведенные в таблице 3 данные позволяют сделать вывод, что парциальные числа Рэлея рассчитанные с учетом кластерного состава смеси растут с увеличением давления и отличаются от экспериментальных данных до 30 %.

Таким образом, проведенные исследования показывают смещение области диффузии и неустойчивости механического равновесия бинарных газовых смесей в кластерном приближении при различных давлениях.

1 Косов В.Н., Селезнев В.Д. Аномальное возникновение свободной гравитационной конвекции в изотермических тройных газовых смесях.– Екатеринбург: ИнституттеплофизикиУрОРАН. 2004.– 149 с.

2 Гершуни Г.З., Жуховицкий Е.М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М.: Наука, 1972. –392 с.

3 CaloJ.M., BrownJ.H. The calculation of equilibrium mole fractions of polar – polar,nonpolar- polarand ion dimmers // J.Chem.Phys. 1974.–V.61. №10. – P.3931-3944.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНЫХ СТРУИ НА НАЧАЛЬНОМ И ПЕРЕХОДНОМ УЧАСТКАХ И ИЗУЧЕНИЕ ДАЛЬНОБОЙНОСТИ ВИХРЕВОЙ СТРУКТУРЫ

С.И. Исатаев, Г. Толеуов, М.С. Исатаев, М. Айтжанова

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

Необходимость экспериментальных исследований возникает в связи с недостаточной изученностью начального и переходного участков свободных трехмерных струй и струй, ограниченных торцовыми стенками [1-4]. Имеющиеся опытные данные не позволяют раскрыть полную картину течений и вихревых структур, образующихся в таких струях, в широком диапазоне геометрических и режимных параметров и требуют более глубокого изучения.

Для проведения опыта использовалась экспериментальная установка, оснащенная термоанемометрической аппаратурой и приборами, позволяющими измерять все основные характеристики течения, а также наблюдать и фотографировать теневую картину вихревого движения в исследуемой области.

В работе излагаются результаты экспериментального исследования продольных вихрей, существенно влияющих на структуру турбулентности, аэродинамику осредненного и пульсационного движения и процессу теплопереноса. Также, предпринята попытка, сформулировать на основе анализа полученных экспериментальных результатов принципы построения теории турбулентного теплопереноса, учитывающей динамику структурных элементов турбулентности.

Разработана методика визуального и количественного изучения тонкой структуры продольных вихрей, образующихся в начальном участке струи. На основе разработанной методики исследована бифуркация образования поперечных и продольных крупномасштабных вихрей.

Приводятся данные по изучению влияния кольцевых крупномасштабных вихрей на осредненные аэродинамические и тепловые характеристики струи.

Результаты, полученные по изучению структуры турбулентности и теплопереноса в сложных струйных течениях, дадут возможность для совершенствования теплообменных устройств, предназначенных для эффективного охлаждения и защиты обтекаемых поверхностей от воздействия высокотемпературных потоков, позволят совершенствовать технологические процессы и оборудование в химической технологии.

Одной из проблем ветроэлектростанций является обмерзание лопастей ветроустановок в зимнее время года. В связи с этим наши результаты экспериментальных исследований аэродинамики и теплообмена при струйном обтекании поверхностей лопастей пристенным струйным потоком могут быть использованы в защите ветроустановок от обмерзания в зимнее время года, и принести существенный экономический эффект.

В настоящее время установлено, что при высокой степени поджатия сопла на выходе из сопла практически всегда получается ламинарное течение. После выхода из сопла в свободной границе смещения потока течение неустойчиво и образуются когерентные дискретные вихри, в процессе дальнейшего развития которых устанавливается развитое турбулентное течение струи. До последнего времени считалось, что в результате взаимодействия друг с другом и благодаря силам трения первоначальные вихри распадаются

на более мелкие. Число их непрерывно растет и в конечном итоге устанавливается развитое турбулентное течение с мелкомасштабными вихрями с частотами намного большими, чем частоты первоначально образовавшихся вихрей.

Однако результаты исследований последних лет показали, что это не совсем верно. Было установлено, что в струйных течениях первоначально возникшие вихри не могут распадаться на более мелкие, а попарно взаимодействуя друг с другом и сливаясь образуют большой конгломерат вихрей который может состоять из 10 и более первичных вихрей, сохраняющих свою индивидуальность в составе конгломерата до расстояний более 100 калибров по направлению течения. Экспериментально нами доказано, что максимальная частота турбулентных пульсаций не превышает частоту первичных крупномасштабных вихрей, образованных на начальном участке струйного течения. Экспериментальными исследованиями авторов последних лет впервые показано несколько вариантов развития вихревой структуры струйного течения, которые существенно влияют на аэродинамику и теплообмен течений. Учитывая изложенные факты, возникла задача о более широком изучении развития турбулентности в свободных струях и пограничном слое.

В связи с этим будут установлены основные закономерности развития крупномасштабных вихрей и их влияния на осредненное поле скорости и температуры струи, истекающей из сопла прямоугольного сечения, как с ограниченной торцовыми пластинами, так и без ограничивающих стенок в широком диапазоне изменения геометрических и режимных параметров.

Литература

- 1 С.И.Исатаев, С.Б.Тарасов, М.С.Исатаев. Изучение визуальной картины и развитие вихревой структуры плоской свободной струи, ограниченной торцовыми стенками // 5-я Международная научная конференция «Хаос и структуры в нелинейных системах. Теория и эксперимент». г.Астана, 15-17 июня 2006 г. – С.105-110.
- 2 С.И.Исатаев, Г.Толлеуов, М.С.Исатаев. Экспериментальное исследование начального и переходного участков трехмерных струй // 2-я Международная научная конференция «Проблемы современной механики». г.Алматы, 7-8 сентября 2006 г. – С.122.
- 3 С.И. Исатаев, Г. Толлеуов, М.С. Исатаев. Исследование средних динамических и тепловых характеристик турбулентной струи // 7-я Международная научная конференция «Хаос и структуры в нелинейных системах. Теория и эксперимент». –араганда, 2010. – С.256-261
- 4 Исатаев М.С. Влияние крупномасштабных вихрей на профили скорости и температуры свободной струи, истекающей из прямоугольного сопла // Вестник Алматинского государственного университета им. Абая. Серия физико-математическая. –2003. - № 1(7). – С. 156-158.

ОБ ОДНОМ РАСЧЕТЕ ВРАЩЕНИЯ РОТОРА ДАРЬЕ

Р.К. Манатбаев, А.М. Сатымбеков, А.К. Тулепбергенов, Ж.Р. Уалиев

КазНУ им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан

В теоретических подходах к расчёту аэродинамики ветротурбин наибольшее развитие получили представления о взаимодействии трубки тока с вращающимся ветроколесом как активным проницаемым диском. Здесь получены все основные результаты: крутящий момент, связь мощности машины с энергией ветра, коэффициент использования энергии ветра и другие характеристики [1-6].

Для определения угловой скорости вращения ротора Дарье, при воздействии ветрового потока применяем теорему об изменении кинетического момента механической системы. Эта выражения в конечной форме имеет вид

$$\frac{dL_z}{dt} = M_{\text{турб}} + \sum M_i, \quad (1)$$

где L_z – кинетический момент ветротурбины, состоящей в данном случае из вала, маха и рабочей лопасти относительно оси z . $M_{\text{турб}}$ - вращательный момент, создаваемый рабочими лопастями турбины, который определялся во втором разделе данной работы, M_i - момент различных сил сопротивления.

Для турбины Дарье с двумя прямыми лопастями имеем

$$I = \frac{2}{3} r_0^2 m_m + r_0^2 m_l + r_g^2 m_g, \quad (2)$$

где r_0 - расстояние от оси вращения до лопастей (оно практически равно длине махов), r_g - радиус вала, передающего вращение генератору электрического тока, m_m , m_l , m_g - соответственно массы махов, лопастей, вала вращения.

Разность времени выразим

$$\omega = \frac{2\pi}{T} = \frac{d\theta}{dt}, \quad (3)$$

где $d\theta$ – соответствует, углу поворота рабочей лопасти относительно оси z за промежуток времени dt ; T – затраченное время за один оборот турбины.

Отсюда следует написать

$$dt = \frac{T}{2\pi} d\theta = \frac{1}{\omega} d\theta, \quad (4)$$

В формулу (1) подставив (3) получим

$$\omega \frac{dL_z}{d\theta} = M_{\text{турб}} + \sum M_i, \quad (5)$$

Угловая скорость вращения турбины при воздействии жидкости поступающей из гидронасоса и меняющейся в зависимости от работы дросселя

$$I\omega \frac{d\omega}{d\theta} = M_{\text{турб}} + \sum M_i, \quad (6)$$

Формулу (6) напишем в разностном виде

$$I\omega \frac{\omega^{n+1} - \omega^n}{\theta^{n+1} - \theta^n} = M_{\text{турб}} + \sum M_i, \quad (7)$$

где $M_{\text{турб}} = R_L \sin \alpha - R_D \cos \alpha r_o$

$$\omega^{n+1} = \omega^n + \frac{R_L \sin \alpha - R_D \cos \alpha r_o + \sum M_i}{I \omega^n} \theta^{n+1} - \theta^n, \quad (8)$$

где ω^{n+1} и ω^n – соответственно, угловые скорости турбины в момент времени t^{n+1} и t^n ;

Таким образом, определения угловой скорости ω будет продолжаться, пока не сойдется к своему единственному значению. Результаты расчета приведены в виде графика на рисунках 1 и 2.

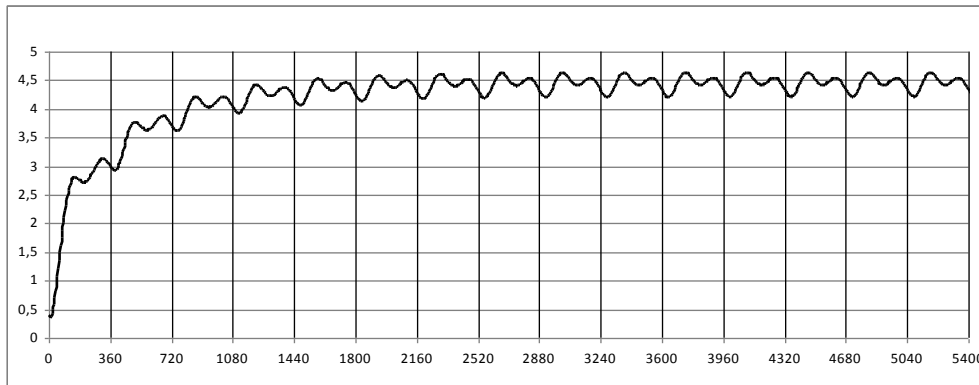


Рисунок 1 – График зависимости угловой скорости от положения движущейся рабочей лопасти при относительно малой величине $I=0,5$ и без учета сопротивления на турбину

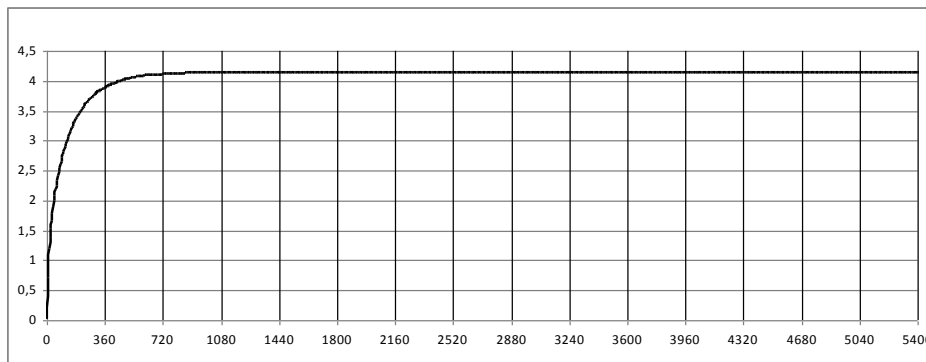


Рисунок 2 – График зависимости угловой скорости от положения движущейся рабочей лопасти при $I=0,5$ и с учетом сопротивления на турбину 5%

1. Турян К. Дж., Стрикленд Дж., Х., Бэрг Д.Э. //Аэрокосмическая техника. – 1988. – № 8. – С. 105-121.
2. Моретти П.М., Дивон Л.В. // В мире науки. – 1986. – № 8. – С. 10-12.
3. Tulepbergenov A.K., Sherniazov K.E. //III КОНГРЕСС МАТЕМАТИКОВ ТЮРКСКОГО МИРА. – Kazakhstan, Almaty, 2009. – С.119.
4. Kenji Horiuchi, Izumi Ushiyama, Kazuichi Seki //WIND ENGINEERING. – 2007. – Vol 29, №3. – P. 243–252.
5. Islam, M., Ting, D. S-K. and Fartaj, A. Desirable //Wind Engineering. – 2007. – Vol. 31, №3. – P. 165–196.
6. Sh. Yershina, A. Yershina, Manatbayev R., A. Tulepbergenov. //ASME–ATI–UIT 2010: Conference on Thermal and Environmental Issues in Energy Systems. – Sorrento, Italy, 2010. – P. 615-619.

ТРАНСФОРМАЦИИ В КРИОВАКУУМНЫХ КОНДЕНСАТАХ ЭТАНОЛА НА РАЗЛИЧНЫХ ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКИХ ЧАСТОТАХ

Д. Ю. Соколов, К. А. Катпаева

НИИЭТФ, Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан

Уже почти 90 лет конденсированное состояние этанола является объектом разноплановых и масштабных исследований. Начиная с работы Гиббса [1] и по настоящее время коллективы исследователей из различных стран изучают уникальные свойства твердого этанола с использованием акустических, оптических, структурных, калориметрических и других методов. Причиной такого пристального внимания является тот факт, что этанол обладает исключительно интересными полиморфными и полиаморфными свойствами. В диапазоне температур ниже своей точки плавления ($T_m=159$ К) этанол существует в различных состояниях: стеклообразное состояние (структурное стекло SG), образующееся в процессе быстрого охлаждения жидкой фазы до температуры, ниже температуры стеклоперехода $T_g=97$ К; пластический кристалл PC (bcc), который образуется через промежуточную суперохлажденную жидкую фазу (SCL) в результате нагрева SG выше T_g ; ориентационно-разупорядоченный кристалл (ODC), образующийся в ходе охлаждения пластического кристалла PC до температуры ниже $T=97$ К; моноклинный кристалл MC, являющийся основным устойчивым состоянием твердого этанола. Результатом последовательных целенаправленных исследований последних десятилетий [1, 2-4].

В работе проведены ИК спектрометрические исследования различных фаз криоконденсатов этанола в температурных интервалах соответствующих стеклопереходу и температуре плавления кристалла. Давление газовой фазы в процессе криоосаждения варьировалась от $P = 4,5 \cdot 10^{-5}$ до $8 \cdot 10^{-6}$ Торр. Толщина пленки устанавливалась в интервале от 1 до 4 мкм. Спектральный диапазон измерений составил 400–4200 см⁻¹. Исследования проводили на экспериментальной установке по методикам, которые ранее были описаны в работах [5]. Были собраны данные о получении пластического кристалла методом конденсации. А так же рассмотрен характер трансформаций при различных частотах соответствующих симметричным валентным колебаниям и вращательно-верным колебаниям CH₂.

Литература

1. C. Talon, M. Ramos, S. Vieira, *Phys. Rev. B* 66, 012201-1 (2002)
2. M. Ramos, S. Viera, F. Bermejo, J. Davidowski, H. Fischer, H. Schober, H. Gonzales, C Loong, D. Price, *Phys. Rev.* 78, 82 (1997)
3. C. Talon, M. Ramos, S. Vieira, G. Guello, F. Bermejo, A. Griado, M. Senent, S. Bennington, H. Fischer and H. Schober, *Phys. Rev. B* 58, 745 (1998)
4. O. Haida, H. Suga, S. Seki, *J. Chem. Thermodynamics* 9, 1133 (1977)
5. Aldiyarov, M. Aryutkina, A. Drobyshev, M. Kaikanov, and V. Kurnosov, *Fiz. Nizk. Temp.* 35, 333 (2009) [*LowTemp. Phys.* 35, 251 (2009)].

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛУОГРАНИЧЕННОЙ СТРУИ, РАСПРОСТРАНЯЮЩЕЙСЯ ВДОЛЬ ВОГНУТОЙ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ

С.И. Исатаев, Г. Толеуов, М.С. Исатаев, Г. Аутан

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

Основными особенностями потоков вдоль криволинейных поверхностей, отличающие их от течения вдоль поверхности с прямолинейными, являются наличие поперечного градиента давления, воздействие центробежных сил, образование вторичных течений в форме вихрей Гертлера и их влияние на закономерности перехода от ламинарного к турбулентному течению.

Наиболее подробный обзор работ, опубликованных в этом направлении, приводится в монографии Халатова А.А. [1] и его обзорных статьях [2, 3]. Данная работа посвящена исследованию полуограниченной струи, распространяющейся по вогнутой цилиндрической поверхности.

Измерения профилей скорости и статического давления проводились в струе, распространяющейся вдоль вогнутой цилиндрической поверхности радиусом $R=350$ мм и при ширине выходного сечения сопла $b=15,0$ мм.

Измерения динамического напора и статического давления проводились Т-образным насадком методом встречных трубок, полного давления – трубкой Пито полного давления. Распределение статического давления проводилось также трубкой Прандтля для статического давления. Распределение статического давления на поверхности цилиндра измерялось через дренажные отверстия на поверхности.

На рисунке 1 приведены профили безразмерной скорости и статического давления для струи на вогнутой цилиндрической поверхности в координатах $\frac{U}{U_m} = f\left(\frac{y}{\delta}\right)$, $\frac{\Delta P}{\rho U_m^2 / 2} = f\left(\frac{y}{\delta}\right)$, где δ – условная ширина струи, равная расстоянию от стенки до точки, где $U = U_m/2$ на внешней части профиля, U_m – максимальная скорость струи в данном сечении.

Как видно из рисунка, профили скорости в координатах $\frac{U}{U_m} = f\left(\frac{y}{\delta}\right)$ во всех сечениях в струе вдоль вогнутой поверхности сохраняют аффинное подобие, тогда как распределение статического давления не имеет аффинного подобия. Как показано нами аналитическом расчетом распределение давления $\frac{\Delta P}{\rho U_m^2 / 2}$ по сечению зависит не только от начального

параметра кривизны $\frac{S_R}{b/R}$, но и от текущей ширины струи δ/b поэтому аффинного подобия

профиля безразмерного избыточного давления не имеется. Безразмерные профили скорости на криволинейной поверхности практически не отличаются от профилей скорости пристенной струи, распространяющейся вдоль плоской пластины, которые удовлетворительно описываются формулой (1)

$$\frac{u}{u_m} = 1,4257 \cdot \eta^{\frac{1}{8}} (1 - 0,5027 \cdot \eta^{\frac{3}{2}}) \quad (1)$$

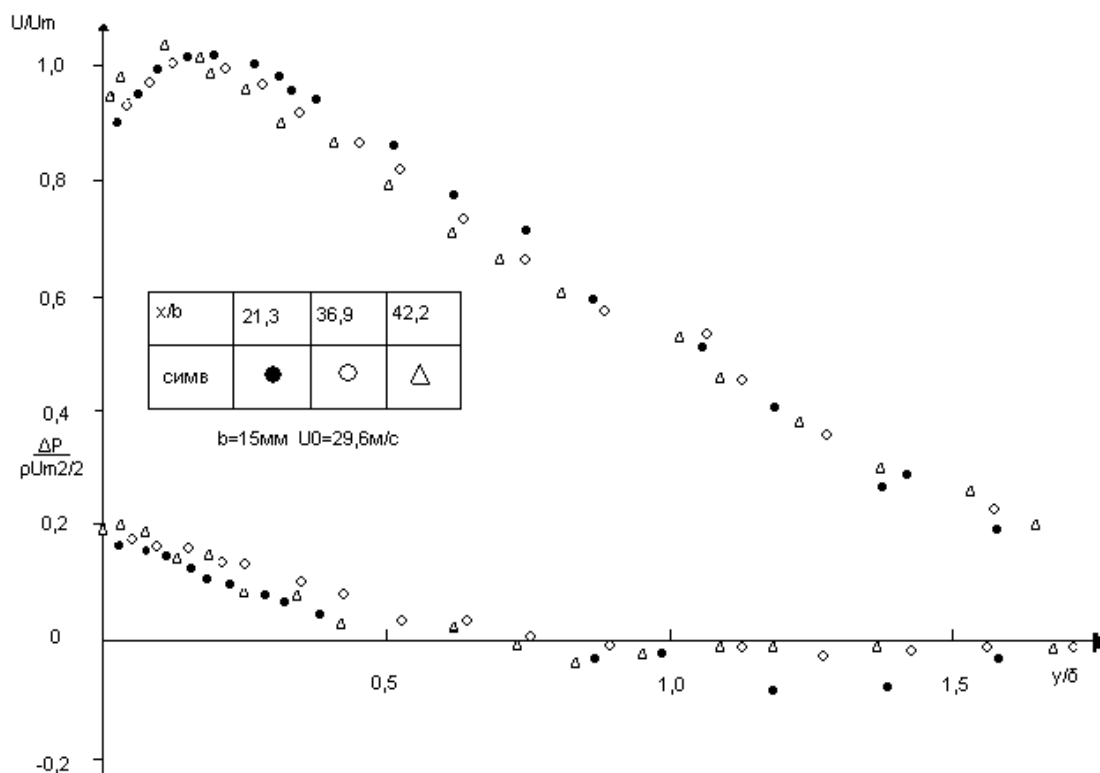


Рисунок 1. Профили скоростного напора и давления в струе на вогнутой поверхности

Для плоской струи, как известно, отношение толщины пристенной струи к условной толщине струи по данным разных авторов лежит в интервале $0,14 \leq \delta_m/\delta \leq 0,18$.

Из данных наших опытов видно, что с ростом кривизны обтекаемой поверхности и с удалением от сопла отношение δ_m/δ в струе вдоль вогнутой поверхности имеет тенденцию к уменьшению. Однако, в виду трудности точного определения толщины пристенной струи эта зависимость носит приближенный характер.

Литература

- 1 Халатов А.А. Теплообмен и гидродинамика около криволинейных поверхностей. АН Украины, ИТТФ. – Киев: ИФЖ. – 1996. – Т.69. - № 6. – С. 927-940.
- 2 Кузьмин А.В., Халатов А.А., Теплообмен и трение в турбулентном пограничном слое на выпуклой пористой поверхности. Пром.теплотехника. – 1994. –Т.16. -№ 4-6. –С. 9-14.
- 3 Иконникова Е.Э., Кузьмин А.В., Халатов А.А. Учет влияния сильной кривизны на характеристики турбулентного пограничного слоя. Пром.теплотехника. – 1992. -14. - № 4, 6. – С. 14-18.

ТОРМОЗНАЯ СПОСОБНОСТЬ ПЛАЗМЫ И ЕЕ ДИАГНОСТИКА

Ю.В. Архипов¹, А.А. Аскарулы¹, Д. Дубовцев¹, И.М. Ткаченко²

¹НИИЭТФ, Казну им. аль-Фараби,

²Валенсийский политехнический университет, Испания

Диагностика плазмы является важной задачей, которую необходимо решать как для экспериментальных, так и для промышленных плазменных установок. Для этого было разработано много методов, различающихся как по принципу действия, так и по надежности получаемых результатов. К примеру, это контактные (зондовые) методы, и, бесконтактные, например, спектроскопические. Предлагаемый нами метод диагностики относится, скорее, к последнему классу.

В последние годы определенное внимание уделялось исследованиям процессов торможения тяжелых заряженных частиц в плазме, как за счет соударений, так и за счет поляризационных эффектов, что необходимо при проведении исследований на установках термоядерного синтеза.

В заметке [1] было показано, как на основе анализа графиков по тормозной способности плазмы можно определить ее концентрацию, что ранее обсуждалось в работе одного из авторов. Для этого достаточно вычислить из графика так называемый отрицательный момент скорости налетающей частицы (K_{-1}), составить уравнение относительно концентрации, и решить его:

$$K_{-1} = (Z_p e k_{DH})^2 \ln\left(\frac{k_{qH}}{k_{pH}}\right)$$

$$k_D^2 = 4e^2 \beta n_{tot}, \quad n_{tot} = n_s + \sum_i n_i Z_i^2$$

$$k_q^4 = \frac{16 \pi e^2}{h^2} (n_s m_s + \sum_i n_i m_i Z_i^2)$$

Здесь использованы обозначения [1], остальные обозначения общеприняты. С другой стороны, и это является главной идеей данной работы, нетрудно показать, что этот же отрицательный момент можно вычислить также, используя выражение для статического структурного фактора, приравнять его к значению, полученному в результате численного или натурального эксперимента и далее решить уравнение относительно концентрации:

$$K_{-1} = \frac{3\Gamma}{2} \left(\frac{Z_i e}{a}\right)^2 \int_0^\infty \frac{S(q)}{q} dq$$

Данный подход был применен, в частности, к данным [2], и показал хорошее согласие с исходными значениями указанных в ней параметров плазмы. К примеру, при указанных в работе [2] значениях концентрации, полученное нами значение совпало с этими значениями по порядку величины.

1. Дубовцев Д., Лиманова И. Диагностика параметров плазмы по величине тормозной способности тяжелой частицы с использованием соотношений метода моментов // Тезисы Межд. конгр. мол. учен. и студ. КазНУ им. аль-Фараби, Алматы, 2013, С.293.

2. G.Zwicknagel. Theory and simulation of heavy ion stopping in plasma// Laser and Particle Beams 27 (2009) 399-413.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЛАЗМЫ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО РАЗРЯДА МЕТОДОМ ЧАСТИЦ В ЯЧЕЙКАХ

Н.Х. Бастыкова¹, С.К. Коданова¹, Т.С. Рамазанов¹, З. Донко²

¹НИИЭТФ, КазНУ им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан

²Институт физики твердого тела и оптики НИЦ физики им. Вигнера, Будапешт, Венгрия

Высокочастотный емкостной разряд (ВЧЕР) играет основную роль в современных технологиях для обработки плазмы: в травлениях и осаждениях, например используется в микроэлектронике и в производстве солнечных элементов, а также в био-инженерий [1,2]. При атмосферном давлении плазменный струй имеет большой интерес для медицинских применений [3]. А также применение высокочастотных разрядов обладает богатой и сложной физикой, которая привлекает большое внимание.

Метод частиц в ячейках (PIC) представляет собой наиболее широко распространенное моделирования для кинетического описания высокочастотных плазменных источников. В исследовании разрядов низкого давления межчастичные столкновения должны быть включены в моделирование, в этой работе использован метод Монте-Карло (МСС). Схема моделирования в результате этой комбинации методов называют PIC/МСС [4]. В работе рассматриваются электрон-атомные столкновения, такие как упругое рассеяние, возбуждение и ионизация атомов электронным ударом. Для ионов достаточно использовать упругие столкновения.

Цикл PIC/МСС метода состоит из следующих шагов:

- на каждом временном шаге заряд частиц (которые могут быть расположены в любом месте внутри разрядного промежутка) определяется на сетке;
- потенциал в каждой ячейке определяется из уравнении Пуассона;
- силы, действующие на частиц получаем из интерполяции электрического поля к позициям частицы;
- новые координаты и скорости частиц получены из решения уравнения движения;
- столкновения реализуются методом Монте Карло.

В данной работе исследуется разряд в аргоновой плазме при давлении $p=20$ Па, частота $f=13,56$ МГц. Температура газа $T_g=350$ К, расстояние между электродами $L=3$ см. Граничные условия приводится для электродов, на один из электродов подается потенциал $V(t)=V_0\sin(\omega t)$, другой заземлен.

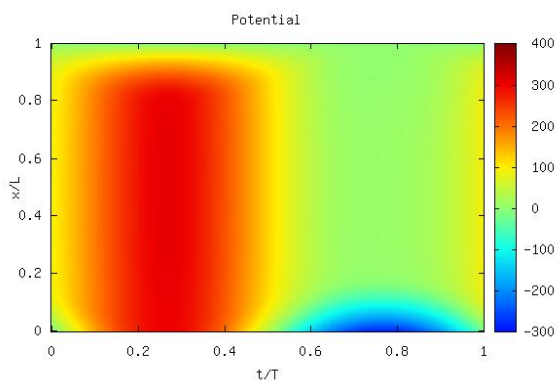


Рисунок 1 – Пространственно-временное распределение потенциала

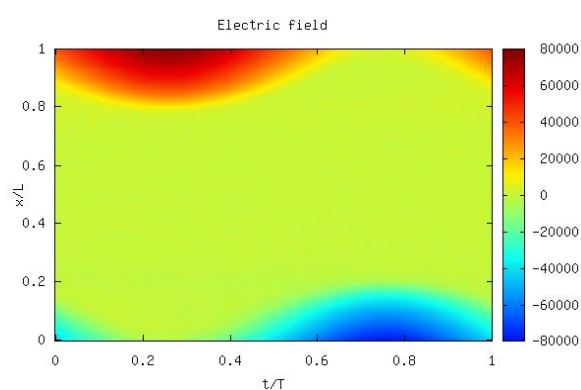


Рисунок 2 – Пространственно-временное распределение электрического поле

На рисунках 1–4 приведены пространственно – временные распределение параметров плазмы. На рисунках приведено по вертикально – расстояние между электродами (x/L), по горизонтально – шаг по времени (t/T). Из рисунков видно, что при электродных областях электроны имеют синусоидальные колебание, а ионы неподвижны.

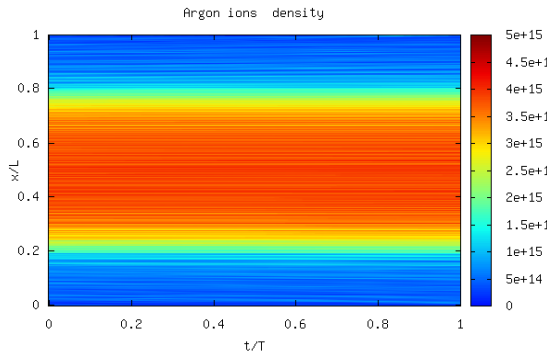


Рисунок 3 - Пространственно-временное распределение плотности ионов

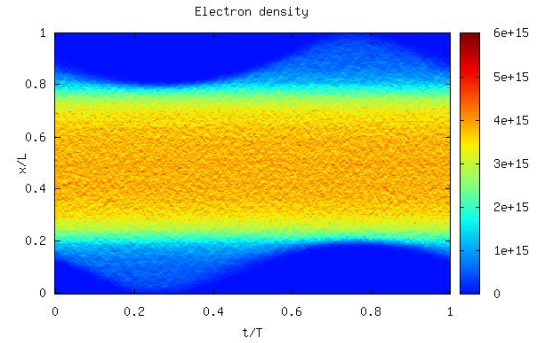


Рисунок 4 - Пространственно-временное распределение плотности электронов

- [1] Makabe T. and Petrović Z.Lj. 2006 *Plasma Electronics: Applications in Microelectronic Device Fabrication* (London: Taylor and Francis)
- [2] Lieberman M.A. and Lichtenberg A.J. 2005 *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing* 2nd edn (New York: Wiley-Interscience)
- [3] Park G.Y., Park S.J., Choi I.G., Koo I.G., Byun J.H., Hong J.W., Sim J.Y., Collins G.J. and Lee J K 2012 *Plasma Sources Sci.Technol.* 21 043001
- [4] Birdsall C K 1991 *IEEE Trans. Plasma Science* 19 65

РАДИАЛЬНЫЕ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ КОНЕЧНЫХ РАЗМЕРОВ

Л.Т. Еримбетова, А.Е. Давлетов, Е.С. Мухаметкаримов, А.К. Оспанова

НИИЭТФ; КазНУ им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан
ye.mukhametkarimov@gmail.com

В современной статистической физике сильносвязанных систем пылевая плазма как объект исследования играет ключевую роль, что обусловлено главным образом возможностью прямых экспериментальных наблюдений. В последнее десятилетие был накоплен значительный материал по самым разнообразным процессам и явлениям в пылевой плазме, которая образуется благодаря присутствию проводящих или диэлектрических дисперсных частиц, называемых пылинками. В частности, первые же эксперименты показали, что при определенных условиях в такой плазме появляются упорядоченные структуры из дисперсных частиц [1], называемые плазменно-пылевым кристаллом. Оказалось, что в зависимости от внешних условий пылевые частицы локализуются в узлах некоторой одномерной, двумерной или трехмерной квазирешетки [2-4].

В одной из предыдущих работ [5] была предложена псевдопотенциальная модель взаимодействия пылинок, которая учитывает конечность их размеров. Построение основано на теории перенормировки взаимодействия частиц в плазме, приводящей к так называемому обобщенному уравнению Больцмана-Пуассона, которая используется для установления характера взаимодействия двух изолированных пылевых частиц. Полученное выражение для потенциала взаимодействия не содержит концентрацию пылинок и может быть использовано в качестве микропотенциала для дальнейших теоретических построений с целью получения корреляционных функций пылевых частиц. В частности, в данной работе повторно используется уравнение Больцмана-Пуассона и изучаются радиальные функции распределения пылевых частиц. Обнаружено немонотонное поведение радиальных функций распределения пылевых частиц при различных значениях параметров плазмы, что свидетельствует о формировании ближнего или даже дальнего порядка в их расположении. Теоретические расчеты сравниваются с решением уравнения Орнштейна-Цернике в гиперцепном приближении.

1. Chu J.H., Lin I. Direct observation of Coulomb crystals and liquids in strongly coupled rf dusty plasmas. *Phys. Rev. Lett.*, 1994, Vol.72, P. 4009-4012.
2. Fortov V.E. Molotkov V.I., Nefedov A.P., Petrov O.F. Liquid- and Crystallike Structures in Strongly Coupled Dusty Plasmas. *Phys. Plasmas*, 1999, Vol. 6, P. 1759-1768.
3. Morfill G.E., Thomas H.M., Konopka U., Zuzic M. The plasma condensation: Liquid and crystalline plasmas/ *Phys. Plasmas*, 1999, Vol. 6, P. 1769-1780.
4. Gandy R., Willis S., Shimoyama H. Initial experiments in the Idaho Dusty Plasma Device/ *Phys. Plasmas*, 2001, Vol. 8, P. 1746-1750.
5. Erimbetova L.T., Davletov A.E., Kudyshev Zh.A., Mukhametkarimov Ye.S. Influence of polarization phenomena on radial distribution function of dust particles / *Contrib. Plasma Phys.*, 2013, Vol. 53, No.4-5, p. 414-418

ТОРМОЖЕНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ИОНОВ В НЕИДЕАЛЬНОЙ ПЛАЗМЕ

Ю.В. Архипов¹, А. Аскарулы¹, А.Б. Ашикбаева¹, А.Е. Давлетов¹, Д. Паласи²,
И.М. Ткаченко²

¹НИИЭТФ Казахского национального университета, Алматы, Казахстан;

²Институт чистой и прикладной математики Валенсийского политехнического университета, Валенсия, Испания

В последнее время возникла проблема оценки энергетических потерь релятивистских протонов [1] и целью нашей работы является определение релятивистских поправок к асимптотической форме потерь энергии быстрыми частицами в двухкомпонентной неидеальной водородоподобной плазме. Для этого мы исследовали модифицированную формулу тормозной способности Бете-Ларкина, но с учетом электрон-ионных столкновений, описанных в работе [2]:

$$-\frac{dE}{dx} \Big|_{v \gg v_F} \simeq \left(\frac{Z_p e \omega_p}{v} \right)^2 \ln \frac{2mv^2}{\hbar \omega_p \sqrt{1+H}}. \quad (1)$$

В данной работе для расчета энергетических потерь быстрой частицы, проходящей сквозь кулоновскую систему, используется поляризационный формализм, который становится более точным с увеличением кинетической энергии частицы. В 1959 году Линхард получил выражение, связывающее потери энергии за счет поляризации с диэлектрической функцией среды.

Наш диэлектрический формализм основан на методе моментов [3], который позволяет определить диэлектрическую функцию по первым известным сходящимся правилам сумм.

$$\varepsilon^{-1}(k, z) = 1 + \frac{\omega_p^2(z+q)}{z(z^2 - \omega_2^2) + q(z^2 - \omega_1^2)}, \quad (2)$$

где $\omega_1^2 = \omega_p^2 k = C_2 / C_0$, $\omega_2^2 = \omega_p^2 k = C_4 / C_2$, для любой $q = q(k, z)$, аналитической в верхней полуплоскости $Imz > 0$, где ее мнимая часть положительна.

Под правилами сумм мы понимаем, конкретно, степенные частотные моменты функции потерь плазмы,

$$\mathcal{L} k, \omega = -\omega^{-1} Im \varepsilon^{-1} k, \omega, \quad (3)$$

определяемые как $C_\nu(k) = \pi^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} \omega^\nu \mathcal{L} k, \omega d\omega, \nu = 0, 1, \dots$

Релятивистские поправки к формуле Линдхарда изучались в [4], и используя диэлектрический формализм метода моментов формула для оценки энергетических потерь релятивистских частиц запишется в следующем виде:

$$\left. \frac{-dE}{dx} \right|_{v \rightarrow c} \simeq \left(\frac{Ze \omega_p}{v} \right)^2 \ln \frac{2mv^2}{\hbar \omega_p \sqrt{1+H}} +$$

$$+ \left(\frac{Ze\omega_p}{c^2} \right)^2 \int_{\frac{\omega_p \sqrt{1+H}}{v}}^{\frac{2mv}{\hbar}} \frac{dk}{k^3} \frac{\omega_2^2 k \left(1 - \frac{\omega_2^2 k}{k^2 v^2} \right) (\omega_2^2 k - \omega_1^2 k)^2}{\Omega^4 k + \left(\frac{\omega_p^2 \omega_2 k \operatorname{Im} q k, \omega_2 k}{|q k, \omega_2 k|^2} \right)^2}, \quad (4)$$

где

$$\Omega^2 k = \omega_p^2 + \omega_2^2 k - \omega_1^2 k \left(1 - \frac{\omega_2^2 k}{k^2 c^2} \right) + \frac{\omega_p^2 \omega_2 k \operatorname{Re} q k, \omega_2 k}{|q k, \omega_2 k|^2}.$$

В работе проведен численный анализ релятивистской формулы (4) по сравнению с (1), результаты представлены на рисунках 1-2. Статические характеристики плазмы оценивались при этом в гиперцепном приближении с помощью эффективного потенциала Дойча.

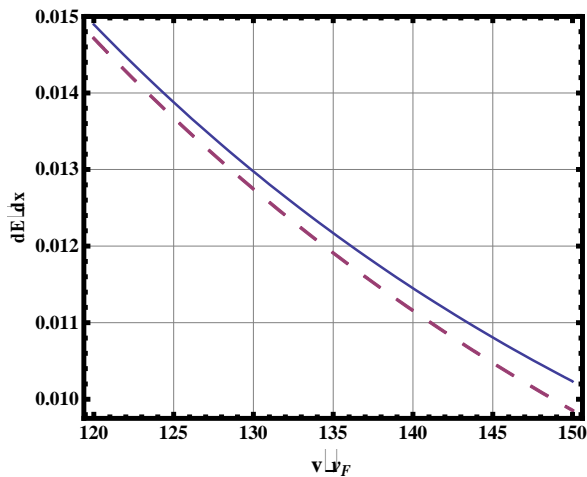


Рис.1 Абсолютная величина тормозной способности плазмы с $\Gamma = 10.776$, $r_s = 2.5256$.

Сплошная линия – (4), пунктирная линия – (1)

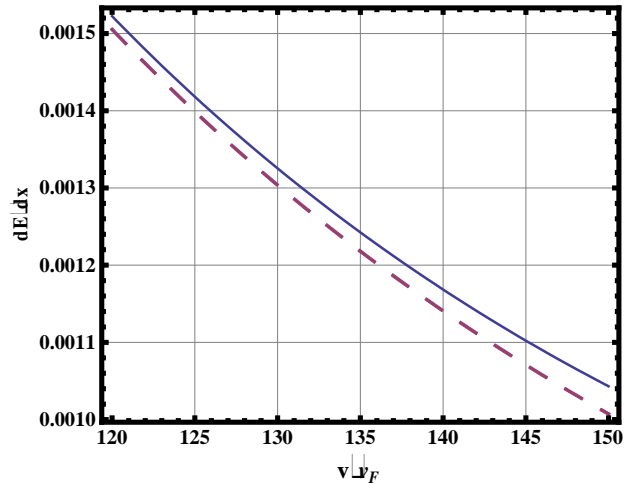


Рис.2 Абсолютная величина тормозной способности плазмы с $\Gamma = 1.077$, $r_s = 2.5256$.

Сплошная линия – (4), пунктирная линия – (1)

Из графиков видно, что с увеличением параметра связи Γ , при постоянном параметре плотности r_s потери энергии релятивистских частиц возрастает, что не противоречит экспериментальным данным полученных в работе [1].

1. V.B. Mintsev et al., Proton radiography of non-ideal plasma, 14th International Conference on the Physics of Non-Ideal Plasmas, September 9-14, 2012, Rostock, Germany, Book of Abstracts, p. 31.
2. D. Ballester, I. M. Tkachenko, Phys. Rev. Lett., 101, 075002 (2008).
3. В.М. Адамян, И.М. Ткаченко, ТВТ, 21, 417 (1983); В.М. Адамян, Т. Майер, И.М. Ткаченко, Физика плазмы, 11, 826 (1985); I.M. Tkachenko, Yu.V. Arkhipov, A. Askaruly, The Method of Moments and its Applications in Plasma Physics, LAMBERT Academic Publishing, Saarbrücken, Germany, 2012.
4. K.V. Starikov and C. Deutsch, Phys. Rev. E, 71, 026407 (2005).

РАЗРАБОТКА ДИАГНОСТИЧЕСКИХ МЕТОДОВ ДЛЯ МОЩНЫХ ИМПУЛЬСНЫХ УСТАНОВОК

А.М. Жукешов, А.Т. Габдуллина, А.У. Амренова, Ж. Молдабеков, Е.Д. Налибаев, К. Серик, К. Фермахан

Казахский национальный университет им. аль-Фараби, НИИЭТФ Алматы, Казахстан

Информация о величине и распределении плотности энергии плазмы при исследовании параметров мощных импульсных газоразрядных установок имеет важное значение как для теоретической интерпретации, так и в практических целях [1-3]. В данной работе разработаны диагностические устройства для определения важнейших параметров мощных импульсных установок - плотности мощности потока и температуры генерируемой плазмы.

Для определения плотности мощности сделаны два типа калориметрических датчиков и проведена их апробация на ускорителе КПУ-30 при отрицательном начальном потенциале на центральном электроде. Величину потока энергии определяли двумя разными способами. В первом способе в камере ускорителя располагали теплоприемники (калориметры), которые изготавливали из материала высокой теплопроводностью в форме небольших цилиндров, к каждому из которых прикрепляли отдельную термопару. Разработанное экспериментальное устройство представляет собой систему из трех калориметров, расположенных на одинаковом расстоянии друг от друга в одной линии. При вращении системы перпендикулярно коаксиальной оси, с помощью данной системы можно определить распределение плотности энергии плазменного потока по сечению, а при перемещении вдоль оси - распределение по объему ускорителя.

Пробные измерения были проведены при различных емкостях конденсаторной батареи ускорителя и различном напряжении разряда. Установлено, что выделяемая тепловая мощность разряда растет пропорционально емкости накопителя, однако ее абсолютная величина несколько ниже, чем при положительной полярности центрального электрода (порядка 80%). В то же время показано, что полярность не влияет на величину полупериода разряда, которая составила 14 мкс. В таком случае, плотность мощности также будет несколько ниже. Такое поведение, на наш взгляд, связано с особенностями формирования объемного заряда электронов при отрицательной полярности центрального электрода.

Дугой метод определения энергии связан с применением проволочного калориметра. Калориметр представляет собой помещаемую на пути плазменного потока систему, состоящую из проволочек диаметром d , натянутых параллельно на одинаковом расстоянии ΔL одна от другой. Энергосодержание плазмы, прошедшей сквозь сетку, определяется по изменению сопротивления нагретых ей проволочек. Основное достоинство проволочного калориметра — его высокая прозрачность (проволоки поглощают менее 1% атомов проходящего сквозь калориметр потока). Энергия E_{π} , поглощенная одной проволочкой рамки, связана с изменением ее сопротивления ΔR следующим выражением:

$$E_{\pi} = \int_L c\rho_{\text{вещ}} S \Delta T(l) dl = c\rho_{\text{вещ}} S \int_L \Delta T(l) dl = \frac{c\rho_{\text{вещ}} S^2}{\alpha\rho_0} \Delta R,$$

где $\rho_{\text{вещ}}$, c — плотность и удельная теплоемкость материала проволоки. Таким образом, для измерения энергии, поглощенной проволокой, необходимо измерить величину изменения сопротивления проволоки.

Для апробации данного метода на ускорителе КПУ-30 было сделано устройство с одной проволокой длиной 6 см и диаметром 0,4 мм, натянутой поперек плазменному потоку. В качестве материала проволоки выбран сплав с достаточно высоким удельным сопротивлением, чтобы повысить чувствительность метода. Метод показал хорошее изменение параметра сопротивления проволоки при рабочих напряжениях на разряде 14-26 кВ. Однако, динамика процесса недостаточно удовлетворительна, чтобы исследовать временные параметры процесса разряда.

Трудности определения температуры плазмы в мощных импульсных разрядах связаны, вкратце, со следующими обстоятельствами [4]. В случае быстродвижущихся плазменных потоков задачи их диагностики становятся более сложными, так как в число определяемых параметров добавляется направленная скорость частиц плазмы. Несмотря на это, параметры такой плазмы можно измерять, используя существующую теорию зондовой диагностики. Рассмотрим возможность использования этой теории для экспериментального определения электронной температуры и концентрации в КПУ-30. Как известно, для диагностики параметров плазмы могут быть, в частности, использованы одинарные и двойные зонды цилиндрической формы. Эти зонды помещаются непосредственно в область плазмы, в которой необходимо измерить концентрацию и температуру. При этом предполагается, что распределение электронов и ионов по энергиям является максвелловским. Основная идея зондовых измерений состоит в том, что поток частиц на зонд определяется наличием экранирующего слоя, толщина которого определяется потенциалом зонда. При этом частицы на границу слоя попадают из окружающей зонд области плазмы, и это обстоятельство позволяет определять температуру. Для измерений в движущейся плазме применять электрические зонды возможно в случае, если направленная скорость электронов гораздо меньше тепловой, чтобы успел образоваться экранирующий слой. Как показано ранее в наших работах, формируемые в КПУ-30 потоки имеют направленные скорости порядка 10^4 м/с, что соответствует температуре электронов порядка 0,1 эВ. Тепловая температура электронов плазмы обычно гораздо выше этого значения. Поэтому, при таких скоростях потока температура электронов в плазме определяется не направленной скоростью, а тепловой, и для них зондовая теория, в принципе, применима. Что касается ионов, то для них направленная скорость выше тепловой скорости, и применение классической зондовой теории может привести к большим погрешностям. Таким образом, для плазмы, формируемой в импульсном ускорителе, по зондовой характеристике в принципе можно определить только электронную температуру и концентрацию.

Литература

1. Физика и применение плазменных ускорителей / под ред. А.И.Морозова – Минск: Наука и техника, 1974, -399 с.
2. Асташинский В.М. Исследование физических процессов, обуславливающих режимы работы КСПУ / В.М. Асташинский, В.А. Маньковский, Л.Я. Минько, А.И.Морозов // Физика плазмы -1992, -Т.18.- №1. -С. 90-98.
3. Chebotarev V.V., Garkusha I.E., Bovda A.M., Tereshin V.I. Application of pulsed plasma accelerators for surface modification. *Nukleonika*, **46**, 27-30 (2001).
4. M. Zhukeshov, F. B Baimbetov, A. U. Amrenova. Dynamics of Plasma Flow Formation in a Pulsed Accelerator Operating at a Constant Pressure. *Technical Physics Letters*, 2007, Vol. 33, No. 1, pp. 77–79.

СРАВНИТЕЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ИОНОСФЕРЫ ЗЕМЛИ И МАРСА

Ю.В. Архипов, А. Актаева

НИИЭТФ, КазНУ им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан

Для исследования процессов распространения и поглощения радиоволн в ионосферах Земли и Марса необходимо знать распределения концентрации электронов, температуры и магнитного поля по высоте. Такие данные могут быть получены в рамках экспериментов по зондированию планет как с поверхности (Земля), так и с борта ионозондов -искусственных спутников. Распределение концентрации, температуры и магнитного поля в околоземном пространстве, в отличие от пространства около Марса, достаточно хорошо изучены. Помимо этого имеется ряд моделей описывающих распределение вышеуказанных параметров с удалением от поверхности Земли. Околосмарсианское пространство изучено меньше, хотя тоже имеется ряд экспериментальных данных, посвященных измерениям соответствующих параметров.

В связи с вышесказанным, в настоящей заметке предпринята попытка, используя имеющиеся результаты зависимостей изменения параметров ионосфер Земли и Марса по высоте, определить соответствующие значения плазменных и гироскопических частот и соотношения между ними в различных геофизических условиях- широта, время суток, время года.

В работе получены результаты, показывающие, что в ионосферной плазме Земли чаще реализуются условие, при котором плазменная частота больше гироскопической частоты, но возможно и выполнение обратного условия.

В ионосфере Марса, как правило, реализуется случай, когда плазменная частота выше гироскопической.

Используя полученные результаты, а также зная характерные масштабы неоднородностей концентрации электронов, температуры и магнитного поля можно указать возможные типы неустойчивостей, развивающиеся в ионосферах изучаемых планет. Очевидно, что в условиях, когда плазменная частота больше гироскопической, реализуется модель изотропной плазмы, а в случае выполнения противоположного неравенства, - модель магнитоактивной плазмы. Возникновение этих неустойчивостей, инициируемых распространяющимися в ионосферной плазме электромагнитными волнами, приводит к поглощению последних. Оценка эффективности возможного поглощения волн в ионосферах планет является конечной задачей проводимых исследований [1].

Литература

1. Архипов Ю.В. Динамические процессы в плотной квазиклассической плазме. – Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук. – КазНУ, Алматы, 2002.

СПОСОБ ПОЛУЧЕНИЯ МОНОДИСПЕРСНЫХ ЧАСТИЦ В ПЛАЗМЕ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО РАЗРЯДА

*М.Т. Габдуллин, М.Қ. Досболаев, Д.Г. Батрышев, Т.С. Рамазанов, Н.С. Дагаров

НИИЭТФ и *ННЛОТ, КазНУ им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан

Как известно, в зависимости от геометрических параметров частицы различных материалов делятся на полидисперсные и монодисперсные. Отличительной особенностью между ними является их дисперсность, которая подчиняется нормальному закону распределения Гаусса. При малых значениях дисперсности некоторые свойства материалов в определенном смысле ярко выражены. На сегодняшний день существует множество методов получения монодисперсных порошков нано-, субмикро- и микро размеров [1-3]. Одной из которых, является метод сепараций полидисперсных порошков. В зависимости от среды, где происходит сепарирование, различают мокрую и сухую сепарацию, сепарация в электрическом и магнитном полях [4] и т.д. Основными недостатками существующих методов сепарации является большая дисперсность, ограниченность выбора материала. Настоящая работа посвящена методу сепарации полидисперсных частиц в плазме высокочастотного разряда, где инструментом сепарации является плазменное (электрическое) поле. С помощью данного метода сепарирования удается уменьшить дисперсность сепарированных частиц и исключить ограниченность выбора материала для сепарации.

Экспериментальная установка представляет собой рабочую камеру с каналами для откачки воздуха и напуска инертного газа аргона. Имеются боковые фланцы в виде окошек для визуального наблюдения, а также для просвечивания пылевых частиц. Внутри камеры расположены две плоскопараллельные электроды из алюминия.

Высокочастотный емкостной разряд (ВЧЕР) образуется между двумя параллельными электродами, находящимися на расстоянии 3 см. Нижний электрод выполнен в виде диска; верхний – в виде кольца. Разряд создается в инертном газе при давлениях 0.1 – 0.6 тор. Мощность ВЧ в разряд, составляет 0,5 – 50 Вт с частотой 13,56 МГц. Для инъекции полидисперсных частиц (SiO_2) был сделан специальный электродинамический дозатор, который регулирует количество инжектируемых частиц в объем плазмы [5,6].

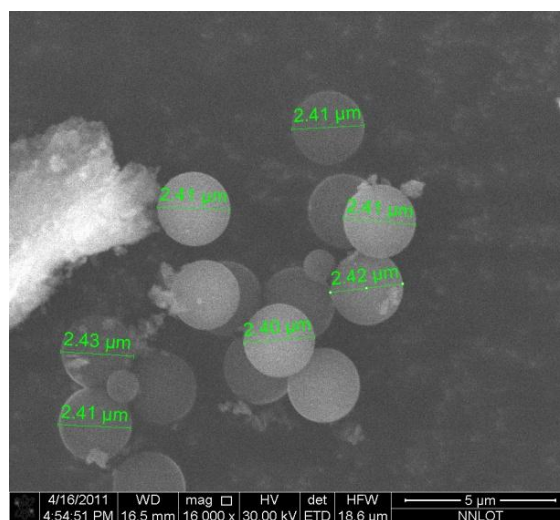


Рисунок 1 – Монодисперсные частицы SiO_2 (размер 2,1 – 2,4мкм)

Способ сепарации полидисперсных пылевых частиц в высокочастотном емкостном разряде основан на захвате и управлении плазменно-пылевой структуры электрическим полем нижнего электрода.

Снимок сепарированных частиц, полученный на электронном сканирующем микроскопе, представлен на рисунке 1. Как видно из рисунка сепарированные частицы стекла имеют размер 2,41 – 2,44 мкм, тогда как до сепарации размеры их равнялись 1 – 100 мкм.

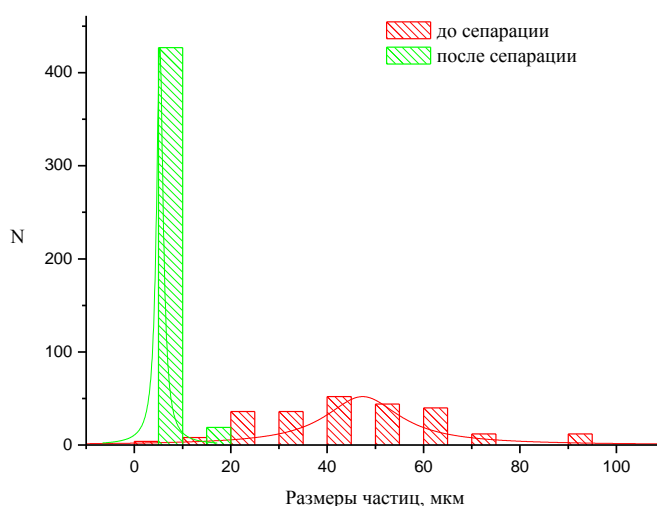


Рисунок 2 – Гистограмма сепарированных частиц

На основе полученных снимков построена гистограмма распределения сепарированных частиц по размерам (рисунок 2).

На основе предлагаемого метода сепарации были получены монодисперсные частицы с размерами 2.41 – 2.44 мкм. На основе предлагаемого метода можно сепарировать полидисперсные частицы любого материала. Диапазон сепарации 700 нм - 50 мкм.

Литература

1. Aisumi N., Yoshiokaka K., Yamasaki T. Ogino Y. // FuntaiyobiFunmatsu Yakin Journal of the Japan Society of Powder and Powder Metallurgy. 1993. V. 40. № 3. P. 261.
2. Jae Young Choi, Chong Hee Kim, and Do Kyung Kim. // Formation and characterization of monodisperse, spherical organo-silica powders from organo-alkoxysilane-water system. Journal of the American Ceramic Society., 81[5] 1184–88 (1998).
3. Tian L., Sun Q., Xu X., Li Y., Long Y., Zhu G. // Controlled synthesis and formation mechanism of monodisperse lanthanum vanadate nanowires with monoclinic structure. Journal of Solid State Chemistry. Vol. 200. P. 123-127. (April 2013)
4. Chen L., Qian Z., Wen S., Huang S. // High-gradient magnetic separation of ultrafine particles with rod matrix. Mineral Processing and Extractive Metallurgy Review. Vol. 34, № 5, P. 340-347, (1 August 2013)
5. Dosbolayev M.K., Ramazanov T.S. et. all, 3rd International conference on The Physics of Dusty and Burning Plasmas, Odessa, Ukraine (2010)
6. Ramazanov T.S., Dzhumagulova K.N., Dosbolayev M.K., Jumabekov A.N., Phys. Plasmas, Vol.15, pp. 053704-053709 (2008)

СЕЧЕНИЯ РАССЕЯНИЯ ЧАСТИЦ ПЛОТНОЙ КВАЗИКЛАССИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЫ НА ОСНОВЕ ДИНАМИЧЕСКОГО ПОТЕНЦИАЛА

К.Н. Джумагулова, Е.О. Шаленов

Казахский национальный университет им. аль-Фараби, НИИЭТФ, Алматы, Казахстан

В данной работе исследуются свойства плотной квазиклассической плазмы на основе динамического потенциала. В результате решения уравнения Калоджеро получены фазовые сдвиги и сечение рассеяния частиц плазмы.

При изучении свойств плазмы широко используются так называемые эффективные потенциалы взаимодействия, учитывающих те или иные эффекты, возникающие в неидеальной плазме, а учет этих эффектов в отдельных уравнениях уже не требуется. Как известно, даже при умеренных плотностях необходимо учитывать коллективное взаимодействие частиц на больших расстояниях, приводящее, в частности, к эффектам экранировки поля заряда в плазме, а так же квантово-механические эффекты дифракции, связанные с волновыми свойствами частиц. В работе [1] был предложен эффективный потенциал, учитывающий оба эффекта:

$$\Phi_{\alpha\beta}(r) = \frac{Z_{\alpha}Z_{\beta}e^2}{\sqrt{1-4\tilde{\lambda}_{\alpha\beta}^2/r_D^2}} \left(\frac{e^{-Br}}{r} - \frac{e^{-Ar}}{r} \right), \quad (1)$$

$$\text{где } A^2 = \frac{1}{2\tilde{\lambda}^2} \left(1 + \sqrt{1-4\tilde{\lambda}_{\alpha\beta}^2/r_D^2} \right); \quad B^2 = \frac{1}{2\tilde{\lambda}^2} \left(1 - \sqrt{1-4\tilde{\lambda}_{\alpha\beta}^2/r_D^2} \right);$$

Такой эффективный потенциал отличается от обычного кулоновского потенциала взаимодействия заряженных частиц тем, что он экранирован, т.е. Быстрее стремится к нулю с увеличением расстояния (экранировка) и имеет конечное значение на расстоянии, близком к нулю. Следует отметить, что традиционно экранировка поля заряда в плазме представляется статической экранировкой Дебая–Хюккеля, полученной из уравнения Пуассона–Больцмана для установившегося статического распределения зарядов. Однако, это приближение справедливо, если скорости сталкивающихся частиц сравнимы или меньше тепловой скорости. Если же скорости превышают тепловую, то такие быстрые частицы при движении не успевают поляризовать окружающую плазму и экранировка их зарядов ослабевает. Такая экранировка, зависящая от скоростей взаимодействующих частиц, получила название динамической экранировки и в настоящее время широко используется при исследовании свойств неидеальной плазмы. В работе [2] был предложен способ учета динамической экранировки, он сводится к замене статического радиуса Дебая на некоторый эффективный, учитывающий динамическую экранировку:

$$r_o = r_D \left(1 + \frac{\mathcal{G}^2}{\mathcal{G}_{Th}^2} \right)^{1/2}, \quad (2)$$

где \mathcal{G} - относительная скорость сталкивающихся частиц, \mathcal{G}_{Th} - тепловая скорость частиц системы. Тогда потенциал (1) с учетом динамической экранировки в безразмерном виде переписывается как:

$$\Phi_{\alpha\beta}(R)/k_B T = \frac{\Gamma}{\sqrt{1-24\Gamma^2/(\pi r_s(1+\delta^2))}} \left(\frac{e^{-BR}}{R} - \frac{e^{-AR}}{R} \right), \quad (3)$$

где $A^2 = \frac{\pi r_s}{4\Gamma} 1 + \sqrt{1 - 24\Gamma^2 / (\pi r_s (1 + \delta^2))}$; $B^2 = \frac{\pi r_s}{4\Gamma} 1 - \sqrt{1 - 24\Gamma^2 / (\pi r_s (1 + \delta^2))}$;

$\delta = \mathcal{G} / \mathcal{G}_{Th}$ - параметр относительной скорости сталкивающихся частиц. Потенциал (3) назвали динамическим потенциалом [3].

Сечения рассеяния рассчитывались методом фазовых функций [4] для разных значений параметров плазмы (параметра плотности и параметра связи). Полученные графики фазовых функций оправдывают ожидаемую асимптотику на больших расстояниях.

Транспортные, парциальные и полные сечения рассеяния рассчитывались по следующим формулам:

$$Q^{T(1)}(k) = \frac{4\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (l+1) \sin^2(\delta_{l+1} - \delta_l), \tag{4}$$

$$Q_l(k) = \frac{4\pi}{k^2} (2l+1) \sin^2 \delta_l, \tag{5}$$

где δ_l — фазовый сдвиг на орбитальном моменте l . Полное сечение рассеяния определяется как сумма (5), позволяя оценить вклад отдельных парциальных волн.

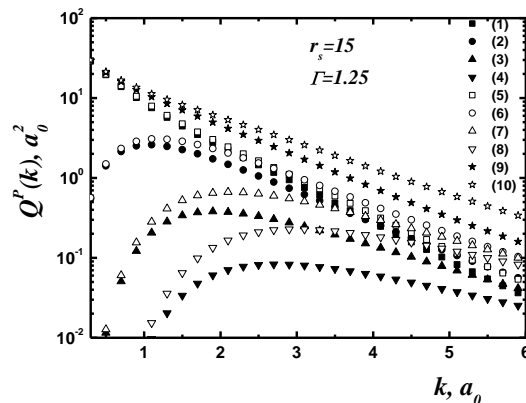
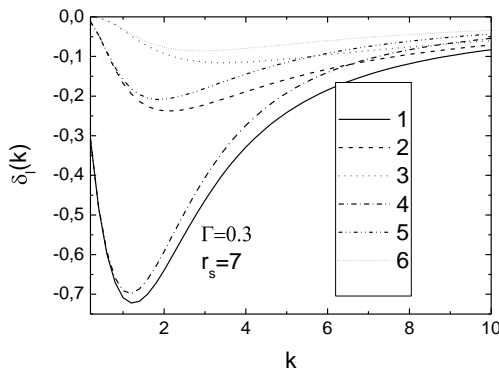


Рисунок 1 – Фазовые сдвиги. $\Gamma = 0.3$, $r_s = 7$.

- 1- на основе потенциала (3), $l=0$; 2- на основе потенциала (3), $l=1$; 3- на основе потенциала (3), $l=2$; 4- на основе потенциала (1), $l=0$;
- 5- на основе потенциала (1), $l=1$; 6- на основе потенциала (1), $l=2$.

Рисунок 2 – Парциальные и полное сечение рассеяния. 1- на основе потенциала (1), $l = 0$; 2- на основе потенциала (1), $l = 1$; 3- на основе потенциала (1), $l = 2$; 4- на основе потенциала (1), $l = 3$; 5- на основе потенциала (3), $l = 0$; 6- на основе потенциала (3), $l = 1$; 7- на основе потенциала (3), $l = 2$; 8- на основе потенциала (3), $l = 3$; 9- на основе потенциала (1), $Q^F(k)$; 10- на основе потенциала (3), $Q^F(k)$;

[1] Рамазанов Т.С., Джумагулова К.Н., Phys. Plasmas 9, 3758 (2002)

[2] D. Kremp, M. Schlanges, W.-D. Kraeft Quantum Statistics of Nonideal Plasmas, Springer, Berlin (2005).

[3] K. N. Dzhumagulova, E. O. Shalenov, and G. L. Gabdullina Phys. Plasmas 20, 042702 (2013)

[4] Баби́ков В.В. Метод фазовых функций в квантовой механике. – М.: Наука, 1976. - 288с.

КОРРЕЛЯЦИЯ БЛИЖАЙШИХ СОСЕДНИХ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ

К.Н. Джумагулова¹, Z. Donkó², Р.У. Машеева¹, Т.С. Рамазанов¹

¹НИИЭТФ, КазНУ им. аль-Фараби, г. Алматы, Казахстан

²Вигнеровский научно-исследовательский центр по физике, Будапешт, Венгрия

Физика плазмы сложного состава является активно развивающейся областью физики плазмы. Плазма сложного состава часто встречается в космосе: в планетных кольцах, хвостах комет, межпланетных и межзвездных облаках. Она обнаружена вблизи искусственных спутников Земли и в пристеночной области термоядерных установок с магнитным удержанием, а также в плазменных реакторах, дугах, разрядах. Очень активно исследуется пылевая плазма в лабораторных условиях. Пылевые частицы могут не только преднамеренно вводиться в плазму, но и образовываться самопроизвольно в результате различных процессов.

В силу большого заряда пылевых частиц потенциальная энергия электростатического взаимодействия между ними велика. Поэтому неидеальность подсистемы пылевых частиц реализуется значительно легче, чем неидеальность электрон-ионной подсистемы, тем самым, оказывается возможным появление ближнего порядка, и даже кристаллизации в системе пылевых частиц. Кристаллизация характеризуется локализацией частиц. Частицы проводят достаточное количество времени в локальных минимумах неровной потенциальной поверхности, развивающийся в такой системе. В то же время, время локализации частиц ограничивается преобразованием потенциальной поверхности из-за диффузии пылевых частиц.

Теоретической приближенной схемой является приближение квазилокализованного заряда (QLCA). Данное приближение является хорошим инструментом для исследования свойств неидеальной Кулоновской и Юкава системы. Согласно QLCA приближению надо предположить, что период времени, когда заряды находятся в локальных потенциальных минимумах, длится несколько колебательных циклов.

В данной работе была исследована локализация пылевых частиц с помощью метода Ланжевеновой динамики. Траектория частиц была определена согласно следующему уравнению движения:

$$m_d \frac{d^2 \vec{r}_i}{dt^2} = \sum_j F_{\text{int}}(r) \Big|_{r=|\vec{r}_i - \vec{r}_j|} \frac{\vec{r}_i - \vec{r}_j}{|\vec{r}_i - \vec{r}_j|} - m_d \nu_{fr} \frac{d\vec{r}_i}{dt} + \vec{F}_{br}(t), \quad (1)$$

здесь $F_{\text{int}}(r) = -\partial\Phi(r)/\partial r$ - сила, появляющаяся в результате взаимодействия с соседними окружающими пылевыми частицами, $r = |\vec{r}_i - \vec{r}_j|$ - межчастичное расстояние, $F_{br}(t)$ - случайная сила, которая учитывает случайные толчки окружающих плазменных частиц или другие стохастические процессы, ν_{fr} - коэффициент трения пылевых частиц, который определяет частоту их столкновений с нейтральными частицами окружающей плазмы, m_d - масса пылевой частицы, $\Phi(r)$ - парный потенциал взаимодействия макрочастиц.

В качестве межчастичного потенциала взаимодействия пылинок взят потенциал Юкава, в безразмерном виде он записывается так:

$$\Phi(R) = \frac{\Gamma}{R} e^{-\kappa R}, \quad (2)$$

где $\kappa = a / r_D$ - коэффициент экранировки, $a = 3 / 4\pi n_d^{1/3}$ - расстояние берется в единицах среднего расстояния между пылевыми частицами, $\Gamma = (Z_d e)^2 / (ak_B T_d)$ - параметр связи пылевой компоненты.

Для исследования локализации частиц рассматривается изменение окружения каждой частицы с помощью корреляционного метода, разработанного Рабани и др. [1]. Соседи (окружение) выбранной частицы определяются по их расположению на ее первоначальной оболочке. Следуя формализму Рабани и др., список (перечень) соседей l_i для частицы i определяется как $l_i = \{f(r_{i,1}), f(r_{i,2}) \dots f(r_{i,N})\}$, где $f(r_{i,j}) = \Theta(r_c - r_{i,j})$, Θ функция Хевисайда, также если $r_{i,j} \leq r_c$ то $f = 1$, в противном случае $f = 0$. Здесь r_c - радиус обрезания, и если $r_{i,j} \leq r_c$ означает что, соседи близко расположены.

Итак, взаимодействие между окружением частицы в момент времени $t = 0$ и t вычисляется с помощью «list correlation» функции, которая определяется через скалярное произведение соседних векторов соседнего списка:

$$C_i(t) = \frac{\langle l_i(t)l_i(0) \rangle}{\langle l_i(0)^2 \rangle}, \quad (3)$$

где $\langle \cdot \rangle$ усреднение по всем частицам и по начальным временам. Число частиц покинувших начальную клетку частицы i в момент времени t определяется следующим образом:

$$n_i^{out}(t) = |l_i(0)^2| - l_i(0)l_i(t). \quad (4)$$

Первая часть данного уравнения определяет число частиц, окружающих частицу i в момент времени $t = 0$, а вторая часть определяет число частиц, которые остались после некоторого момента времени t . Кейгиновая корреляционная функция C_{cage} , которая характеризует распад первичной группы частиц в клетке, вычисляется как ансамбль и среднее время функции $\Theta(c - n_i^{out})$ для разного числа частиц покинувших клетку (окружение):

$$C_{cage}^c(t) = \langle \Theta [c - n_i^{out}(0,t)] \rangle. \quad (5)$$

Когда $C_{cage}^c(t)$ функция опускается до 0,1 то первичная группа частиц считается уже некоррелированной.

В работе получены кейгиновые функции в широком диапазоне параметров, характеризующих пылевую плазму. Сделаны сравнения с результатами, полученными ранее без учета трения [2].

1 Eran Rabani, J. Daniel Gezelter, and B. J. Berne. Calculating the hopping rate for self-diffusion on rough potential energy surfaces: Cage correlations // J. Chem. Phys.-1997.-Vol.107.-P.6867-6876

2 Z. Donkó and P. Hartmann, Molecular dynamics simulations of strongly coupled plasmas: Localization and microscopic dynamics // Physics of Plasmas-2003.-Vol.5.- № 10.- P.1563-1568

THE INFLUENCE OF THE GAS MIXTURE ON THE PLASMA DUST FORMATIONS IN RF DISCHARGE

M.K. Dosbolayev, A.U. Utegenov, T.S. Ramazanov

IETP, al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan

In the present work the experimental investigation of properties of dust formation (such as structural, dynamic and transport properties) in RF discharge of gases mixtures (H and H-Ar, He and He-Ar) is presented.

Experiments were performed in a conventional RF discharge chamber where gas handling and control were performed through modernized VUP-5 facility. The main part of experimental setup is the electrode system, which produces a high-frequency capacitive gas discharge. Chamber consists of two electrodes which form and confine dust component.

For necessity of accuracy in the experiments electrode system for the separation of polydisperse particles was modernized. On lower electrode a special device for the separation of plasma particles was installed, and monodisperse particles were collected in a separate container for further analysis.

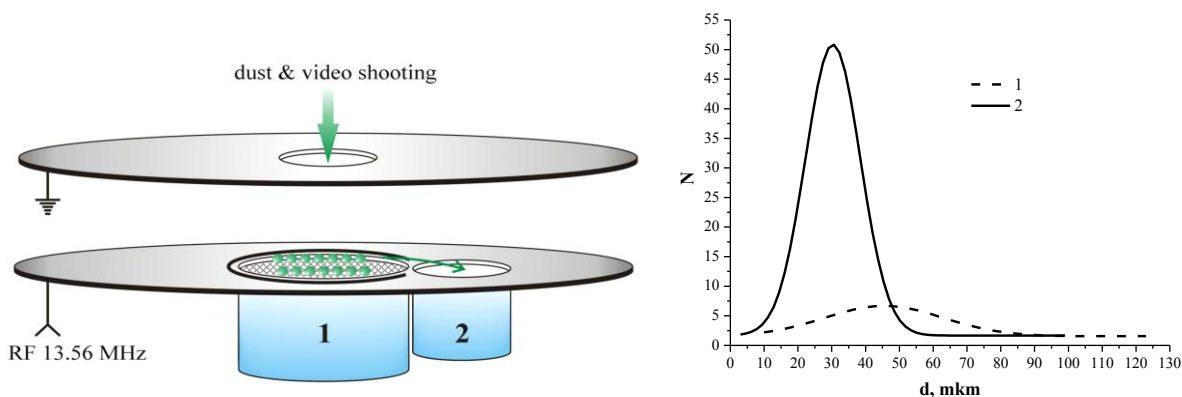


Figure 1. Electrode system of experimental setup for separate the dust particles

Figure 2. The size distribution of separated dust particles.

In basis on analysis of macroscopic properties of dust formation at different pressures of background gas, such as pair correlation function and the velocity distribution of dust particles reveals a change of properties of dust formation in the mixture of gases in comparison with discharge in pure hydrogen (helium) (figure 3). As shown in figure 3, at lower pressure (0.3 torr) in gas mixtures high-ordered structures are observed. As possible mechanisms for observed behavior, a change of ion jet content and a friction of neutral component are considered.

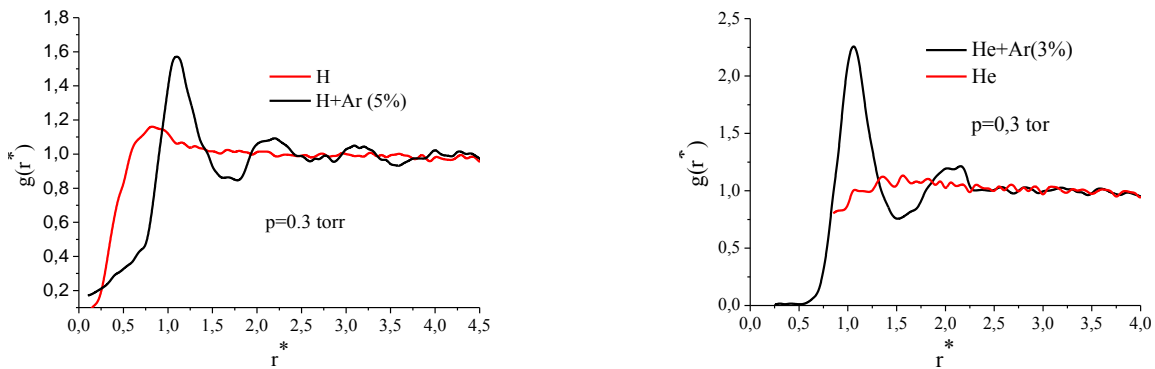


Figure 3. Pair correlation distribution functions of dust particles in pure hydrogen and in mixture of hydrogen-argon, in pure helium and in mixture of helium-argon at $p=0,3$ torr.

It is confirmed that the addition of a heavy gas component in the mixture leads to increase of a range of pressure which corresponds to crystallization of dust formation [2]. These phenomena can be interpreted in the following way: increase of gas pressure in the bulk leads to increase of concentration of neutral component - atoms and molecules. Therefore, a frequency of scattering events on the neutral component particles, or in other words, viscosity of the gas media, increases too, which has a cooling effect on the motion of dusty particle. Hence, at higher gas pressures dusty particles have lower temperature and, thus, form crystalline-like structures. In case of gas mixture similar behavior is observed, however, crystalline structures are formed at lower gas pressures in contrast to the case of one-component gas (figure 3). This can be explained by the fact that addition of heavier component (argon) into helium or hydrogen makes collision based cooling more effective. The observed behavior can be explained by the existence of specific distribution of on velocities in RF plasma.

References

- [1] T. S. Ramazanov, T. T. Daniyarov, S. A. Maiorov, S. K. Kodanova, M. K. Dosbolayev and E. B. Zhankarashev. *Contrib. Plasma Phys* 51 (2011) Issue 6. 505-508.
- [2] T. S. Ramazanov, M. K. Dosbolayev, A.U. Utegenov, T. T. Daniyarov. *Contrib. Plasma Phys* (2013) 53, No. 4-5, p. 426-431.
- [3] Ramazanov T.S., Dzhumagulova K.N., Jumabekov A.N., and Dosbolayev M.K. *Phys. Plasmas* 15 (2008) 053704.
- [4] Maiorov S.A., Ramazanov T.S., Dzhumagulova K.N., Dosbolayev M.K., Jumabekov A.N. Investigation of plasma-dust structures in He-Ar gas mixture. *Phys. Plasmas* 15 № 9 (2008) 84.

ИМПУЛЬСТІ ПЛАЗМА АҒЫНЫНЫҢ ҚАСИЕТТЕРІН ЗЕРТТЕУ

М.Қ. Досболаев, Қасен. А, Ниязымбетов. А

ЭТФҒЗИ, Әл-Фараби атындағы ҚазҰУ, Алматы, Қазақстан

Импульсті плазма ағыны термоядролық реакцияда болатын процесстерді зерттеуде және материалдарды өндеуде кеңінен қолданылады, сондықтан импульсті плазмалық үдеткіштегі плазма ағынының қасиеттерін зерттеудің маңызы зор.

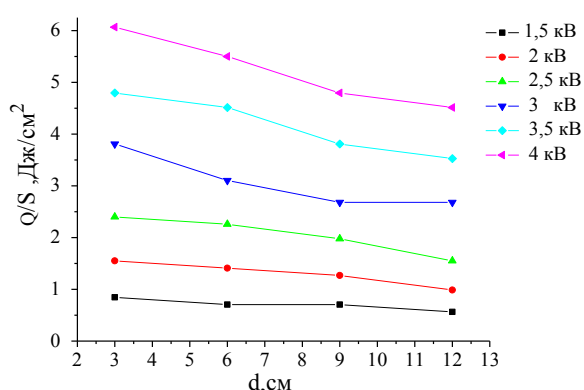
Бұл жұмыста импульсті плазма ағынының энергия тығыздығының үдеткіш өсімен таралуын және разряд кернеуіне тәуелдігін зерттеу үшін калориметрлік әдіс қолданылды. Калориметрлік өлшеуге диаметрі 60 мм және массасы 10 г мыстан жасалған конус типтес стакан қолданылды. Стакандағы температура өзгерісі термопара арқылы вольтметр көмегімен өлшенді. Калориметр импульс кезіндегі 1 см^2 ауданға келетін плазмалық ағынды анықтайды. 1-суреттен импульсті плазмалық үдеткіштегі энергия тығыздығының арақашықтыққа тәуелділігі көрсетілген [1].

Плазма тоғын және плазма тоғының үдеткіш өсімен таралуын зерттеу мақсатында Роговский белдігі үдеткіш камерасының сыртын орай орналастырылған [2]. Бұл жағдайдағы белдіктен өткен ток мына өрнекпен анықталады:

$$I = \frac{U N}{R}$$

мұндағы Роговский белдігінің орам саны $N=360$, жүктеме кедергі 1 кОм .

Плазма жылдамдығын анықтау үшін үдеткіш камерасының сыртына параметрлері бірдей екі Роговский белдігі бір-бірінен L қашықтықта орыналастырылып есте сақтағыш қабілеті бар 2042В осциллографына жалғанады. Осциллографта тіркелген қос сигналдың dt уақыт айырмашылығын пайдаланып, плазма ағынының жылдамдығы анықталған (сурет2).



Сурет 1. Энергия тығыздығының арақашықтыққа тәуелділігі



Сурет 2. Кернеуі $U=3\text{ кВ}$, арақашықтығы $L=10\text{ см}$ болатын қос роговский белдігінен алынған осциллограмма

1. Б. Н. Олейник, С. И. Лаздина. Приборы и методы температурных измерений. -М.: Издательств стандартов, 1987.
2. Хаддлстоун Р. Диагностика плазмы.-М.:Мир, 1967.

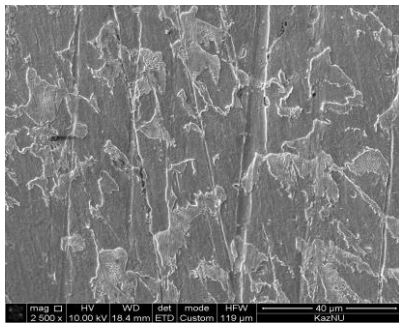
ОСОБЕННОСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МОЩНЫХ ПОТОКОВ ПЛАЗМЫ С ПОВЕРХНОСТЬЮ УГЛЕРОДИСТОЙ И ИНСТРУМЕНТАЛЬНОЙ СТАЛИ

А.М. Жукешов, А.Т. Габдуллина, А.У. Амренова, С.П. Пак, Е.Д. Налибаев,
М. Мухамедрысқызы, А.Кайбар

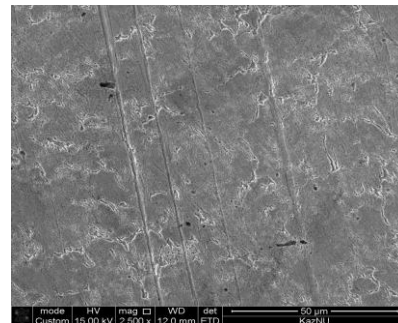
Казахский национальный университет им. аль-Фараби, НИИЭТФ, Алматы, Казахстан

Тема взаимодействия мощных импульсных потоков энергии с поверхностью конструкционных материалов актуальна в связи с возможностью создания материалов со специальными свойствами поверхности данным методом [1-3]. В настоящей работе приведены результаты исследования взаимодействия высокоэнергетических импульсных потоков плазмы с поверхностью сплавов на основе железа.

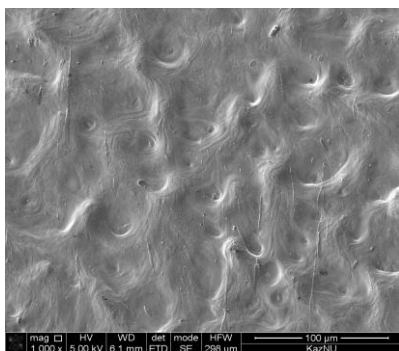
Были проведены эксперименты по облучению плазмой образцов из углеродистой и инструментальной стали на установке КПУ-30 в режиме со сплошным наполнением [4,5]. Исследованы физические свойства облученных плазмой образцов. Эксперименты показали хорошую локализацию плазменного потока на поверхности образцов, поверхность которых подверглась значительной модификации, как видно на рисунке 1. Методами электронной микроскопии и структурного анализа показано образование новых фаз и изменение микроструктуры поверхностного слоя, кратное количеству облучений.



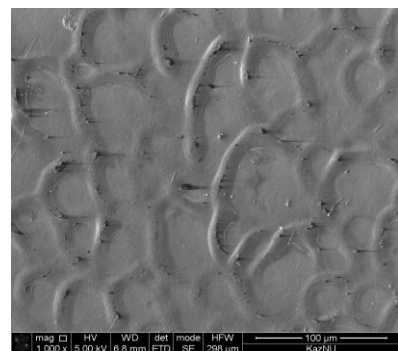
а)



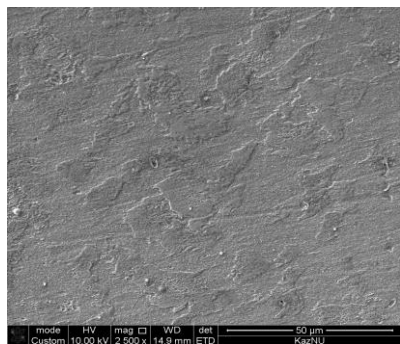
б)



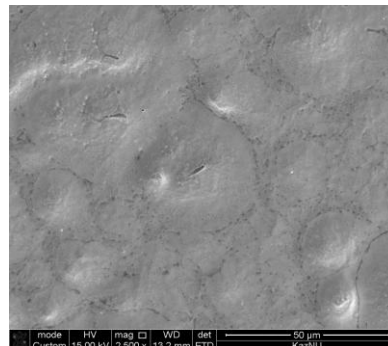
в)



г)



д)



е)

Рисунок 1 – РЭМ-снимки микроструктуры поверхности углеродистой и инструментальной сталей до и после плазменной обработки:

а), в), д) поверхность углеродистой стали до, после двухкратной и шестикратной обработки соответственно ($\times 2000$);

б), г), е) поверхность инструментальной стали до, после двухкратной и шестикратной обработки соответственно ($\times 2000$)

Как видно из рисунка 1, многократная обработка более предпочтительна по сравнению с однократным воздействием, потому что поверхность становится более гладкой. Как показывает практика экспериментов, существенное изменение физико-механических свойств материалов, прежде всего твердости, достигается уже при первом воздействии. Однако, наличие равномерной шероховатости поверхности изделий в некоторых случаях более предпочтительно, если это полезное свойство или же продиктовано эстетическими соображениями.

Дополнительно, проведены также эксперименты по взаимодействию плазменного потока с поверхностями большой площади при различной геометрии эксперимента. Результаты свидетельствуют о том, что облучении плазмой широкой поверхности, в результате экранировки, плазма стремится уйти в сторону. Для исключения эффекта использовали сепарирующее устройство в виде решетки, и данный способ обещает быть привлекательным.

1. Chebotarev V.V., Garkusha I.E., Bovda A.M., Tereshin V.I. Application of Pulsed Plasma Accelerators for Surface Modification. *Nukleonika*, 46, 27-30 (2001).
2. Peng Z., Miao H., Wang W. Hard and Wear-Resistant Titanium Nitride Films for Ceramic Cutting Tools by Pulsed High Energy Density Plasma. *Surf. Coat. Tech.*, 166 (2), 183-188 (2003).
3. Tereshin V.I., Bandura A.N., Byrka O.V. et al Surface Modification and Coatings Deposition under Plasma Streams Processing *Adv. Appl. Plasma Sci.*, 4, 265-270(2003).
4. Baimbetov F. B, Zhukeshov A. M., Amrenova. A. U. Dynamics of Plasma Flow Formation in a Pulsed Accelerator Operating at a Constant Pressure. *Tech. Phys. Lett.*, 33, 77–79 (2007).
5. Zhukeshov A. M. Plasma Flow Formation in a Pulse Plasma Accelerator in Continuous Filling Regime. *Plasma Dev. Oper.*, 17, 73–81 (2009).

ОБРАБОТКА МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ИЗДЕЛИЙ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ПАРАМЕТРАХ ПЛАЗМЫ

А.М. Жукешов, А.Т. Габдуллина, А.У. Амренова, С.П. Пак

Национальная нанотехнологическая лаборатория КазНУ им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан

Разработка новых материалов с улучшенными свойствами с применением высокотехнологичных способов обработки является одной из актуальных и практически важных задач материаловедения [1-3].

В данном докладе представлены результаты исследования воздействия импульсных потоков плазмы на поверхность сплавов на основе железа. Обработка поверхности металлических материалов импульсными плазменными потоками проводилась на ускорителе КПУ-30 научно-исследовательского института КазНУ им. аль-Фараби [4]. Проведены эксперименты по облучению металлических образцов плазмой с плотностью энергии 15-18 Дж/см². В качестве материала для исследования были выбраны нержавеющей конструкционные стали марок: 12Х18Н10Т или аналог – AISI 321 и 12Х15Г9НД, соответственно AISI 201.

Проведен анализ структуры поверхности образцов с использованием электронного микроскопа, получены растровые изображения поверхности образцов, проведен рентгеноспектральный микроанализ на химический состав.

Исследована топография поверхности необработанной и двукратно обработанной плазменными потоками стали марки AISI 201 (12Х15Г9НД). Показано, что в результате двукратной обработки стали AISI 201 исходная структура поверхности со следами травления на зерно, приобретает неоднородный рельеф с двумя характерными типами участков: 1) более гладкой, шероховатость поверхности и следы механического полирования которой в результате плавления приповерхностного слоя исчезли, при этом также сохраняется зеренная структура, с преобладанием зерен пятигранной и продолговатой прямоугольной формы 2) форма зерен отличается, она более округлая, без резких угловых очертаний, с более мелкой зеренной структурой, свидетельствующей об образовании локальных участков с возможным изменением физико-механических характеристик; в этой области наблюдаются линии, последовательно соединяющие углубления округлой формы, напоминающие небольшие ямки, которые расположены по границам зерен.

Также исследованы спектры основных элементов и элементный состав обеих марок нержавеющей стали. Рентгеноспектральный анализ показал, что исходный состав сталей различается содержанием основного легирующего элемента – хрома.

По результатам выполненных работ можно сделать выводы, что обработка импульсными потоками плазмы приводит к формированию локальных участков оплавления с модифицированной микроструктурой кристаллитов. Кроме того, в результате РЭМ-анализа выявлено, что после обработки происходит плазменное травление и перераспределение кристаллитов.

1. Anishik V.M., Uglov V.V. Modification of instrumental materials by ion and plasma beams, BSU, Minsk, 2003.

2. Chebotarev V.V., Garkusha I.E., Langner J. Sadowski M., Starosta W., Tereshin V.I., Derepovski N.T. // Plasma Physics, Vol.3, No 3, 1999, pp. 273-275.

3. Zhukeshov A., Gabdullina A., Amrenova A., Pak S., Moldabekov J., Mukhamedryskyzy M. The Improvement of Stainless Steel Properties after Pulse Plasma Processing //International Journal of Materials Science and Applications. Vol. 2, No. 3, 2013, pp. 115-119.

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КВАЗИКЛАССИЧЕСКОЙ ПОЛНОСТЬЮ ИОНИЗОВАННОЙ ВОДОРОДНОЙ ПЛАЗМЫ

Т.Н. Исмагамбетова¹, М.Т. Габдуллин²

¹КазНУ им. аль-Фараби, НИИЭТФ, Алматы, Казахстан

²КазНУ им. аль-Фараби, Алматы, ННЛОТ, Казахстан

В данной работе рассматривается полностью ионизованная водородная плазма, состоящая из электронов и ионов, при концентрации $n = n_e + n_i = 10^{20} \div 10^{24} \text{ см}^{-3}$ и температуре $T = 10^4 \div 10^6 \text{ К}$. Состояние такой плазмы описывается безразмерными параметрами. Один из таких параметров – это параметр связи, отношение потенциальной энергии взаимодействия между частицами к их тепловой энергии:

$$\Gamma = Ze^2 / ak_B T, \text{ где } a = (3 / 4\pi n)^{1/3} \text{ – среднее расстояние между частицами,}$$

$$r_s = a / a_B \text{ – параметр плотности, где } a_B = \hbar^2 / m_e e^2 \text{ – радиус Бора,}$$

$$\Theta = \frac{k_B T}{E_F} = 2 \left(\frac{4}{9\pi} \right)^{2/3} Z^{5/3} \frac{r_s}{\Gamma} \text{ – параметр вырождения для электронной компоненты, где}$$

E_F – энергия Ферми электронов.

При расчетах структурных и термодинамических характеристик был использован эффективный потенциал, учитывающий эффект экранировки на больших расстояниях и квантово-механические эффекты дифракции и эффект симметрии – на малых:

$$\varphi_{\alpha\beta}(r) = \frac{e_\alpha e_\beta}{r} \left(1 - \tanh \left(\sqrt{2} \frac{\lambda_{\alpha\beta}^2}{a^2 + br^2} \right) e^{-\tanh \left(\sqrt{2} \frac{\lambda_{\alpha\beta}^2}{(a^2 + br^2)} \right)} \right) \left(1 - e^{-r/\lambda_{\alpha\beta}} - \delta_{\alpha e} \delta_{\beta e} k_B T \ln \left(1 - \frac{1}{2} \exp \left(-\frac{r^2}{\lambda_{ee}^2} \right) \right) \right), \quad (1)$$

где $b=0.33$, e_α, e_β – электрические заряды частиц сорта α и β , $\lambda_{\alpha\beta} = \hbar / \sqrt{2\pi m_{\alpha\beta} k_B T}$ – тепловая длина волны Де-Бройля, $m_{\alpha\beta} = m_\alpha m_\beta / (m_\alpha + m_\beta)$ – приведенная масса частиц сорта α и β , $r_D = (k_B T / (4\pi e^2 \sum_j n_j Z_j^2))^{1/2}$ – радиус Дебая. Первое слагаемое было взято из [1]. Второе слагаемое, учитывающее эффект симметрии было взято из потенциала Дойча [2].

Радиальные функции распределения $g(r)$ были получены на основе численного решения интегрального уравнения Орнштейна-Цернике [3]:

$$h(\vec{r}) = C(\vec{r}) + n \int C(\vec{r}_3 - \vec{r}_1) h(|\vec{r}_3 - \vec{r}_2|) d\vec{r}_3, \quad (2)$$

в гиперцепном приближении:

$$C_{\text{гипц}}(r) = h(r) - \ln g(r) - \frac{\Phi(r)}{k_B T}, \quad (3)$$

где $h(\vec{r}) = g(\vec{r}) - 1$ – полная корреляционная функция, $C(\vec{r})$ – прямая корреляционная функция.

На рисунке 1 представлены радиальные функции распределения, полученные на основе различных потенциалов взаимодействия для электрон-электронной пары. Из рисунка видно, что на малых расстояниях кривая, полученная на основе эффективного потенциала взаимодействия (1), стремится к результатам, полученным на основе потенциала, учитывающего квантовые эффекты дифракции (потенциал Дойча).

На рисунке 2 представлены радиальные функции распределения, полученные на основе эффективных потенциалов с учетом и без учета эффекта симметрии при фиксированном значении параметра связи и различных значениях параметра плотности. Из рисунка видно, что на малых расстояниях эффект симметрии сильнее проявляется в более плотной плазме.

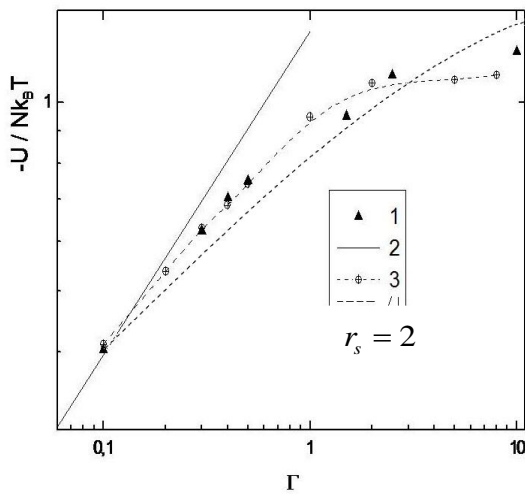
Через радиальные функции распределения и эффективные потенциал взаимодействия были рассчитаны значения внутренней энергии и давления:

$$E = E_{id} - \pi \sum_{\alpha=i,e} n_{\alpha} \sum_{\beta=i,e} n_{\beta} \int_0^{\infty} g_{\alpha\beta}(r) \Phi_{\alpha\beta}(r) r^2 dr, \quad (4)$$

$$P = P_{id} - \frac{2}{3} \pi \sum_{\alpha=i,e} n_{\alpha} \sum_{\beta=i,e} n_{\beta} \int_0^{\infty} \frac{\partial \Phi_{\alpha\beta}(r)}{\partial r} g_{\alpha\beta}(r) r^3 dr, \quad \dots \quad (5)$$

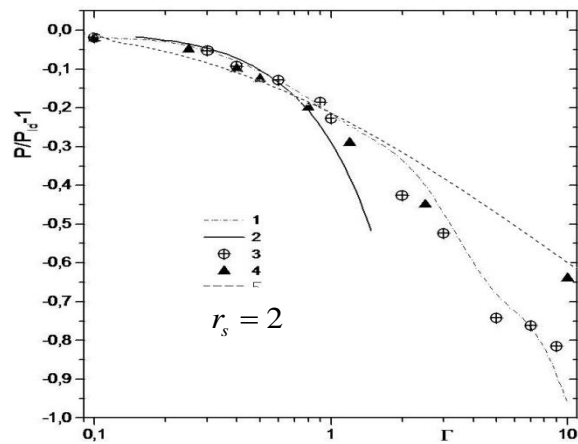
где N – число частиц в системе, $E_{id} = 3/2 Nk_B T$ – внутренняя энергия идеального газа,

$P_{id} = nk_B T$ – давление идеального газа.



1 – [4,5]; 2 - предельный закон Дебая-Хюккеля; 3 – [6]; 4 – потенциал (1) с учетом эффекта симметрии

Рисунок 1. Внутренняя энергия полностью ионизированной квазиклассической водородной плазмы



1 – [7]; 2 – предельный закон Дебая-Хюккеля; 3 – [6]; 4 – [4, 5]; 5 – потенциал (1) с учетом эффекта симметрии

Рисунок 2. Давление полностью ионизированной квазиклассической водородной плазмы

На рисунке 1 представлены поправки к внутренней энергии полностью ионизированной плазмы для различных потенциалов взаимодействия при фиксированном значении параметра плотности $r_s = 2$. На рисунке 2 представлены поправки к давлению полностью ионизированной плазмы для различных потенциалов при фиксированном параметре плотности $r_s = 2$. С увеличением плотности плазмы квантово-механические эффекты дифракции и

симметрии ослабляют взаимодействие между заряженными частицами плазмы, что приводит к увеличению значения термодинамических характеристик.

Литература:

- [1] Zh.A. Moldabekov, T.S. Ramazanov, K.N. Dzhumagulova, 2012, Contrib.Plasma Phys. 52 3.
- [2] Deutsch C., Combert M.M., 1976, J. Math. Phys. 17 1077-1090.
- [3] Киттель Ч., Введение в физику твердого тела, 1963, М.: Физматгиз, 696.
- [4] Pierleoni C., Magro W.R., Ceperley D.M., Bernu B., 1996, Physics of Strongly Coupled Plasma, World Scientific. NJ.London 11-26.
- [5] Magro W.R., Pierleoni C., Ceperley D.M., Bernu B., 1996, Phys. Rev. Letters 76 1240-1243.
- [6] Iztelevov N.N., Bekenov M.A., 2001, Abstracts of the 2nd International conference «Modern problems of physics and fundamental physical education» 84.
- [7] Ichimaru S., Iyetomi H., Tanaka S., 1987, Physics Reports 149 91-205.

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВУХМЕРНОЙ НЕИДЕАЛЬНОЙ ОДНОКОМПОНЕНТНОЙ ПЛАЗМЫ

Ж.А. Молдабеков, Т.С. Рамазанов

Казахский Национальный Университет им. Аль-Фараби, НИИЭТФ, Алматы, Казахстан.

В настоящее время исследование сильно связанных двумерных систем, как классических, так и квантовых, представляет большой интерес в связи с аномальными коллективными свойствами наблюдаемые в эксперименте и моделировании. Уменьшение размерности от трех к двум приводят к таким эффектам как Бозе конденсация, сверхтекучесть и связанные с этим фазовые переходы. В классических системах уменьшение размерности приводит к появлению аномалия в транспортных характеристиках системы [1]. Одним из них является так называемая супер диффузия [2]. Это явление наблюдалось в экспериментах по пылевой плазме. Так же, такое поведение получено в моделировании методом молекулярной динамики [3].

В данной работе методом молекулярной динамики исследуется неидеальная однокомпонентная плазма (ОКП) с переменным зарядом частиц. Межчастичный потенциал взаимодействия:

$$\Phi = \frac{\Gamma}{R} \exp[-R/\lambda_D],$$

где λ_D – длина экранирования, Γ – параметр связи.

Систем с переменным зарядом в гидродинамическом приближении теоретически получается решение с двумя собственными частотами ω_1 и ω_2 , которые лежат близко к плазменной

частоте ω_p . В целях проверки реализации таких колебаний в двух мерной ОКП проведен компьютерный эксперимент методом молекулярной динамики. Были рассчитаны продольные колебания в плазме и дисперсионные кривые (Рисунок 1,2). Как результат показано, что нет расщепления плазменной частоты на два, а имеет место смешение плазменной частоты, которое зависит от амплитуды колебаний заряда и частоты, с которой изменяется заряд. Однако, детали эффекта смешения плазменной частоты еще полностью не исследовано и требует дальнейших исследований.

Важной микроскопической характеристикой при исследовании диффузии является среднеквадратичное смещение частиц (ССЧ) $\langle \Delta r^2(t) \rangle = \langle |\vec{r}(t) - \vec{r}(t_0)|^2 \rangle$. Зависимость ССЧ от времени определяется по следующей формуле:

$$\langle \Delta r^2(t) \rangle = D t^{\alpha(t)}. \quad (1)$$

При условии $\alpha = 1$ диффузия является нормальной. Когда $\alpha > 1$ или $\alpha < 1$ имеет место супердиффузия и субдиффузия, соответственно.

В работе [4] показано, что в случае моделирования методом молекулярной динамики явление супер диффузии появляется как промежуточный (по времени) эффект и на больших интервалах времени должно сменится нормальной диффузией. Остается открытым вопрос, почему в экспериментах по пылевой плазме наблюдается супердиффузия, то есть какой не равновесный процесс является причиной. Данные МД моделирования ОКП с переменным зарядом показывают что колебания заряда, которые

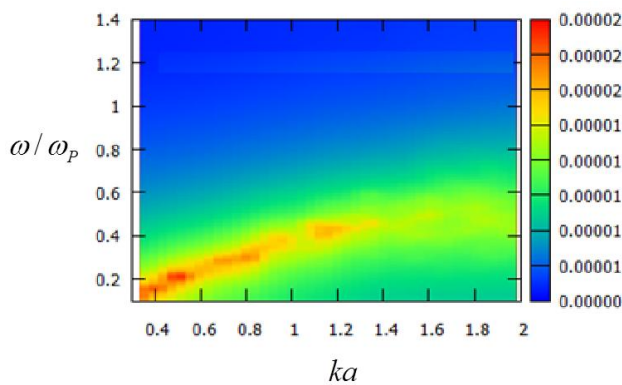


Рисунок 1- Продольная компонента колебаний плотности в однокомпонентной плазме $\Gamma = 200, \lambda_D^{-1} = 2$. ω / ω_p

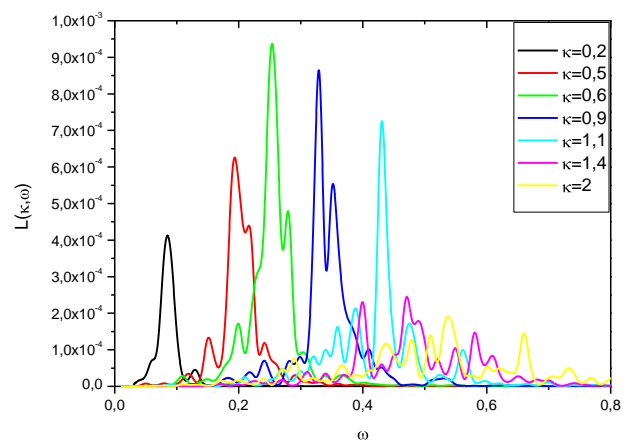


Рисунок 2- Продольная компонента автокорреляционной функции тока воднокомпонентной плазме $\Gamma = 200, \lambda_D^{-1} = 2$.

могут иметь место в лабораторной пылевой плазме, достаточно сильно влияют на средне квадратичное смещение частиц и может быть причиной наблюдаемой аномальной диффузии. Так же требуется детальное исследование зависимости α от амплитуды колебаний заряда и частоты.

- [1] В. Alder, and T.E. Wainwright, Phys.Rev.A, 1, 18 (1970).
- [2] Z. Donkó, J. Goree, P. Hartmann, Bin Liu, Phys. Rev. E 79, 026401 (2009).
- [3] T. Ottet. all., Phys.Rev. E 78, 026409 (2008).
- [4] T. Ott, M. Bonitz, Phys.Rev.Letters 103, 195001 (2009).

К УРАВНЕНИЮ СОСТОЯНИЯ ПЫЛЕВОЙ КОМПОНЕНТЫ ПЛАЗМЫ СЛОЖНОГО СОСТАВА

М.М. Муратов, Т.С. Рамазанов, К.Н. Джумагулова

НИИЭТФ, Казахский национальный университет им. аль-Фараби, г.Алматы, Казахстан

Исследование свойств пылевой плазмы является стремительно развивающимся научным направлением, привлекающим внимание многих ученых. Пылевая плазма встречается в природе (хвосты комет, кольца планет, космические туманности и др.), также пылевая плазма активно исследуется в лабораторных условиях (тероядерные установки, плазменные технологии, газовые разряды). Экспериментальных работ связанных с определением уравнением состояния пылевой плазмы не много. В связи с этим экспериментальные и теоретические исследования в области термодинамики пылевой плазмы являются актуальной задачей.

В данной работе рассчитывается поправка на взаимодействие к термодинамической функции, такой как давление пылевой плазмы, с помощью радиальных функций распределения пылевых частиц.

Радиальные функции распределения определяются следующим выражением:

$$g_{\alpha\beta}(r) = \exp(-\Phi_{\alpha\beta}(r)/k_B T), \quad (1)$$

где $\Phi_{\alpha\beta}(r)$ - эффективный потенциал взаимодействия частиц сортов α и β .

В качестве потенциала взаимодействия пылинок использовался эффективный потенциал взаимодействия частиц, полученный в работах [1-2]:

$$\Phi(r) = \frac{1}{r} \left[Ah K_1 r + Bh K_2 r \right] + \frac{eZm_{ij}}{r^2}, \quad (2)$$

где h, A, B, K_1 и K_2 коэффициенты, которые определяются следующими выражениями:

$$A = 2\pi^2 e^2 Z^2 \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1 - 4 \frac{\mu^2}{r_D^2}}} \right) + \frac{eZm_{ij}}{\mu} \left(1 + \frac{1 - \frac{\mu^2}{r_D^2}}{\sqrt{1 - 4 \frac{\mu^2}{r_D^2}}} \right), \quad B = 2\pi^2 e^2 Z^2 \left(1 + \frac{1}{\sqrt{1 - 4 \frac{\mu^2}{r_D^2}}} \right) + \frac{eZm_{ij}}{\mu} \left(1 + \frac{1 - \frac{\mu^2}{r_D^2}}{\sqrt{1 - 4 \frac{\mu^2}{r_D^2}}} \right),$$

$$K_{1/2} = \frac{1}{2\mu} \left(1 \pm \sqrt{1 - 4 \frac{\mu^2}{r_D^2}} \right), \quad h ar = \cos ar \pi + Si ar - Ci ar \sin ar.$$

Данный потенциал взаимодействия был получен на основе теории линейного диэлектрического отклика в приближении случайных фаз. Он описывает взаимодействие заряженных частиц, имеющих дипольный момент, с учетом эффекта экранировки на больших расстояниях.

Радиальные функции распределения представлены на рис.1.

Давление плазмы выражается через радиальные функции распределения посредством следующей формулы [3]:

$$P = P_{id} - \frac{2\pi}{3} \int_0^{\infty} \sum_{\alpha, \beta} n_{\alpha} n_{\beta} g^{\alpha\beta} r \frac{\partial \Phi_{\alpha\beta}}{\partial r} r^3 dr, \quad (3)$$

где $P_{id} = \sum_{\alpha} n_{\alpha} k_B T$ - давление идеального газа. На рис.2 приведены результаты численного моделирования и сравнения с результатами других работ. Как видно из рисунка результаты представленной работы в целом качественно согласуются с результатами компьютерного моделирования в работах [4,5], особенно с результатами [5]. В работе [5] были использованы экспериментальные данные по радиальным функциям.

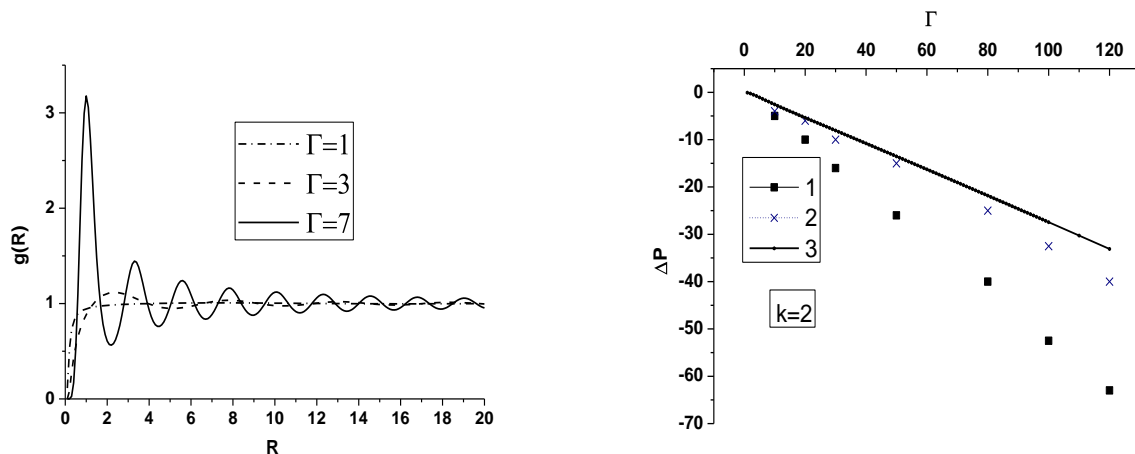


Рис.1 Радиальные функции распределения при различных значениях параметра связи, полученные по формуле (1) на основе потенциала (2)

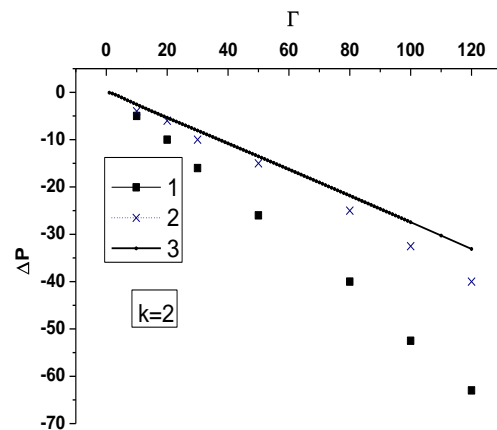


Рис.2 Поправка на неидеальность к давлению пылевой компоненты

1 – результаты работы [4], 2 - результаты работы [5], 3 – результаты данной работы

Литература

1. T. S. Ramazanov and K. N. Dzhumagulova, Effective screened potentials of strongly coupled semiclassical plasma // Phys. Plasmas 9, 3758 (2002).
2. T.S.Ramazanov, Zh.A. Moldabekov, K.N.Dzhumagulova and M.M.Muratov, Pseudopotentials of the particles interactions in complex plasmas// Physics of plasmas, Vol.18, 103705 (2011).
3. Ф.Б. Баимбетов, К.Н. Джумагулова, Т.С. Рамазанов, К термодинамике слабонеидеальной плазмы // Теплофизика высоких температур, том 33, №4, 1995
4. P.Hartman, G.J.Kalman, Z.Donko, K.Kutasi, Phys.Rev E 72, 026409 (2005)
5. T.S.Ramazanov, K.N.Dzhumagulova et al., Contrib. Plasma Phys. 49, No.1-2, 15-20 (2009)

СЕЧЕНИЯ РАССЕЯНИЯ ЧАСТИЦ ПЛОТНОЙ КВАЗИКЛАССИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЫ В БОРНОВСКОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

Б. Т. Мутанов

Казахский Национальный университет им. аль-Фараби, НИИЭТФ, Алматы, Казахстан.

В данной работе исследуются свойства плотной квазиклассической плазмы. Рассчитываются дифференциальные, интегральные и транспортные сечения рассеяния частиц плазмы. Актуальность подобной работы продиктована как фундаментальным интересом к изучению свойств плотной квазиклассической плазмы, так и множеством практических приложений (УТС с инерционным удержанием, астрофизические объекты и др.). Для адекватного описания процессов, происходящих в такой плазме, необходимо знать межчастичные потенциалы взаимодействия в системе [1]. В качестве модели межчастичного взаимодействия в плотной плазме использован обобщенный парный потенциал [2].

$$\Phi_{ab}(r) = \frac{e_a e_b}{r} \left\{ 1 - \operatorname{th} \left(\sqrt{2} \frac{\lambda_{ab}^2}{a^2 + br^2} \right) e^{-\operatorname{th} \left(\sqrt{2} \frac{\lambda_{ab}^2}{a^2 + br^2} \right)} \right\} \left(1 - e^{-\frac{r}{\lambda}} \right)$$

Данный потенциал получен из сопоставления квантомеханической слэтеровской суммы и больцмановского фактора, и учитывает эффекты дифракции и пригоден для описания свойств плотной квазиклассической плазмы с параметрами: $n = 10^{21} \div 10^{24} \text{ cm}^{-3}$ и $T = 10^5 \div 10^7 \text{ K}$, и учитывает коллективные и квантовые эффекты. Особенностью данного потенциала является то, что он имеет ограничения на область плотностей и температур. Характерным условием ограничения, в безразмерных параметрах, является Γ , где $\Gamma = e^2/akT$ - параметр неидеальности, k - постоянная Больцмана; $r_s = a/a_B$ - параметр плотности; a - среднее расстояние между частицами, a_B - боровский радиус. Путем разложения обобщенного парного потенциала в ряды Тейлора с учетом $n = \text{const}$, $T = \infty$ получен следующий модельный потенциал, так же учитывающий на малых расстояниях эффекты дифракции, а на больших расстояниях коллективные эффекты экранирования полей зарядов и не имеет ограничения по температуре.

$$\Phi_{ab}(r) = \frac{e_a e_b}{r} \left(1 - e^{-\frac{r}{\lambda}} \right) \left(1 - \sqrt{2} \frac{\lambda_{ab}^2}{a^2 + br^2} \right)$$

Сечения рассеяния рассчитывались в приближении Борна для параметров плазмы $r_s = 5, 10, 15$ и $\Gamma = 1 \div 3$. Условие применимости борновского приближения можно выразить следующим образом [3,5,6]:

$$|\Phi| \ll \frac{\hbar v}{R} = \frac{\hbar^2}{mR^2} kR$$

где R — радиус действия поля Φ r , а Φ — порядок его величины в основной области его существования; v — скорость налетающей частицы. Правомочность применения Борновского приближения оправдывается тем, что рассматриваемая в работе плотная плазма имеет достаточно высокую температуру, что при таких температурах электроны обладают достаточно высокой кинетической энергией, поэтому в результате рассеяния частица отклоняется на малые углы. Это соответствует тому, что в импульсном пространстве изменение импульса будет незначительным. Можно заметить, что сечение растет с

уменьшением угла рассеяния. Значения сечений, полученные для данного потенциала, сравниваются со значениями сечений для потенциалов Кулона, Дебая – Хюккеля и Дойча – Кельбга – Юхновского[4]. Сравнительный анализ графиков транспортного сечения рассеяния с тремя выше названными потенциалами позволяет сделать заключение о том, что с увеличением параметра неидеальности (при фиксированном r_s) расхождения между потенциалом Кулона, а также потенциалом Дойча – Кельбга – Юхновского увеличиваются, однако потенциал Дебая – Хюккеля ведет себя аналогично эффективному потенциалу.

Литература

- 1 Рамазанов Т.С., Джумагулова К.Н., Phys. Plasmas 9, 3758 (2002)
- 2 Zh. A. Moldabekov, T. S. Ramazanov, and K. N. Dzhumagulova. Pair Interaction Potential of Particles for Two-Component Plasma //Contrib. Plasma Phys. 52, No. 3, 207 – 210 (2012) / DOI 10.1002/ctpp.201100072
- 3 Бом Д. Квантовая теория. – М.: Наука, 1965. - 727с.
- 4 Джумагулова К.Н., Акбаров А.Ж. Столкновительные процессы в плотной квазиклассической плазме // Вестник КазНУ. Серия физическая. - 2005. – № 1(19). – С. 39-43
- 5 Давыдов А. С. Квантовая механика. — М.: Наука, 1973. — 704 с.
- 6 Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. М. 1989, 765 с.

ЖОҒАРЫ ЖИІЛІКТІ СЫЙЫМДЫЛЫҚТЫ РАЗРЯДТА ГАЗ ҚОСПАСЫНЫҢ ҚҰРАМЫНА СПЕКТРЛІК ТАЛДАУ ЖҮРГІЗУ

С.А. Оразбаев, М.Қ. Досболаев, Т.С. Рамазанов, М. Сламия

ЭТФҒЗИ, әл-Фараби атындағы Қазақ Ұлттық университеті, Алматы, Қазақстан

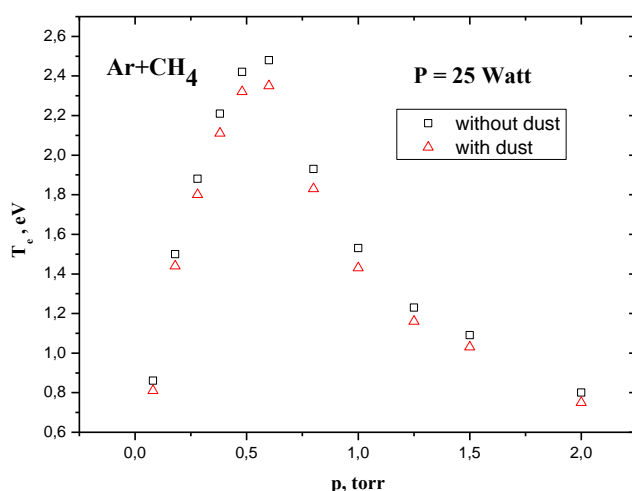
Қазіргі таңда көміртегі құрамдас газдар мен олардың инертті газдармен қоспасының зерттеулері озық микроэлектроника өнеркәсібінде, оның ішінде жұқа көміртегі қабықшаларын алу саласында кеңінен қолданыс табуда. Көміртегі наноқабықшаларын алу әдістердің көптігіне қарамастан, олардың өсіру, құрылымы, химиялық құрамын зерттеу маңызды болып табылады. Осы бағытта плазмахимиялық процесті зерттеудің негізгі әдістердің бірі оптика-спектрлік әдіс. Плазманың оптикалық қасиеттерін зерттеу плазмалы – тозанды жүйе параметрлері жайында ауқымды мәлімет алуға және жүйедегі физикалық процестерді тереңірек түсінуге мүмкіндік беретіндіктен, өзекті ғылыми мәселе болып табылады[1,2]. Бұл әдістің ерекшелігі жүйеге мүлдем әсір етпей ешқандай кереғар пікірсіз ақпаратты дәл алуға мүмкіндік береді. Жұмыста жоғарғы жиілікті сыйымдылықты разрядта аргон (80%) мен метан (20%) газ қоспасы құрамына оптика-спектрлік талдау жүргізілген және тозанды бөлшектердің плазма интенсивтілігіне мен электрондар температурасына әсері тәжірибеде зерттелген.

Қоспа плазманың оптикалық қасиеттерін зерттеу үшін жоғарғы жиілікті сыйымдылықты разряд негізіндегі қондырғы және спектрометр қолданылған[5-6].

Параллель жазық екі электрод жоғарғы жиілікті сыйымдылықты камерада орналасқан[3,4]. Электродтардың диаметрі 10 см. Арақашықтығы 1,5 см. Төменгі электродқа жиілігі 13,56 МГц жоғарғы жиілікті кернеу беріледі және жоғарғы электрод жерге жалғанған. Жоғарғы жиілікті генератордан берілетін қуат 2-50 Вт. Жұмыс газы ретінде аргон(80%) мен метан(20%) газының қоспасы алынды, қысымы 0,05-0,5 тор аралығында. Жұмыста тозаңды бөлшектер ретінде орташа диаметрі 2-4 мкм шыны бөлшектер қолданылды.

Оптикалық – спектрлік анализ жасау үшін Solar S100 сызықтық және SDH-1 спектрометрі қолданылған.

Жұмыста ЖЖ разрядта бірнеше газ қысымы мен разряд қуаты бойынша бірнеше газ температурасы мен электрондардың концентрациясы анықталды. Бұл тәжірибе бойынша алынған газ қысымы 0,1 – 1,5 Торр аралығындағы плазма температурасы 0,8 – 2,5 эВ аралығында, ал электрондардың концентрациясы $1,2 \cdot 10^9 - 3,5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ шамасында екені анықталды. Бұл теориялық есептеулерге және басқа авторлардың есептеулеріне сәйкес келеді.



1-сурет. Электрондар температурасының газ қоспасы қысымына тәуелділігі.

Сонымен бірге, зерттелген газ қысымы аралығында плазманың сипаттамалары айтарлықтай өзгерісте болатыны 1 - суретте көрсетілген. Мұнда электрондар температурасы газ қысымының 0,2 – 0,6 Торр аралығында өсетіндігі және 0,7 – 2 Торр аралығында түсетіндігі байқалады.

Бұл алынған нәтижелерді буферлі газдың қысымының өсуіне байланысты плазма көлеміндегі нейтраль компоненттердің өсуімен түсіндіруге болады. Буферлі газдың төменгі қысымында айнымалы электр өрісінен электрондарға берілетін энергия нейтральдармен сирек соқтығысуының нәтижесінде айтарлықтай болып табылады. Ал, жоғарғы газ қысымдарында нейтральдармен соқтығысу жиілей түсетіндіктен электрондардың суынуына алып келеді (буферлі газ және иондық компонента бөлме температурасында).

1. Avtaeva S V, Mamytbekov M Z and Otorbaev D K 1997 *J. Phys.D: Appl.Phys.* **30**, 3000
2. Mikikian M, Boufendi L, Bouchoule A, Thomas H M, Morfill G E, Nefedov A P, Fortov V E and the PKE-Nefedov Team 2003 *New J. Phys.* **5**, 19
3. Ramazanov T.S., Dzhumagulova K.N., Jumabekov A.N., and Dosbolayev M.K., // *Phys. Plasmas* 15, 053704 (2008).
4. T. S. Ramazanov, A. N. Jumabekov, S. A. Orazbayev, M. K. Dosbolayev and M. N. Jumagulov // *Phys. Plasmas* 19, 023706 (2012)

ДИАГНОСТИКА КОМПЛЕКСНОЙ ПЛАЗМЫ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА НА ОСНОВЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЗОНДА И ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ

Е.А Усенов, Т.С. Рамазанов, К.Н. Джумагулова, М.К. Досболаев

НИИЭТФ, КазНУ им. аль – Фараби, Алматы, Казахстан

Исследование разных физических свойств и моделирование физических процессов в пылевой плазме требует знания основных характеристик буферной плазмы, таких как температура и концентрация электронов. Для определения этих параметров в обычной плазме газового разряда успешно используется электрический зонд Ленгмюра. Ленгмюровский зонд считается универсальным средством диагностики низкотемпературной газоразрядной плазмы. Диапазон характеристик, измеряемых Ленгмюровским зондом, очень большой и сам метод является более простым по сравнению с другими методами диагностики [1]. Но несмотря на широкую распространенность метода зондовая диагностика все еще вызывает большой интерес и находит новые способы применения. Это в первую очередь касается применения электрического зонда в пылевой плазме, где были получены очень интересные результаты [2,3], которые являются важными и полезными при исследовании не только характеристик комплексной плазмы и плазменно пылевых образования [4], но и могут быть использованы для определения характеристик фоновой плазмы в целом. В данной работе рассматривается новый метод определения характеристик буферной плазмы из радиуса области вокруг электрического зонда, свободной от пылевых частиц, в положительном столбе тлеющего разряда.

Взаимодействие плазменно-пылевых образования и электрического зонда было исследована в работе [5]. Было установлено что, после введения пылевых частиц в разрядный промежуток, вокруг электрического зонда образуется область, свободная от пылевых частиц. Размеры этой области зависят от потенциала зонда и от параметров окружающей плазмы. С увеличением потенциала (по значению) радиус свободной области уменьшается. При фиксированном потенциале зонда, с увеличением давления плазмообразующего газа в газоразрядной трубке, размеры свободной области тоже увеличиваются. Результаты экспериментальных данных и моделирования показали возможность определения температуры и концентрации электронов с помощью решения обратной задачи.

Распределение потенциала вокруг электрического зонда зависит от радиуса Дебая r_d , который появляется при решении уравнения Пуассона-Больцмана, используемый для описания размеров области свободной от пылевых частиц с помощью численного моделирования. Если считать радиус свободной от пылевых частиц области известным, так как его легко можно измерить в эксперименте, то решая обратную задачу можно найти электронный радиус Дебая. [5]. На рисунке 1 представлена графическая иллюстрация решения обратной задачи.

На данном рисунке показана кривая энергии взаимодействия с электрическим зондом, и тепловая энергия пылевых частиц, отмеченная прямой линией. Подставляя радиус области свободной от пылевых частиц r_f , находим точку пересечения прямой и пунктирной линий и ищем потенциальную кривую с определенным значением r_d , проходящую через эту точку. Таким образом, зная, допустим, температуру электронов можно по значению дебаевского радиуса определить концентрацию электронов и наоборот. Температура электронов определяется экспериментальным методом с помощью уравнения OML [6]

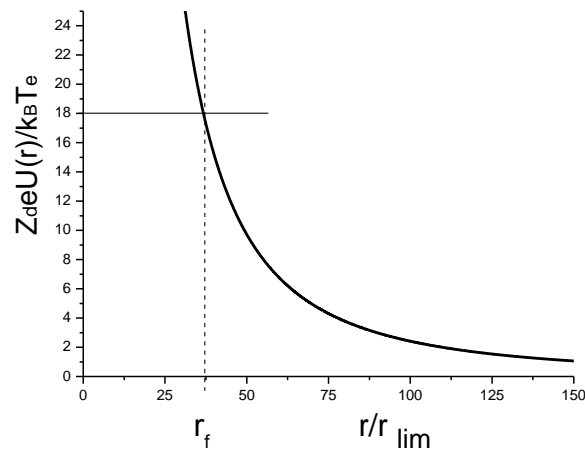


Рисунок 1. Энергия взаимодействия с электрическим зондом (кривая линия), тепловая энергия пылевых частиц (сплошная прямая линия), экспериментально определенный радиус свободной зоны (пунктирная линия)

Литература

1. Langmuir I., Mott-Smith H. Gen. Electr. Rev. V. 27. P. 449 (1924).
2. S.N.Antipov, A.A. Samarian, O.F. Petrov and A.F.Nefedov, Plasma Phys. Rep. 27, 340. pp. 340-346. (2001).
3. T.S. Ramazanov, N. Kh. Bastykova, Y.A. Ussenov, S. K. Kodanova, K.N. Dzhumagulova, and M. K. Dosbolayev, Contrib. Plasma Phys., 52, No.2 (2012).
4. T.S Ramazanov, S. K. Kodanova, K. N. Dzhumagulova and N. Kh. Bastykova, EPL 96, 45004 (2011).
5. K. N. Dzhumagulova, T. S. Ramazanov, Y. A.Ussenov, M. K. Dosbolayev, and R.U. Masheeva. Contrib. Plasma Phys. 53, No. 4-5, 419 – 425 (2013).
6. Ussenov Y.A., Ramazanov T.S., Dzhumagulova K.N., Dosbolayev M.K. The method of the determination of the buffer plasma characteristics by measuring of the radius of dust-free region around the electric probe. DPA-4, Odessa (2013).

ИОНИЗАЦИОННОЕ РАВНОВЕСИЕ И СОСТАВ ПЛАЗМЫ АРГОНА

Г. Ахтанова¹, А.З. Абельмажинов², М.Т. Габдуллин²

¹КазНУ им. аль-Фараби, НИИЭТФ, Алматы, Казахстан

²КазНУ им. аль-Фараби, Алматы, ННЛОТ, Казахстан

Изучение ионизационного равновесия и состава неидеальной плазмы является одной из важнейших промежуточных задач в перспективе развития современной физике плазмы. В настоящее время физика плазмы является бурно развивающимся самостоятельным направлением. Прежде всего это связано с множеством специфических для плазмы явлений, изучение, которых представляет огромный интерес.

В данной работе рассматривается плотная плазма аргона при параметрах: температура $T = 10^4 \div 10^6 \text{ K}$ и концентрация $n = 10^{18} \times 10^{24} / \text{cm}^3$. В пределах рассматриваемых параметров, аргонная плазма меняется от атомарного до полностью ионизованного состояния, с пятикратной ионизацией. Исследование состава плотной плазмы аргона, было проведено с помощью уравнений Саха с учетом снижения потенциалов ионизации. Состав плотной плазмы был получен численными методами при решении системы уравнений Саха с учетом снижения потенциалов ионизации атомов и ионов, вызванного взаимодействием заряженных частиц в системе [1-2]:

$$n_0 = \frac{g_0}{g_{1+}} n_{1+} \exp \left[\beta (\mu_e^{id} + E_{ion}^{1+} + \Delta\mu_{1+}) \right]$$

....

$$n_{(k+)-1} = \frac{g_{(k+)-1}}{g_{k+}} n_{k+} \exp \left[\beta (\mu_e^{id} + E_{ion}^{k+} + \Delta\mu_{k+}) \right], \quad (1)$$

где $\beta = 1/k_B T$, g_{k+} - статистический вес, $\mu_e^{id} = k_B T \ln(n_e \Lambda_e^3 / 2)$ - идеальная часть химического потенциала электрона, величины $\Delta\mu_k = \mu_e^{nonid} + \mu_k^{nonid} - \mu_{k-1}^{nonid}$ являются поправками на неидеальность к химическим потенциалам и приводят к сдвигу химического равновесия относительно идеального приближения Саха.

Для решения такой системы необходимо ее дополнить еще двумя уравнениями: законом сохранения числа ядер и законом сохранения полного заряда в системе:

$$\sum_{k=1}^5 n_k + n_0 = const, \quad \sum_{k=1}^5 k n_k = n_e. \quad (2)$$

Соотношение между концентрациями компонент такой плазмы дает нам степень ионизации плазмы α_k и относительные доли компонент. Эти соотношения можно представить в виде выражений:

$$\alpha_e = \frac{n_e}{n_0 + n_e}, \quad \alpha_{k+} = \frac{n_{k+}}{n_0 + n_e}, \quad (3)$$

где $k = 0, i, \dots, e$.

Определяя степень ионизации, как отношение числа свободных электронов к полному числу электронов в плазме, полученное нелинейное уравнение решалось численными методами.

В работе были использованы эффективные потенциалы, которые описывают взаимодействие между заряженными частицами [3-4]:

$$\Phi_{es}(r) = \frac{Ze^2}{\sqrt{1-4\tilde{\lambda}_{es}^2/r_D^2}} \left(\frac{e^{-Br}}{r} - \frac{e^{-Ar}}{r} \right), \quad (4)$$

где $B = 1 - \sqrt{1-4\tilde{\lambda}_{es}^2/r_D^2} / 2\tilde{\lambda}_{es}^2$, $A = 1 + \sqrt{1-4\tilde{\lambda}_{es}^2/r_D^2} / 2\tilde{\lambda}_{es}^2$, $r_D = \sqrt{k_B T / 4\pi n_e e^2}$ - радиус Дебая, $s = e, i$, $\tilde{\lambda}_{es} = \hbar / \sqrt{2\pi\mu_{es} k_B T}$ - длина волны де-Бройля.

Поляризационный потенциал для взаимодействия между зарядами и атомами в частично ионизованной неидеальной плазме [5].

$$\Phi_{sa}(r) = \frac{e^2 \alpha_p}{2r^4 \sqrt{1-4\tilde{\lambda}_{ee}^2/r_D^2}} (e^{-Br}(1+Br) - e^{-Ar}(1+Ar)) \quad (5)$$

где α_p - поляризуемость атома. Эти потенциалы учитывают на малых расстояниях квантовые эффекты дифракции, а на больших – эффекты экранировки.

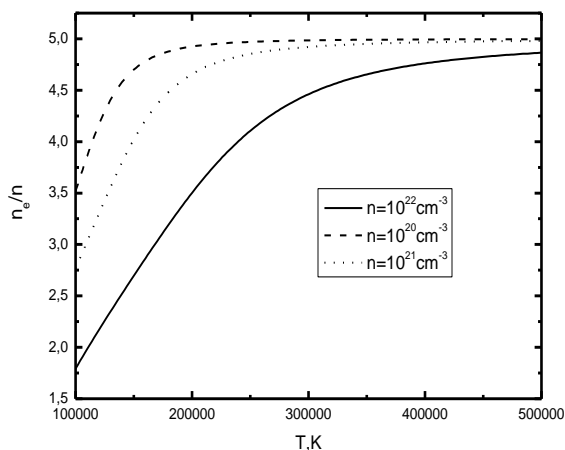


Рисунок 1. Степень ионизации при различных значениях концентраций

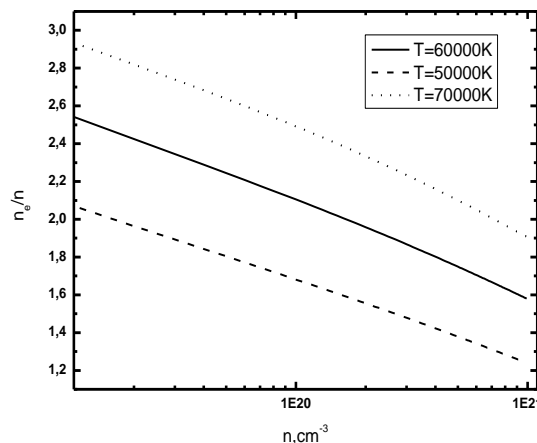


Рисунок 2. Изотермы ионизации аргонной плазмы

В данной работе на основе эффективных потенциалов взаимодействия заряженных частиц, учитывающих квантовый эффект дифракции и коллективные эффекты экранировки и поляризационного экранированного потенциала для взаимодействия заряд-атом проведено систематическое исследование ионизационного равновесия и термодинамических свойств плотной плазмы аргона.

Как показано на рисунке 1, с увеличением плотности плазмы, снижается её степень ионизации т.к. сокращается расстояние между частицами, вследствие этого уменьшается кинетическая энергия частиц. А при фиксированной плотности, концентрация свободных зарядов в системе увеличивается с ростом температуры, рисунок 2.

1. R.Redmer. Phys. Rev. E. Vol. 59, № 1. - P. 1073-1081 (1999).
2. R.Redmer, G.Röpke, R.Zimmerman. J. Physics B: at Mol. Phys. Vol. 20. - P. 2319 (1987).
3. T.S. Ramazanov, K.N. Dzhumagulova, [Phys. Plas. 9, 3758](#) (2002).
4. T.S. Ramazanov, K.N. Dzhumagulova, M.T. Gabdullin, [Phys. Plas. 17,042703](#) (2010).
5. T.S.Ramazanov, K.N. Dzhumagulova, Yu.A. Omarbakiyeva, [Phys. Plasm. 12, 092702](#) (2005).

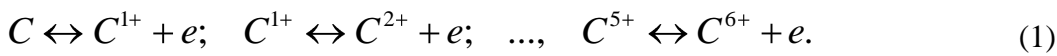
СОСТАВ ПЛОТНОЙ УГЛЕРОДНОЙ ПЛАЗМЫ

Г.Б. Ахтанова¹, М.Т. Габдуллин²

¹КазНУ им. аль-Фараби, НИИЭТФ, Алматы, Казахстан

²КазНУ им. аль-Фараби, ННЛОТ, Алматы, Казахстан

В данной работе рассматривался состав плотной плазмы углерода. Параметры (температура и концентрация) плазмы: $T = 10^3 \div 10^5$ К и $n = 10^{18} \div 10^{24}$ см⁻³. При таких параметрах состав углеродной плазмы меняется от атомарного до полностью ионизованного состояния. Состав плазмы был исследован в рамках химической модели плазмы со всевозможными реакциями в системе:



При вычислении поправок к термодинамическим характеристикам были использованы эффективные потенциалы взаимодействия между частицами, которые учитывают эффекты дифракции и экранировки [1,2]. На основе этих эффективных потенциалов была вычислена внутренняя энергия, которая определяет потенциальную энергию иона вокруг пробного заряда:

$$\Delta E = \frac{V}{2} \sum_a eZ_a \phi_a \quad (2)$$

где ΔE – поправка к внутренней энергии, $eZ_a \phi_a$ – потенциальная энергия каждого иона в электрическом поле вокруг пробного заряда.

Свободная энергия связана с внутренней энергией уравнением Клаузиуса–Гельмгольца:

$$\frac{\Delta F}{Nk_B T} = \int_0^\Gamma \frac{d\Gamma}{\Gamma} \left[\frac{\Delta E}{Nk_B T} \right], \quad (3)$$

где ΔF – поправка к свободной энергии, Γ – параметр связи.

Поправку к химическому потенциалу можно вычислить с помощью следующего уравнения:

$$\Delta \mu_a = \left(\frac{\partial \Delta F}{\partial N_a} \right)_{T, V} \quad (4)$$

где $\Delta \mu_a$ – поправка к химическому потенциалу.

Состав углеродной плазмы был исследован с помощью системы уравнения Саха, которая решалась численно, методом Ньютона для решения системы нелинейных уравнений:

$$\begin{aligned}
 n_0 &= \frac{g_0}{g_{1+}} n_{1+} \exp\left[\beta(\mu_e^{id} + E_{ion}^{1+} + \Delta\mu_{1+})\right] \\
 n_{1+} &= \frac{g_{1+}}{g_{2+}} n_{2+} \exp\left[\beta(\mu_e^{id} + E_{ion}^{2+} + \Delta\mu_{2+})\right] \\
 &\dots \\
 n_{(k+)-1} &= \frac{g_{(k+)-1}}{g_{k+}} n_{k+} \exp\left[\beta(\mu_e^{id} + E_{ion}^{k+} + \Delta\mu_{k+})\right],
 \end{aligned}
 \tag{5}$$

где $\beta = 1/k_B T$, величины $\Delta\mu_k = \mu_e^{nonid} + \mu_k^{nonid} - \mu_{k-1}^{nonid}$ являются поправками на неидеальность к химическим потенциалам. Система уравнения Саха дополняется еще двумя уравнениями, законом сохранения числа ядер и законом сохранения полного заряда в системе:

$$\sum_{k=1}^5 n_k + n_0 = const, \quad \sum_{k=1}^5 k n_k = n_e.
 \tag{6}$$

На рисунках 1 и 2 приведены зависимости состава плазмы от температуры при $\rho = 0.01 \text{ g/cm}^3$ и $n = 1.4 \times 10^{22} / \text{cm}^3$ в сравнении с результатами работ [3] и [4]. В работе [3] использовался метод минимизации свободной энергии, минимум свободной энергии при постоянном объеме. Вклад связанных состояний учитывался с помощью уравнения Шредингера. В работе [4] взаимодействия между электрон-электронными и ион-электронными компонентами учитывался с помощью потенциала Кулона, и электрон-атомное взаимодействие – с помощью поляризационного потенциала Букингема.

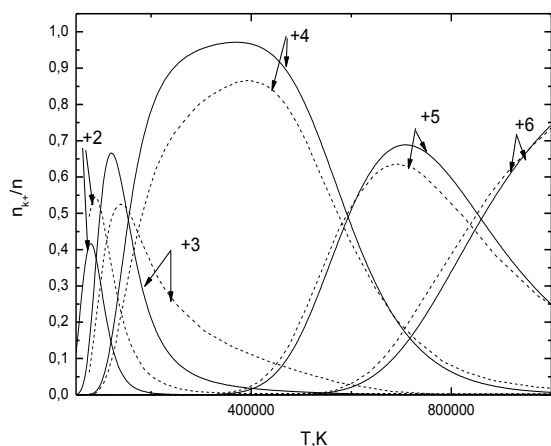


Рис.1. Состав плазмы С: Сплошные линии – данная работа, точечные – результаты работы [3]

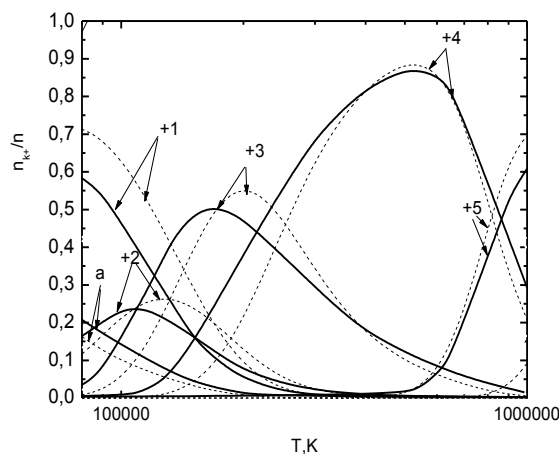


Рис.2. Состав плазмы С: Сплошные линии – данная работа, точечные – результаты работы [4]

- [1] T.S. Ramazanov, K.N. Dzhumagulova, *Phys. Plas.* **9**, 3758 (2002).
- [2] T.S. Ramazanov, K.N. Dzhumagulova, *Proc. Int. Conf. PLTP-03. Kiev.*, P.5-1-61-i (2003).
- [3] A.Y. Potekhin, G. Massacrier, G. Chabrier, *Phys. Rev. E* **62**, 046402 (2005).
- [4] J.Haun, S.Kosse, H.-J.Kunze, M.Schlanges, R.Redmer, *Contrib. Plasma Phys.* **41**, 2-3 275-278 (2001).

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО БАРЬЕРНОГО РАЗРЯДА ПРИ АТМОСФЕРНОМ ДАВЛЕНИИ

А.И. Кенжебекова, С.К. Коданова, Н.Х. Бастыкова

НИИЭТФ, КазНУ им. Аль-Фараби, Алматы

Барьерным разрядом называется разряд возникающий в газе между электродами, из которых хотя бы один электрод покрыт диэлектриком. Барьерный разряд возникает на поверхности диэлектрика разрядной ячейки, когда к электроду прикладывается высокое напряжение [1].

В данной работе рассматривается модель, позволяющая описывать однородный барьерный разряд в азоте при атмосферном давлении и при частоте приложенного напряжения, равной нескольким кГц, на примере с плоской геометрией, изображенной на рис. 1.

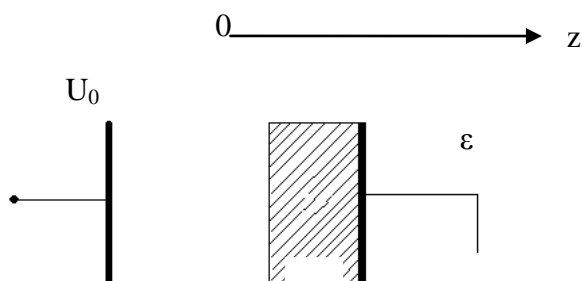


Рис.1 Схема геометрии разрядного промежутка

Плазма барьерного разряда изучается одновременно решением кинетического уравнения Больцмана для функции $f(r, V)$ распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ), нестационарного дрейфово-диффузионного уравнения непрерывности для ионов и уравнения Пуассона для электрического поля.

Путем интегрирования функции распределения по энергиям можно определить распределения плотности и температуры электронов. Используя модель дрейфа-диффузии найдем распределения плотности ионов, а также электрического поля [1].

Для электронов и ионов каждого k -го сорта уравнения неразрывности имеют вид:

$$\frac{\partial n_k(z, t)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \left(n_k(z, t) \mu_k E(z, t) - D_k \frac{\partial n_k(z, t)}{\partial z} \right) = \alpha n_k \mathcal{G}_k - \beta n_k n_k \quad (1)$$

где $\alpha = p \left[7.4326 \cdot \exp\left(\frac{-270.5}{E/p}\right) \right]$ – коэффициент ионизации; $\beta = 2 \cdot 10^{-6} \left(\frac{300}{T_e}\right)^{1/2}$ –

коэффициент рекомбинации [2]; μ_k, D_k – коэффициенты подвижности и диффузии электронов и ионов, соответственно, зависящие в общем случае от приведенного электрического поля E/N .

Для расчета коэффициентов диффузии и подвижности электронов, входящих в (1), а также скоростей возбуждения и ионизации, необходимо решение кинетического уравнения Больцмана в однородном электрическом поле.

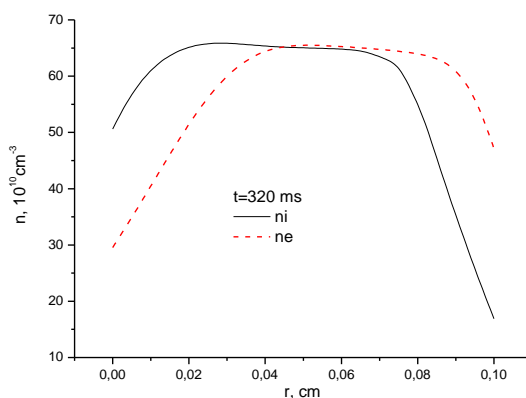
Электрическое поле в барьерном разряде определяется распределением ионной и электронной компонент плазмы и самосогласованным путем находится с помощью уравнения Пуассона:

$$-\frac{\partial^2 \varphi(z,t)}{\partial z^2} = 4\pi e_0 [n_i(z) - n_e(z,t)], \quad E(z,t) = -\frac{\partial \varphi(z,t)}{\partial z}, \quad (2)$$

которое будет решаться одновременно с уравнением (1) для данной плотности электронов $n_e(z)$, полученной от кинетической модели для электронов [1].

Особенностями диэлектрических поверхностей является возможность десорбции электронов, необходимость учета поверхностной рекомбинации. При построении граничных условий для гидродинамических уравнений, а также в уравнениях для поверхностных плотностей зарядов [1], [2] нужно учитывать поверхностные процессы. Уравнения (1), (2) образуют полную систему уравнений для определения трех неизвестных параметров плазмы $n_e(z)$, $n_i(z,t)$, $E(z,t)$. Система уравнений решается методом итераций.

В рамках выше описанной теории были проведены численные расчеты по итеративной процедуре. Получены зависимости концентрации электронов и ионов от разрядного промежутка для различных моментов времени, а также распределения электрического поля в разрядном промежутке.



Литература

1. Самойлович В.Г., Гибалов В.И., Козлов К.В. Физическая химия барьерного разряда. М.: Издательство Московского университета, 1989.
2. E Panousis, L Papageorghiou, N Spyrou, J-F Loiseau, B Held and Fclerment Numerical modelling of an atmospheric pressure dielectric barrier discharge in nitrogen:electrical and kinetic description//J. Phys. D: Appl. Phys. 40 (2007) 4168–4180

СОСТАВ ПЛОТНОЙ ЧАСТИЧНО ИОНИЗОВАННОЙ ВОДОРОДНОЙ ПЛАЗМЫ

А.Д. Кудабаяева¹, М.Т. Габдуллин²

¹КазНУ им. аль-Фараби, НИИЭТФ, Алматы, Казахстан

²КазНУ им. аль-Фараби, ННЛОТ, Алматы, Казахстан

Современная наука широко развивает разработку технических установок, предназначенных для реализации идеи управляемого термоядерного синтеза, в которых реализуется неидеальная водородная плазма.

В данной работе рассматривалась плотная частично ионизованная плазма водорода при температуре $T=10^3-10^5$ К и концентрации $n = 10^{18} \div 10^{24}$ см⁻³. На основе эффективных потенциалов взаимодействия, которые учитывают эффекты дифракции и экранировки [1-3] были вычислена внутренняя и свободная энергии и поправка к химическому потенциалу:

$$\Delta E = \frac{V}{2} \sum_a eZ_a \phi_a, \quad \frac{\Delta F}{Nk_B T} = \int_0^\Gamma \frac{d\Gamma}{\Gamma} \left[\frac{\Delta E}{Nk_B T} \right], \quad \Delta \mu_a = \left(\frac{\partial \Delta F}{\partial N_a} \right)_{T,V} \quad (1)$$

где ΔE – поправка к внутренней энергии, $eZ_a \phi_a$ – потенциальная энергия каждого иона в электрическом поле вокруг пробного заряда, ΔF – поправка к свободной энергии, Γ – параметр связи, $\Delta \mu_a$ – поправка к химическому потенциалу

Состава плотной водородной плазмы на основе численного решения уравнения Саха с учетом снижения потенциалов ионизации атомов и ионов, вызванного взаимодействием заряженных частиц в системе. Для водородной плазмы, пренебрегая образованием сложных кластеров, протекают реакции ионизации и рекомбинации:



Для водородной плазмы уравнение Саха с учетом неидеальности [4] записывается:

$$\frac{n_a}{n_e n_i} = \lambda^3 \exp \left[-\frac{\tilde{E}_{10}}{k_B T} \right] = K(T), \quad (4)$$

где $I = -\tilde{E}_{10}$ – энергия ионизации основного состояния в кулоновском поле для водородной плазмы. Если степень ионизации записать как отношение количества свободных электронов к полному числу электронов:

$$\alpha = n_e^* / n_e, \quad (5)$$

с учетом (5) уравнение Саха перепишем в виде:

$$\frac{1-\alpha}{\alpha^2} = n_e \lambda^3 \exp \left[\frac{I - \Delta I}{k_B T} \right]. \quad (6)$$

Энергия ионизации для водорода численно равна $I \approx 13.6$ эВ

1. T.S. Ramazanov, K.N. Dzhumagulova, [Phys. Plas. 9, 3758](#) (2002).
2. T.S. Ramazanov, K.N. Dzhumagulova, M.T. Gabdullin, [Phys. Plas. 17, 042703](#) (2010).
3. T.S. Ramazanov, K.N. Dzhumagulova, Yu.A. Omarbakiyeva, [Phys. Plas. 12, 092702](#) (2005).
4. В.Эбелинг, В.Крефт, Д.Кремпл Теория связанных состояний и ионизационного равновесия в плазме и твердом теле. - М.: Мир, 1979. - Р. 264.

ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЫ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО РАЗРЯДА С ПОМОЩЬЮ МНОГО УГЛОВОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА

Т.С. Рамазанов¹, М.Н. Джумагулов¹, Л. Буфенди²

¹НИИЭТФ, КазНУ им.аль-Фараби, Алматы, Казахстан

²Университет г. Орлеан, Франция

В качестве основных методов диагностики пылевой плазмы можно выделить методы на основе рассеяния света [1-2]. Рассеяние света легко осуществить экспериментально, поэтому этот метод диагностики широко используется во время эксперимента, чтобы проверить наличие частиц пыли в объеме разряда и провести исследование ее свойств.

Экспериментальная установка по изучению свойств пылевой плазмы высокочастотного разряда с помощью много углового рассеяния представляет собой модифицированную установку по изучению свойств газоразрядной плазмы в ВЧ разряде. Цилиндрическая вакуумная камера диаметром 360 мм имеет шестнадцать радиальных отверстий для диагностики рассеяния света при 0° , 22.5° , 45° , 67.5° , 90° , 112.5° , 135° , 157.5° , 180° , 202.5° , 225° , 247.5° , 270° , 292.5° , 315° , 337.5° . На рисунке 1 показана схема, иллюстрирующая расположение оптических систем по 16 направлениям снятия показаний интенсивностей рассеянного света на экспериментальной установке по многоугловому рассеянию света на плазменно-пылевых образованиях

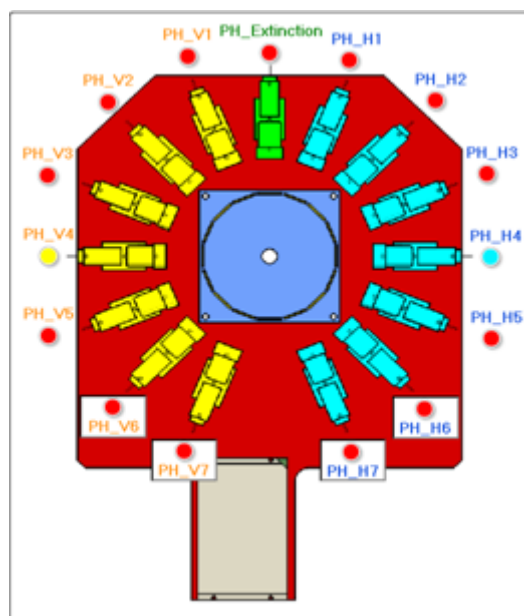


Рисунок 1 – Схема снятия показаний интенсивностей рассеянного света на экспериментальной установке по многоугловому рассеянию света на плазменно-пылевых образованиях

Для поляризационно-чувствительных измерений рассеяния света, на каждое отверстие были установлены расширение трубы, чтобы избежать осаждения на окнах. Кварцевые окна были использованы, чтобы избежать деполяризацию поляризованного лазерного луча. В качестве источника света переменной мощности был использован луч аргонового лазера с длиной волны 488 нм. Он был сфокусирован таким образом, чтобы получить диаметр перетяжки в 1 мм. Поляризатор пропускает свет, поляризованный либо параллельно либо перпендикулярно плоскости рассеяния. После прохождения реактора и фильтра передаваемый сигнал фокусируется на кремниевый фотодиод. Оптическая система на основе много углового рассеяния лазерного света состоит из трех идентичных независимых систем, состоящих из поляризатора, диафрагмы для определения телесного угла, собирающих линз, полосового фильтра и линейно калиброванного кремниевого фотодиода. Пересечение лазерного луча и телесного угла детектора определяет рассеивающий объем 1 мм³. Рассеянные сигналы и пропущенная интенсивность одновременно оцифровываются приемной системой.

Были получены интересные результаты проведенных экспериментов. На рисунке 2 представлены интенсивности рассеянного лазерного излучения на углах 22.5°, 45° и 90°. Как видно из этого рисунка, интенсивность рассеянного света постепенно растет, особенно на самом маленьком угле 22.5°, что свидетельствует о наличии рассеяния вперед, характерного для относительно крупных частиц.

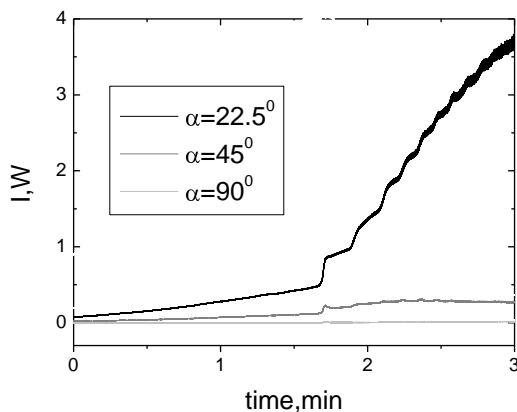


Рисунок 2 – Интенсивности рассеянного света лазерного излучения на трех разных углах, W=10 Вт, p=0.2mbar

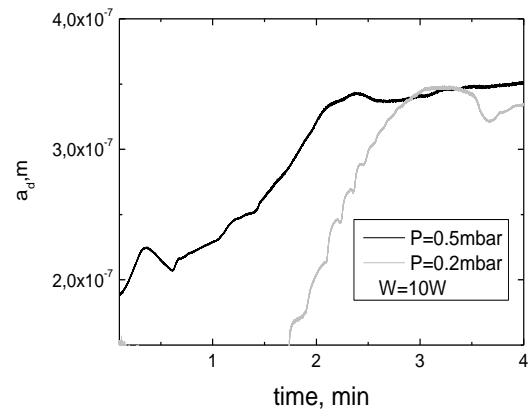


Рисунок 3 – Эволюция радиуса пылевых частиц при W=10 Вт и разных давлениях

На рисунке 3 представлены эволюции радиуса частиц, рассчитанных с помощью снятых показаний по интенсивностям рассеяния [2]. Показано, что рост пылевых частиц начинается раньше по времени при увеличении давления.

1. C. Courteille, Ch. Hollenstein, J.-L. Drier, P. Gay, W. Schwarzenbach, A. A. Howling, E. Bertran, G. Viera R., Martins, A. Macarico. Particle agglomeration study in rf silane plasmas: In situ study by polarization-sensitive laser light scattering // J. Appl. Phys. 80 (4), (1996) 2069- 2078
2. Chloé Caumont-Prim, Jérôme Yon, Alexis Coppalle, François-Xavier Ouf, Kuan Fang Ren Measurement of aggregates' size distribution by angular light scattering // Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, V. 126, 2013, P. 140-149

ИОНИЗАЦИОННОЕ РАВНОВЕСИЕ И СОСТАВ ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЫ ГЕЛИЯ

А.Е. Шапиева М.Т. Габдуллин,

КазНУ им. аль-Фараби, ННЛОТ, Алматы, Казахстан

В данной работе были исследованы ионизационное равновесие и состав плотной плазмы гелия. Параметры плазмы: температура $T=10^3 - 10^5$ К и концентрация $n=10^{18}-10^{24}$.

Химическая модель плазмы является основной для теоретического исследования термодинамики и состава реальной частично-ионизованной плазмы. Как известно, атом гелия имеет самый высокий потенциал ионизации, поэтому для того, чтобы ионизовать такой газ, необходимы высокие температуры или высокие плотности. пренебрегаем образованием молекул и кластеров, то в такой плазме происходят следующие ионизационные и рекомбинационные процессы между частицами различных сортов:



Плотность частиц может быть получена из уравнений, выражающей условие химического равновесия при заданных температурах и полной плотности частиц [1]:

$$\mu_0 + E_{ion}^{1+} = \mu_{1+} + \mu_e, \quad \mu_{1+} + E_{ion}^{2+} = \mu_{2+} + \mu_e, \quad (2)$$

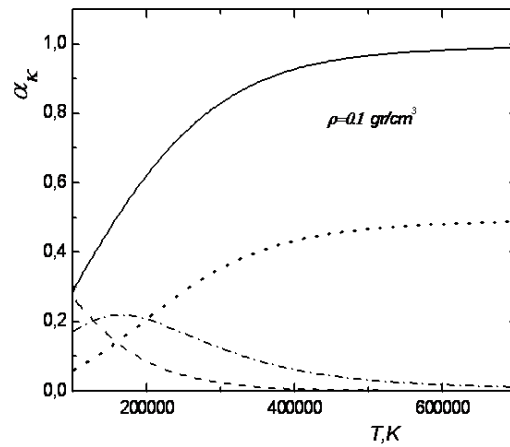
где $E_{ion}^{1+} = 24,588$ эВ, $E_{ion}^{2+} = 54,418$ эВ – энергии основного состояния одно- и двукратно ионизованных ионов; μ_e , μ_0 , μ_{1+} и μ_{2+} – химические потенциалы (e , He , He^{1+} и He^{2+}).

Соотношения позволяют записать систему уравнений Саха для расчета состава плазмы с максимальной кратностью ионизации, равной двум, следующим образом:

$$n_0 = 1/2n_{1+} \exp\left[\beta(\mu_e^{id} + E_{ion}^{1+} + \Delta\mu_1)\right], \quad n_{1+} = 2n_{2+} \exp\left[\beta(\mu_e^{id} + E_{ion}^{2+} + \Delta\mu_2)\right], \quad (3)$$

где $\beta = 1/k_B T$, величины $\Delta\mu_k = \mu_e^{nonid} + \mu_k^{nonid} - \mu_{k-1}^{nonid}$ являются поправками на неидеальность к химическим потенциалам и приводят к сдвигу химического равновесия относительно идеального газового приближения Саха. В качестве потенциала взаимодействия были использованы эффективные потенциалы, учитывающие квантово-механические эффекты дифракции на малых расстояниях и эффекты экранировки на больших расстояниях [2,3].

На рисунке (1) приведена зависимость степени ионизации плазмы гелия для различных сортов частиц от температуры при $\rho=0,1$ гр/см³. Как видно из рисунка, при температуре $T = 4 \times 10^5$ К концентрация атомов в системе почти исчезает, а при температуре $T = 6 \times 10^5$ К гелиевая плазма становится полностью ионизованной, т.е. состоящей из ядер и электронов.



—————	$\alpha_e^* = n_e/n_e$	- - - -	$\alpha_{1+} = n_{1+}/n_e$
- - - - -	$\alpha_a = n_a/n_e$	- · - · -	$\alpha_{2+} = n_{2+}/n_e$

Рисунок 1. Зависимость степени ионизации плазмы гелия от температуры при $\rho=0.1 \text{ гр/см}^3$

Литература

1. R. Redmer, Phys. Rev. E. **9**, № 1, 1073-1081 (1999).
2. T. Ramazanov, K. Dzhumagulova, [Phys. Plas. 9, 3758](#) (2002).
3. T. Ramazanov, K. Dzhumagulova, M. Gabdullin, [Phys. Plas. 17, 042703](#) (2010).

ТОРМОЖЕНИЕ ТЯЖЕЛЫХ ЧАСТИЦ В ЧАСТИЧНО-ИОНИЗОВАННОЙ ВОДОРОДНОЙ ПЛАЗМЕ

М.К. Исанова, С.К. Коданова

Казахский национальный университет им. аль-Фараби, НИИЭТФ, Алматы, Казахстан

В настоящий момент хорошо известно, что для протекания энергетически выгодной реакции синтеза в объёме термоядерного топлива необходимо удовлетворить двум требованиям: во-первых, нагреть плазму до термоядерных температур (~ 10 кэВ для смеси дейтерий-тритий) и, во-вторых, удержать эту плазму достаточно долго так, чтобы выделившаяся энергия синтеза превзошла энергию, затраченную на нагрев и удержание (известный критерий Лоусона). При реализации идеи управляемого термоядерного синтеза с инерционным удержанием, прежде всего, возникает потребность в надёжном определении физических характеристик плотной плазмы. Таким образом, для адекватного описания процессов, протекающих в плотной плазме, необходимы достоверные сведения о столкновительных, транспортных, динамических и других характеристиках системы [1-2].

Действительно, прохождение заряженных частиц через вещество мишени сопровождается разнообразными процессами взаимодействия с элементарными частицами, атомами. Характер и результаты этих взаимодействий зависят от типа энергии потока заряженных частиц, а также типа, состояния, плотности, состава и размера мишеней. Поэтому моделирование тяжелых многозарядных ионов для инерциального термоядерного синтеза требует как качественного, так и количественного описания процессов взаимодействия тяжелых частиц с веществом в широком диапазоне параметров плотностей и температур. Особый интерес представляет определение торможения ионов для частично-ионизованной плазмы, поскольку экспериментальное исследование наталкивается на определенные трудности, связанные с плотностью свободных электронов плазмы [3-4]. Приближение парных столкновений пригодно для описания тормозной способности в невырожденной квазинейтральной умеренно-плотной плазме [5]. Следовательно, тормозная способность [5,6]:

$$S = 8\pi n \left(\frac{\mu_{\alpha\beta}}{m_{\beta}} \right) \cdot E_c \cdot b_{\perp}^2 \cdot \lambda \quad (1)$$

здесь $b_{\perp} = \frac{Z_{\alpha} Z_{\beta} e^2}{2E_c}$; λ - кулоновский логарифм.

В данной работе кулоновский логарифм определяется с помощью угла рассеяния центра масс при парном кулоновском столкновении [5,6]:

$$\lambda = \frac{1}{b_{\perp}^2} \int_0^{\infty} \sin^2 \left(\frac{\theta_c}{2} \right) b db \quad (2)$$

Угол рассеяния центра масс определяется как [5]:

$$\theta_c = \pi - 2b \int_{r_0}^{\infty} \frac{dr}{r^2} \left(1 - \frac{\Phi(r)}{E_c} - \frac{b^2}{r^2} \right)^{-1/2} \quad (3)$$

где $\Phi(r)$ - потенциал взаимодействия и r_0 - расстояние максимального сближения.

При расчете кулоновского логарифма был использован эффективный потенциал для электрон-ионного взаимодействия [7], учитывающий эффект экранировки на больших расстояниях и квантово-механические эффекты дифракции и симметрии - на малых. При исследовании свойств частично-ионизованной плазмы необходимо так же принимать во внимание взаимодействие между заряженными и нейтральными частицами. В качестве взаимодействия заряд-атом используется экранированный потенциал, полученный методом линейного диэлектрического отклика [8].

На рис. 1 сравнены значения кулоновского логарифма и тормозной способности ионов на основе эффективного потенциала, потенциала Дойча, на основе потенциала Дебая-Хюккеля и Кулона. Тормозная способность ионов на основе эффективного потенциала меньше, чем соответствующие значения для потенциалов Кулона, Дебая Дойча за счет ослабления взаимодействия из-за экранирования (рис.1).

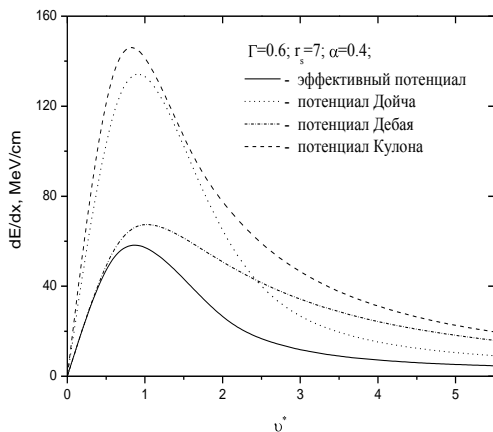


Рисунок 1 – Тормозная способность ионов для различных потенциалов взаимодействия при $r_s = 5$; $\Gamma = 0.6$.

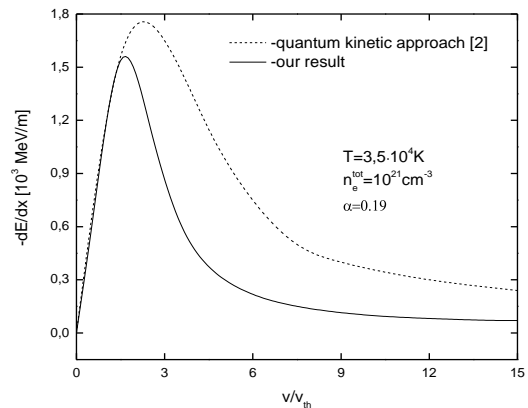


Рисунок 2 - Тормозная способность ионов $Z_{eff} = 5$ в частично-ионизованной плазме с плотностью частиц $n = 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ и температурой $T = 3.5 \times 10^4 \text{ K}$ в зависимости от скорости налетающей частицы.

Результаты, полученные на основе эффективного потенциала, представлены сплошной кривой (рис. 2). Если мишень - частично ионизованная плазма, то тормозная способность зависит не только от свободных частиц плазмы, но и от связанных состояний. Рис. 2 показывает полную тормозную способность ионов в частично ионизованной водородной плазме как функция скорости налетающей частицы при заданных параметрах плазмы и степени ионизации.

Литература

- [1] G. Zwicknagel, G. Toepffer and P.-G. Reinhard, Laser and Particle Beams, V.13, № 2, 311, (1995).
- [2] D.O. Gericke and M. Schlanges, Phys. Rev. V. 60 N1, p. 904 (1999).
- [3] G.E. Belyaev, M.M. Basko et al. Phys. Rev. E V.53, N3, p. 2701 (1996).
- [4] Golubev, M. Basko, A. Fertman et al., Phys. Rev. E 57 p. 3363 (1998).
- [5] C.A. Ordonez, M.I. Molina, Phys. Plasmas V. 1, p.2515 (1994).
- [6] T.S. Ramazanov, S.K. Kodanova Phys. Plasmas V.8, p.5049 (2001).
- [7] T.S. Ramazanov, K.N. Dzhumagulova, Phys. Plasmas V. 9, p.3758 (2002).
- [8] T.S. Ramazanov, K.N. Dzhumagulova, Yu.A. Omarbakiyeva, Phys. Plasmas V.9, p. 092702 (2005).