

**ӘЛ-ФАРАБИ атындағы ҚАЗАҚ ҰЛТТЫҚ УНИВЕРСИТЕТІ  
КАЗАХСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ имени АЛЬ-ФАРАБИ**

**ФИЗИКА-ТЕХНИКАЛЫҚ ФАКУЛЬТЕТ  
ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ**

**ЭКСПЕРИМЕНТТІК ЖӘНЕ ТЕОРИЯЛЫҚ ФИЗИКА  
ҒЫЛЫМИ-ЗЕРТТЕУ ИНСТИТУТЫ  
НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ  
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ И ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ**

**«ФИЗИКА МЕН ЖАҢА ТЕХНОЛОГИЯЛАРДЫҢ ЗАМАНАУИ МӘСЕЛЕЛЕРІ»**

*атты ҚР ҰҒА академигі Такибаев Нұрғали Жабағаұлының  
70-жылдығына арналған Халықаралық конференция*  
**МАТЕРИАЛДАРЫ**

**21-22 ақпан 2014 ж.**

**«СОВРЕМЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ ФИЗИКИ И НОВЫХ ТЕХНОЛОГИЙ»**

*Материалы Международной  
конференции, в честь 70-летия  
академика НАН РК Такибаева Нурғали Жабағаевича*

**21-22 февраля 2014 г.**

**Алматы  
2014**

УДК:53  
ББК: 22.3

## ОРГАНИЗАЦИОННЫЙ КОМИТЕТ

Председатель - Мутанов Г.М.  
Заместители председателя - Давлетов А.Е.,  
Абишев М.Е.

## ПРОГРАММНЫЙ КОМИТЕТ

Председатель: Рамазанов Т.С.  
Заместители председателя:  
*Лаврищев О.А., Габдулин М.А.*

*Ответственные секретари - Курмангалиева В.О., Жумабекова В.Н.*

**Современные проблемы физики и новых технологий:** Материалы Международной конференции, в честь 70-летия академика НАН РК Такибаева Нургали Жаббагевича / Алматы: Казак университеті, 2014. - 150 с.

ISBN: 978-601-0406-9

Представлены тексты выступлений и тезисы докладов участников Международной конференции по теоретической физике и физике элементарных частиц, теплофизике и теоретической теплотехнике, физике твердого тела и нелинейной физике, физике плазмы и компьютерной физики.

ISBN: 978-601-0406-9

© КазНУ им. аль-Фараби, 2014



**ҚР ҰҒА академигі Такибаев Нұрғали Жабағаұлы**

## ҚР ҰҒА академигі Такибаев Нұрғали Жабағаұлының қысқаша өмірбаяны

Такибаев Нұрғали Жабағаұлы ТМД мемлекеттерімен қатар шет ел арасындағы ғылыми жұртшылыққа танымал Қазақстанның атақты ғалымдарының бірі. Такибаев Н.Ж. атақты КСРО ҒА Физика Институтының физик-теоретиктерінің қатарынан, ол КСРО ҒА-ның корреспондент мүшесі Д.А.Киржниц пен физика бойынша 2003 жылғы Нобель сыйлығының лауреаты академик В.Л.Гинзбургтың басшылығында жұмыс істеген.

Такибаев Н.Ж. 1944 жылы 7 қаңтарда Оңтүстік Қазақстан облысы Бостандық ауданы Газелкент елді мекенінде дүниеге келген.

1967 жылы М.В.Ломоносов атындағы Мәскеу Мемлекеттік Университетінің физика факультетін тәмамдап, машықтанушы зерттеуші болып қызмет атқарған соң (1971-1972), Лебедев атындағы Физика Институтының (КСРО ҒАФИ) теориялық физика бөлімінің аспирантурасына түседі. 1977 жылы КСРО ҒАФИ-да кандидаттық диссертациясын, ал 1986 жылы П.Н.Лебедев атындағы КСРО ҒА Физика Институтының (Мәскеу) И.Е.Тамм атындағы теориялық физика бөлімінде докторлық диссертациясын қорғайды.

1977-1979 жылдар аралығында ЯФИ-да, 1979-1987 жылдары ҚазССР ҒА ЖЭФИ-да ғылыми қызметкер болып еңбек етті. 1987 жылы байқау бойынша ЯФИ-ның теориялық физика зертханасының меңгерушісі болып тағайындалып, 2004 жылға дейін сол жерде қызмет атқарды. 2004-2011 жылдар аралығында Абай атындағы ҚазҰПУ-де профессор, ал 2011 жылдан осы уақытқа дейін әл-Фараби атындағы ҚазҰУ-нің профессоры, ЭТФҒЗИ-ның ядролық астрофизика зертханасының меңгерушісі (2012) және әл-Фараби атындағы ҚазҰУ-нің ядролық физика және астрофизика бойынша Дата-орталығының директоры (2012) қызметтерін атқарып келеді.

Такибаев Н.Ж. белсенді ғылыми және ғылыми-ұйымдастырушылық жұмыстарды да қатар алып жүр: 1994-2003 ж. ҚР ҰҒА корреспондент мүшесі, 2003 жылдан бері ҚР ҰҒА академигі болып таңдалды. ҚР ҰҒА-ның Бас ғалым хатшысы (1999-2001). Азия Ғылым Академиясы Ассоциациясының Негізгі ғалым хатшысы (АААА, 2000-2002). Оңтүстік Кореяның Пхоханг қаласындағы Теориялық физика бойынша Азиялық-Тынық мұхиттық орталығының қамқоршылар кеңесінде Қазақстанның өкілі (2013).

Такибаев Н.Ж. Базистік зерттеу орталығының ғылыми кеңес мүшесі (1992, Майами, АҚШ), Іргелі зерттеулер Институтының құрметті профессоры (1994, Молизе, Италия), ЯЗБИ теориялық физика зертханасының ғылыми кеңес мүшесі (1994, Дубна, Ресей) болып тағайындалған. Шет елдердегі жоғары рейтингті ғылыми журналдардағы мақалаларын қоса есептегенде 300-ден аса ғылыми мақала мен жұмыстары жарық көрген. Қазақстанда бірнеше ірі халықаралық конференциялар өткізді, оның ішінде физика бойынша Нобель сыйлығының лауреаттары Дж. Т'Хуфта мен К. Клитцингтің қатысуымен өткен «Үшінші мыңжылдық ғылымы» халықаралық конференциясының ұйымдастырушылары қатарында болғанын ерекше атап өтсек болады. 2008 жылғы ЖОО-ның ең үздік оқытушысы мемлекеттік гранттың иегері, сондай-ақ еңбектері көптеген құрмет грамоталарымен марапатталған.

Н.Ж.Такибаевтың ғылыми-педагогикалық іскерлігін бағалай отырып, оның педагогикалық дарынын ерекше десек болады: ол қазіргі кезде ерекше зор ынтамен жұмыс істеп жүрген көптеген жас таланттарды ғылыми жұмысқа қызықтыра, әрі араластыра білді. Соңғы жылдарда оның басшылығымен физика бойынша 5 кандидаттық және 3 PhD докторлық диссертациясы қорғалды. Оның шәкірттері - Қазақстанның көптеген ЖОО-да және институттарында ғылыми және оқытушылық қызметтерін белсенді атқарып жүрген білікті педагогтар.

Такибаев Н.Ж. студенттер мен профессор-оқытушылық құрамы арасында аса зор құрметке ие.

## **Краткая биография академика НАН РК Такибаева Нургали Жабагаевича**

Такибаев Нургали Жабагаевич является одним из выдающихся ученых Казахстана, хорошо известного научной общественности, как в странах СНГ, так и в странах дальнего зарубежья. Такибаев Н.Ж. относится к знаменитой школе фиановских физиков-теоретиков, он работал под руководством члена-корреспондента АН СССР Д.А.Киржница и академика В.Л. Гинзбурга – лауреата Нобелевской премии по физике 2003 года.

Такибаев Н.Ж. родился 7 января 1944 года в пос. Газелкент Бостандыкского района Южно-казахстанской области.

В 1967г. закончил физический факультет Московского Государственного Университета им. Ломоносова, работал стажером-исследователем (1971-1972), затем прошел аспирантуру отдела теоретической физики Физического института им. Лебедева (ФИАН СССР) (1973-1976). В 1977 году защитил в ФИАН СССР кандидатскую диссертацию, а в 1986г. докторскую диссертацию в Отделе теоретической физики им. И.Е. Тамма Физического института АН СССР им. П.Н. Лебедева (Москва).

В 1977-1979 г. работал научным сотрудником в ИЯФ, в 1979-1987г. в ИФВЭ АН КазССР. В 1987г. был избран по конкурсу заведующим лабораторией теоретической физики ИЯФ, где проработал до 2004г. Затем был профессором КазНПУ им. Абая (2004-2011). С 2011 г. по настоящее время является профессором КазНУ им. аль-Фараби, заведующим лабораторией ядерной астрофизики НИИЭТФ (2012), директором Дата-центра по ядерной физике и астрофизике КазНУ им. аль-Фараби (2012).

Такибаев Н.Ж. ведет активную научную и научно-организационную деятельность: в 1994-2003г. член-корреспондент НАН РК, с 2003 года избран академиком НАН РК. Главный ученый секретарь НАН РК (1999-2001). Главный ученый секретарь Ассоциации Академии Наук Азии (AASA, 2000-2002). Представитель Казахстана в Совете попечителей Азиатско-Тихоокеанского Центра по Теоретической Физике в г. Пхоханг, Южная Корея (2013).

Такибаев Н.Ж. был избран членом ученого совета Центра базисных исследований (1992, Майами, США), почетным профессором Института фундаментальных исследований (1994, Молизе, Италия), членом ученого совета лаборатории теоретической физики ОИЯИ (1994, Дубна, Россия). Им опубликовано свыше 300 научных статей и работ, включая публикации в зарубежных высокорейтинговых научных журналах. Он провел несколько крупных международных конференций в Казахстане, в частности, был в числе организаторов международной конференции «Наука третьего тысячелетия» с участием лауреатов нобелевской премии по физике Дж. Т'Хуфта и К. Клитцинга. В 2008г. он получил грант «Лучший преподаватель ВУЗа 2008г.», его работа была отмечена многими почетными грамотами.

Оценивая научно-педагогическую деятельность Н.Ж. Такибаева, следует особо отметить его педагогическое дарование: он сумел заинтересовать и привлечь к научной работе большую группу молодых талантов, которые с энтузиазмом работают под его руководством. За последние годы под его руководством защищены 5 кандидатских и 3 докторских диссертаций PhD по физике. Его ученики стали квалифицированными педагогами, которые уже сами ведут активную научную и преподавательскую деятельность во многих ВУЗах и институтах Казахстана.

Он пользуется заслуженным авторитетом среди профессорско-преподавательского состава и студентов.

*Уважаемый Нурғали Жабағаевич!*  
*Коллектив Института высоких технологий*  
*поздравляет Вас со славной юбилейной датой*  
*70-летием!*

*Нурғали Жабағаевич! Коллектив Института высоких технологий с глубоким уважением относится к Вам и Вашим достижениям в науке, образовании и общественной жизни во благо нашего государства, которое оценило Ваши заслуги присвоением Вам звания Академика НАН РК. Вы, доктор физико-математических наук, являетесь почетным доктором Института фундаментальных исследований г. Майами штата Флорида, США.*

*Ваши фундаментальные труды и вклад в развитие казахстанского образования и науки по праву нашли свое признание среди ученых в Республике Казахстан и международном сообществе ученых-физиков.*

*Свой жизненный путь на научном поприще Вы начали после окончания Московского государственного университета имени М. Ломоносова сотрудником Института физики высоких энергий Академии наук Казахстана. Работали заведующим лабораторией Института ядерной физики, Главным ученым секретарь Национальной академии наук Республики Казахстан, Генеральным секретарем Ассоциации Академии наук стран Азии, профессором Казахского национального педагогического университета имени Абая.*

*Сегодня Вы Профессор физики физико-технического факультета кафедры теоретической и ядерной физики. Ваша ежедневная напряженная работа на поприще педагога позволяет КазНУ им. аль-Фарби идти в первых рядах ударников отечественного образования и занимать лидирующие строчки всевозможных рейтингов. Ваши глубокие знания в области теоретической и ядерной физики, профессиональные качества и мудрость помогают Вам использовать их в практической плоскости для укрепления казахстанского образования. Ваше личное участие во всех процессах как высококвалифицированного педагога и видного ученого придают импульс всему коллективу университета в повседневном стремлении к непрерывному профессиональному поиску.*

*Ваши основные научные работы в области физики, теоретической физики, ядерной астрофизики посвящены резонансным явлениям в системах нескольких частиц, термодинамическим описаниям процессов некоего генезиса в звездной материи, правилам сумм в потенциальных теориях. Вы предсказали резонансы дальнего действия в трехпеленных системах, предложили новый способ синтеза легких ядер на пучках каналированных частиц в кристаллах. Вы автор более 140 научных работ.*

*Нурғали Жабағаевич, Вы прекрасный педагог и наставник, Вам довелось представлять научные достижения Республики Казахстан на различных международных симпозиумах и конференциях с пленарными, устными и стендовыми докладами. Широкий спектр Вашей международной педагогической деятельности в качестве приглашенного профессора, принимает активное участие в международных проектах.*

*Нурғали Жабағаевич, разрешите в этот торжественный день поздравить Вас с юбилеем и поблагодарить Вас за вклад в научно-педагогическую и общественную деятельность, за опыт и знания, которые без остатка передаете подрастающему поколению, за Ваш труд и любовь к делу, которому посвятили свою жизнь. Крепкого Вам здоровья и дальнейших творческих успехов!*

Генеральный директор  
ТОО «Институт высоких технологий»

*С. Кожаметов*

Алматы 2014 г.



# HOKKAIDO UNIVERSITY

*Nuclear Reaction Data Centre  
Faculty of Science  
Sapporo 060-0810, Japan*

TEL (+81)-11-706-3723 / FAX (+81)-11-706-3724

February 19, 2014

Dear Professor Nurgali Takibayev,

Congratulations for your 70th anniversary!! I am very sorry for absence from the conference for the anniversary, but I would like to send my best greetings to you.

I remember that we met first time in Japan several years ago when you visited Sapporo under the collaboration between you and Professor Kiyoshi Kato in Hokkaido University. After then, I also join the collaboration on nuclear data compilation and theoretical nuclear physics. I believe that the collaboration is well promoted due to your excellent and energetically effort. I hope to continue and enhance the collaboration with you in the future.

I am wishing for your happiness and good health. See you soon.

Yours sincerely,

Prof. Dr. Masayuki Aikawa

Head

Nuclear Reaction Data Centre,

Faculty of Science,  
Hokkaido University

Sapporo 060-0810, Japan

TEL: +81-011-706-3723

FAX: +81-011-706-3724

e-mail: aikawa@jcprg.org

# HOKKAIDO UNIVERSITY

Department of Physics  
Sapporo, 060-0810, Japan

## Celebration of 70th Birthday for Professor Nurgali Takibayev

I am very regretfull for not being able to attend the workshop for the celebration of 70<sup>th</sup> birthday of Prof. Nurgali Takibayev. It is nice to remember that I first met Prof. Takibayev at the workshop in Tashkent in 2003, organized by Prof. Musakhanov. We had a nice conversation at the lunch time privately and Prof. Takibayev proposed a possible visit to his country some day. I have strong Russian connections from Landau institute, Dubna and ITEP but not so much from former Soviet countries. It was a nice challenge of possible visit to this part of exotic world which I first realized by visiting Uzbekistan. Eight years later, my visit to Almaty was realized by attending a workshop organized by Prof. Takibayev. Although my subject is slightly different from that of Prof. Takibayev and majority of the attendants I enjoyed the stay there very much and was impressed by the passionating desire to know the advanced part of physics among the students. It was obvious that my research subject in Kazakhstan is not popular so that I felt strong potential possibility for educating gauge field theories and further related advanced topics. Therefore when I got a possible invitation for teaching graduate students for an interval of two monthes I immediately accepted for the offer.

Two years later with the special program organized by Prof.'s Takibayev and Abishev four exotic country representatives as professors from India, Mexico, Italy and Japan came to gather as for the graduate education for two monthes. This was such a interesting experience for me and for all of us to have many exotic surprises. Although for this graduate student education program there are not so many students remained to be educated in the end we did best for what we could do in our stay. We, however, considered that systematic education with enough time and regular attendance of students will be needed for more advanced education in physics. I personally felt that some of the students have excellent ability for more higher education.

I appreciate very much that Prof. Takibayev is making great efforts of improving research activities and higher education of graduate and undergraduate students in Kazakhstan.

Prof. Takibayev is very active for the international exchange and collaborations. I tried to help that Kazakhstan will join to a member country of Asia Pacific Center for Theoretical Physics (APCTP), for which I have been contributing from the establishment time for about 20 years. We appreciate the successful joining of Kazakhstan to member country of APCTP with the great efforts of Prof.'s Takibayev and Abishev

Congraturation for your birthday, Prof. Takibayev. I hope you will still continue to improve the education of your country and active international exchanges.

Sincerly yours,

Feb. 18, 2014

Noboru Kawamoto  
Division of Physics  
Professor Emeritus of Hokkaido University





*Дорогой Нурғали Жабағалиевич!*

*Нам, Вашим друзьям и коллегам из Узбекистана, очень приятно сердечно поздравить Вас с Вашим славным 70-летним юбилеем.*

*В Узбекистане знают Вас как одного из ведущих физиков-теоретиков Казахстана, признанного всем научным сообществом, организатора многих оригинальных направлений фундаментальных исследований.*

*Ваши работы по явлениям каналирования быстрых частиц в упорядоченных структурах и определению нейтронных резонансов нового класса в квантовой механике трех и более тел получили заслуженное признание со стороны широкой научной общественности.*

*Вы всегда на переднем крае научных проблем и идей, волнующих физиков-теоретиков, и всегда находите оригинальные и экспериментально доступные подходы для их проверки.*

*В настоящее время Вы прилагаете много сил для укрепления связей с ведущими научными центрами как ближнего, так и дальнего зарубежья, особенно Азиатского региона, что дает возможность объединить усилия различных научных школ в решении фундаментальных проблем экспериментальной и теоретической физики.*

*Желаем Вам, дорогой Нурғали Жабағалиевич, доброго здоровья, долгих лет жизни и дальнейших творческих успехов в Вашей плодотворной научной деятельности.*

*Ваши друзья и коллеги из Узбекистана*

*С.В.Артемов, Б.Иргазиев,  
М.Мусаханов, У.С.Салихбаев,  
Р.Ярмухамедов*

*Ташкент - 2014*

## ПЛЕНАРНЫЕ ДОКЛАДЫ

### ORBITAL STABILITY OF THE RESTRICTED THREE BODY MOTION IN THE MECHANICS OF GENERAL RELATIVITY

M.E. Abishev, B.A. Zhami, S. Toktarbay and Ye.K. Aimuratov  
*Al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan*

In this work we investigated the relativistic equation of translational motion of a test body in the field of two bodies in the mechanics of general relativity, corresponding to the circular restricted three-body problem. The calculations have been performed within the frame of adiabatic theory of motion in the mechanics of general relativity that developed by Abdildin M.M. [1, 2]. We based on the Lagrange function for N bodies [2, 3], which in our case takes a specific form. So, we can write the Hamilton function as:

$$\begin{aligned}
 H = & \frac{p^2}{2m} + \frac{p_2^2}{2m_2} - \gamma \left( \frac{m_1 m_2}{|\vec{r}_2|} + \frac{m_1 m}{|\vec{r}|} + \frac{m_2 m}{|\vec{r}_2 - \vec{r}|} \right) - \frac{1}{8c^2} \left( \frac{p^4}{2m^3} + \frac{p_2^4}{2m_2^3} \right) \\
 & + \frac{\gamma}{2c^2 |\vec{r}_2 - \vec{r}|} \left( 7\vec{p}\vec{p}_2 + \frac{(\vec{p}(\vec{r}_2 - \vec{r}))(\vec{p}_2(\vec{r}_2 - \vec{r}))}{|\vec{r}_2 - \vec{r}|^2} \right) - \frac{3\gamma}{2c^2} \left( \frac{m}{|\vec{r}_2 - \vec{r}|} + \frac{m_1}{|\vec{r}_2|} \right) \frac{p_2^2}{m_2} \\
 & - \frac{3\gamma}{2c^2} \left( \frac{m_2}{|\vec{r} - \vec{r}_2|} + \frac{m_1}{|\vec{r}|} \right) \frac{p^2}{m} + \frac{\gamma^2}{c^2} m_1 m_2 m \left( \frac{1}{|\vec{r}_2||\vec{r}|} + \frac{1}{|\vec{r}_2||\vec{r}_2 - \vec{r}|} + \frac{1}{|\vec{r}||\vec{r}_2 - \vec{r}|} \right) \\
 & + \frac{\gamma^2}{2c^2} \left( \frac{m_1 m_2 (m_1 + m_2)}{|\vec{r}_2|^2} + \frac{m_1 m (m_1 + m)}{|\vec{r}|^2} + \frac{m_2 m (m_2 + m)}{|\vec{r}_2 - \vec{r}|^2} \right)
 \end{aligned}$$

where  $m_1$  and  $m_2$  are the masses of bodies,  $m$  is the mass of the test body where the first ones are more massive than the test body,  $\vec{p}_1$  and  $\vec{p}_2$  are the momenta of massive bodies,  $\vec{p}$  is the momentum of the test body,  $\vec{r}_1$  and  $\vec{r}_2$  are the radius vectors of the corresponding bodies,  $\gamma$  is the gravitational constant,  $c$  is the speed of light.

The evolutionary equations of motion have been investigated by the asymptotic methods of adiabatic theory, through the process of averaging the corresponding equations using the vector elements  $\mathbf{M}$  (the orbital moment) and  $\mathbf{A}$  (the Laplace vector), which give the possibility to formulate the orbital stability of the problem.

#### REFERENCES

1. M. M. Abdildin, Mechanics of Einstein's theory of gravity. - Alma-Ata: Press «Science», 1988, p. 199.
2. M. M. Abdildin, Problem of body motion in GR - Almaty: Press «Kazakh University», 2006, p. 135.
3. B.A. Brumberg, Relativistic celestial mechanics - M.: Press «Science», 1972, p. 382.

## ДИФФУЗИЯ МОЛЕКУЛЫ БЕРИЛЛИЯ ПРИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЯХ

Пеньков Ф.М., Красовицкий П.М.  
Институт ядерной физики, Алматы, Казахстан

Рассчитаны вероятности резонансного туннелирования [1] реалистической молекулы бериллия, содержащей непрерывный спектр, через потенциальные барьеры гауссового вида. Параметры барьерного потенциала соответствуют потенциальной поверхности кристалла меди с ориентацией [001] для атома водорода.

На основе полученной вероятности была рассчитана диффузия молекулы бериллия. В квантовомеханическом случае коэффициент диффузии в твердом теле записывается в виде  $D_{qua} = D_0 F(T)$ , который при больших температурах переходит в коэффициент классической диффузии  $D_c = D_0 e^{-E_{max}/T}$ .

Сравнение различных типов диффузии показано на рисунке 1. Квантовая диффузия молекулы показана сплошной линией. Для сравнения была вычислена классическая диффузия молекулы (штрих-пунктирная линия), квантовая диффузия атома (точечная линия) и жесткой молекулы (штриховая линия).

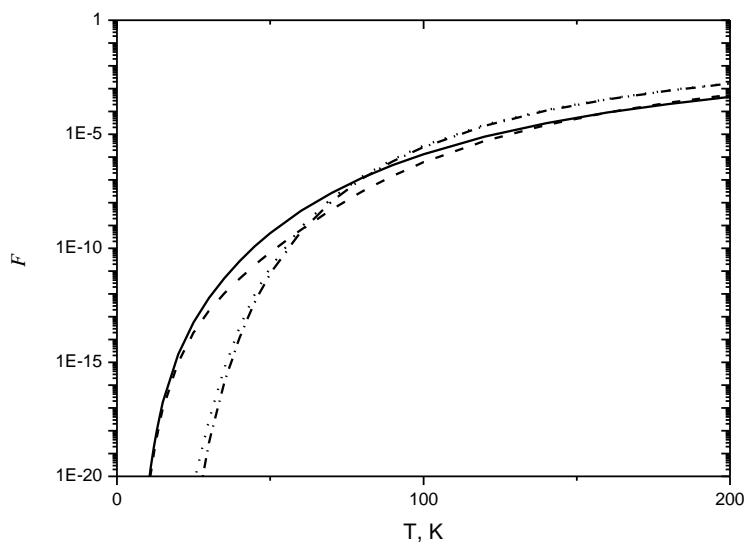


Рисунок 1. Сравнение различных видов диффузии молекулы бериллия

Из рисунка видно, что молекулярная диффузия превышает атомарную при температурах ниже 80 К. Различия достигают 8 порядков.

Работа выполнена в рамках гранта МОН РК 0602/ГФ «Квантовое туннелирование составных частиц.»

1. F.M. Pen'kov. Metastable states of a coupled pair on repulsive barrier. Phys. Rev. A, 62 (2000) 044701-1,4.

## КИНЕТИКА НАКОПЛЕНИЯ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ В СПЛАВАХ Ti-Ge

Мукашев К.М.

Казахский национальный педагогический университет им.Абая. г. Алматы

Кинетика накопления радиационных дефектов в результате облучении альфа-частицами при флюенсах  $10^{14}$ ;  $3.2 \cdot 10^{14}$ ;  $3.2 \cdot 10^{15}$  и  $10^{16}$   $\text{см}^{-2}$  была изучена на примере сплавов системы Ti - Ge. При этом энергия  $\alpha$ -частиц составила 29 МэВ, а интенсивность пучка находилась на уровне  $1.5 \cdot 10^{12}$   $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$ . Температура образцов во время облучения поддерживалась в пределах 60 - 70°C. После каждого флюенса проводилось измерение спектра угловой корреляции с последующей обработкой с целью выделения структурно - чувствительных параметра, как  $F$ - перераспределение вероятности аннигиляции позитронов между электронами проводимости и ионного остова. Было установлено, что с ростом флюенса в поведении аннигиляционного параметра наблюдаются заметные изменения уже при самом низком его уровне, составляющего  $10^{14}$   $\text{см}^{-2}$ . Неуклонный рост вероятности аннигиляции позитронов, следовательно, и эффективности захвата позитронов с флюенсом имеет место практически для всех сплавов данной системы. Наибольшее значение эффективности захвата позитронов наблюдается при облучении  $\alpha$ -частицами  $sE = 50$  МэВ. Кинетику накопления радиационных дефектов в сплавах Ti-Ge в зависимости от флюенса  $\alpha$ -частиц можно оценить по изменению эффективности захвата позитронов, определяемой по коэффициентом захвата:  $K = (F_{\square} - F_0) / (F_m - F_{\square})$ . Характер изменения данного коэффициента в зависимости от флюенса  $\alpha$ -частиц для Ti (1) и сплава Ti-3,1 ат.% Ge представлен на рис.1. Видно, что коэффициент захвата позитронов возрастает для рассматриваемых материалов примерно с одинаковым темпом, а характер изменения практически не зависит от концентрации легирующего элемента.

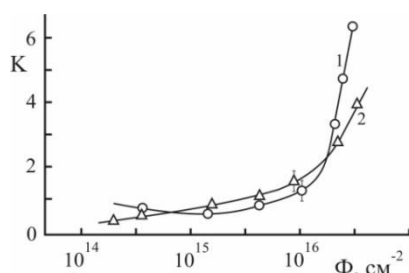


Рис.1 Дозовая зависимость эффективности захвата позитронов для сплавов Ti (1) и Ti – 3.1 ат.% Ge (2)

В то же время скорость роста коэффициента захвата  $K$  для сплава несколько отстает от таковой для Ti, причиной которого может быть изменение конфигурации радиационных дефектов, приводящее к соответствующему перераспределению электронной плотности в поврежденных областях. В интервале флюенсов  $10^{14} \square 5 \cdot 10^5$   $\text{см}^{-2}$  скорость роста коэффициента захвата позитронов существенно ниже, чем при дозах, превышающих  $5 \cdot 10^{15}$   $\text{см}^{-2}$ . Данный участок представляет собой инкубационный период накопления радиационных дефектов, выше которого процесс накопления дефектов растет стремительно. Но поскольку дефекты в данном случае носят вакансионный характер, то накопление их вначале идет по принципу кластеризации, а в дальнейшем могут объединяться в микропоры. Характерным признаком микропор является ее критический радиус, которого они достигают флуктуационным способом за счет поглощения точечных дефектов, в результате чего они растут в размере интенсивно.

## ТЕПЛОФИЗИКА И ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ТЕПЛОТЕХНИКА

### ОСНОВЫ ТЕПЛОФИЗИКИ В ДИСТАНЦИОННОМ ЗОНДИРОВАНИИ ЗЕМЛИ

Ахмадия А.А.

*Евразийский Национальный университет им. Л.Н. Гумилева, Астана, Казахстан*

В дистанционном зондировании Земли применяется бесконтактное измерение температуры с помощью сенсоров, которые регистрируют тепловое излучение поверхности Земли. Тепловое излучение земной поверхности в дистанционном зондировании лежит в пределах от 8 до 14 мкм, этот диапазон длин волн является более информативным. Соответственно для этой спектральной зоны проектируются бортовые сенсоры для спутников ДЗЗ. В качестве доказательства можно использовать формулу Вина, если брать среднюю температуру поверхности земли 300К, то по расчетам мы получаем максимум излучения для длинны волны [1]:

$$\lambda = \frac{2898}{T} = \frac{2898}{300} = 9,66 \text{ мкм}$$

Данные ДЗЗ представляются в виде оцифрованных космоснимков где каждому пикселю соответствует свое значение в битах [4]. Чем больше значение пикселя снимке, тем больше значение энергии теплового излучения и соответственно температуры. В градации серых оттенков черное соответствует минимальной температуре, белое соответствует максимальной температуре. Используя законы Стефана-Больцмана и уравнения Планка для абсолютно черного тела, можно вывести формулы для нахождения температуры поверхности Земли. Для спутника Landsat 7 выведена эмпирическая формула для нахождения температуры [2]:

$$T = \frac{1260.56}{\ln\left(\frac{607.66}{L_\lambda} + 1\right)}$$

Здесь, переменная  $L_\lambda$  - энергия теплового излучения для длины волны 11 мкм, каждое значение пикселя равно этому значению в космоснимке.

Обработав данные ДЗЗ по определенному алгоритму в программе ENVI 4.8 получаем изображения в градациях серого и цветной тематической снимок, каждому цвету соответствует диапазон температур: красный – от  $-40^\circ$  до  $-8^\circ$ ; синий – от  $-8^\circ$  до  $0^\circ$ ; жёлтый – от  $0^\circ$  до  $+3^\circ$ ; остальные цвета больше  $+3^\circ$  (рис.1).

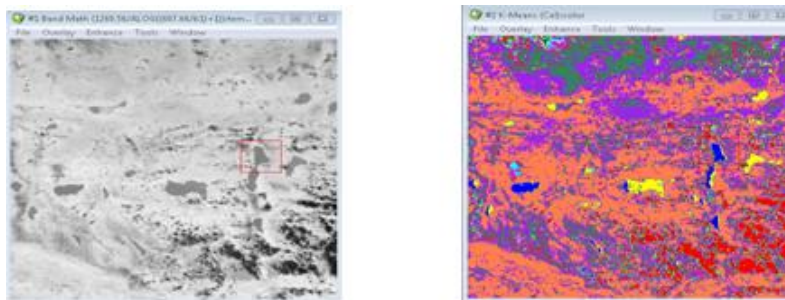


Рисунок 1. Обработанные космоснимки Landsat 7

## Литература

1. G. Joseph.,(2009) Fundamentals of Remote Sensing. Second Edition. Universites Press, pp. 38-44.
2. T.M. Lillesand., R.W. Kiefer., J.W. Chipman., (2011) Remote Sensing and Image Interpretation. Sixth Edition. Wiley India Edition, pp. 354-380

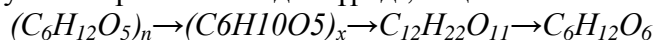
## ЖАРКЕНТ КРАХМАЛ ЗАУЫТЫ МЫСАЛЫНДА КРАХМАЛ ӨНДІРУ

Бекбатырова Б.

*әл-Фараби атындағы ҚазҰУ, Алматы, Қазақстан*

Крахмал — өсімдіктердің басты қосалқы көмірсуы, глюкоза қалдықтарынан түзілетін екі полисахаридтен (амилоза мен амилопектин) тұрады. Өндірісте крахмалды негізінен картоптан, жүгеріден және күріштен алады.

Крахмал – дәмі жоқ, суда ерімейтін, ақ түсті ұнтақ. Оның маңызды қасиеті – қышқыл әсерінен гидролизденуі. Ол бірнеше сатыда жүреді, соңғы өнімі –  $\alpha$ -глюкоза[1]:



Крахмал – тамақ құрамындағы маңызды қоректік зат. Ол кисель, жеміс ботқаларын қоюлатуға, сондай-ақ кондитерлік бұйымдар жасауда пайдаланылады. Сонымен қоса крахмал нан, картоп, дән түрінде көмірсулардың басты шикізат көзі болып есептеледі. Жеңіл өнеркәсіпте крахмал мата тоқу, қағаз, кеңсе тауарларын өндіруде және желім ретінде қолданылады. Медицинада түрлі дәрі – дәрмектер алуға және қоспа түрінде таблеткалар мен жағатын майлар жасауға пайдаланылады. Тұрмыста крахмалды киім-кешек, т.б. заттарды крахмалдауға қолданады. Жалпы жүгеріден дайындалатын крахмал тек тағамға ғана емес, экономиканың барлық саласында пайдаланылады. Тіпті, бүгінде ел экономикасының басты тірегі болып тұрған мұнай-газ саласында да үлкен сұранысқа ие.

Қазақстан Республикасы аумағы бойынша жүгері өңдеп, крахмал-сірне шығаратын кәсіпорын – «Жаркент крахмал-сірне зауыты» жауапкершілігі шектеулі серіктестігі. Аймақтық индустрияландыру картасы аясында жүзеге асырылған жоба бойынша, яғни шекаралы ауданның әлеуметтік-экономикалық жағдайын жақсарту мақсатында заманауи тұрғыда жетілдірілген бұл зауыт қазіргі кезде мүмкіндігі барынша артты деуге болады. «Жаркент крахмал зауыты» ЖШС 2005 жылы құрылған. Кәсіпорынның негізгі қызметі – жүгері өңдеп, крахмал, сірне, болжыр, ұрық, сонымен қатар қосымша кебек, жүгері майы, күнжара сияқты өнімдер шығару болып табылады. Зауыттың техникалық жабдықтары Германия, Түркия, Франция мемлекеттерінен әкелінген. Жүгері заман талабына сай, инновациялық жолмен өңделінеді.

Зауыттың өз кептіру, крахмал цехы, сақтау мен қайта өңдеу кешені, жылу бөлімі, әкімшілік ғимараты және арнайы техникалары бар. Жүгері дәнін тереңдетіп өңдейтін зауытта шетелдік жаңа технологиялармен крахмал сүтінен глюкоза, фруктоза және мальтоза сироптары[2] жасалады. Зауыттың қазіргі қуаты күніне 110 тонна крахмал сүтін өңдеп, жыл бойы 31580 тонна өнім өндіріледі.

Жаркент крахмал-сірне зауытының жүгері дәнінен өңдеп, ұқсатқан өнімдерін еліміздегі «Рахат», «Трейдинг қағазы», «Хамле», «Іле картон-қағаз комбинаты», «Жамбыл гипс», «Рудстройсервис», «Кзупак», АХБК компаниялары сатып алып келеді. Сонымен қатар, Жаркент крахмал-сірне зауытының өнімдері өз еліміздегі тапсырыс берушілермен бірге, Өзбекстан мен Қырғыз еліне де жөнелтілуде.

Қазақстанда ауылшаруашылық кәсіпорындардың саны артқанмен, олар өндіретін өнімнің сапасының жоғары болуы басты талап болып қала бермек. Сонда ғана еліміздің тұрақты дамуы, ауыл шаруашылығының салауатты бүгіні мен болашағы қаланбақ.

#### **Әдебиеттер тізімі:**

1. Н.Н. Трегубов, Е.Я. Жарова, А.И. Жушман, Е.К. Сидорова Технология крахмала и крахмалопродуктов. 5-е изд. кн. для преподавателей и студ. высш. пед. учеб. Заведений. М.1981г.–313с.
2. А. Грешков Фруктовый сахар из крахмала. М.: Владос. 2007г.–687с.

### **АНАЛИЗ ТЕЧЕНИЯ В ЦИРКУЛЯЦИОННОМ КОНТУРЕ ПАРОВОГО КОТЛА МЕТОДОМ ХАРАКТЕРИСТИК**

М.Т. Бекетаева, С.А. Болегенова  
*КазНУ им.аль-Фараби, Алматы, Казахстан*

Развитие современной теплоэнергетики характеризуется внедрением в практику мощных энергетических блоков с паровыми котлами большой паропроизводительности. В таких условиях большое значение имеет надежность работы трубных систем.

Изучение закономерностей протекания процессов позволяют поддерживать надежные режимы работы паровых котлов [1] при эксплуатации, которые усложняются с каждым годом привлечением в топливно-энергетический баланс различных топлив с низкосортными углями, часто вызывающих шлакование поверхностей нагрева[2].

Основа для определения надежности функции испарителя парового котла с естественной циркуляцией являются результаты гидродинамического расчета циркуляционного контура. При расчете естественной циркуляции парового котла можно выбрать процедуру графо-расчетного способа или аналитического метода, и программирование целого расчета[3]. Для составления программы требуется предыдущий анализ циркуляционных контуров парового котла: связи соединенных труб с заданной геометрией, с одинаковым тепловым приводом в ветви. Опираясь на схему таких индивидуальных циркуляционных контуров расчет можно упростить методом характеристик по давлению, которые являются основой графо-расчетного метода. Для определения разности давления между входом в канал и выходом из канала отапливаемого или неотапливаемого контура требуется получение удельных плотностей рабочей среды, оптимально средней удельной плотности, полную потерю давления и раздели статических давлений между входом и выходом в канал. Для течения рабочей среды рассматриваются однофазные течения, двухфазные течения, адиабатическое и с приводом тепла. При двухфазном течении течение может быть гомогенной или негомогенной пароводяной смесью.

Как опускные, так и подъемные ветви могут создаваться соединением индивидуальных параллельных, серийных и комбинированным соединением труб. В каждом случае требуется найти характеристики результирующей ветви.

При параллельном соединении ветвей результирующая характеристика рабочей среды задается условиями:

$$\Delta p_A = \Delta p_1 = \Delta p_2 = \dots = \Delta p_n \quad (1)$$

и

$$\dot{m}_A = \dot{m}_1 + \dot{m}_2 + \dots + \dot{m}_n \quad (2)$$

При серийном соединении ветвей результирующая характеристика рабочей среды задается условиями:

$$p_A = \Delta p_1 + \Delta p_2 + \dots + \Delta p_n \quad (3)$$

и

$$\dot{m}_A = \dot{m}_1 = \dot{m}_2 = \dots = \dot{m}_n \quad (4)$$

Список литературы:

1. Askarova A.S., Bolegenova S.A., Bolegenova S.A., Maximov V.Yu., Bekmukhamet A., Beketayeva M.T. Numerical experimenting of combustion in the real boiler of CHP // International Journal of Mechanics”, ISSN: 1998-4448, Issue 3, Volume 7, 2013, Pages: 343-352
2. Лебедев И.К. Гидродинамика паровых котлов. Москва: Энергоатомиздат, 1987. 240 стр.
3. Jirouš F. Aplikovaný přenos tepla a hmoty. Česká technika - nakladatelství ČVUT. Praha. 2010. 205 S.

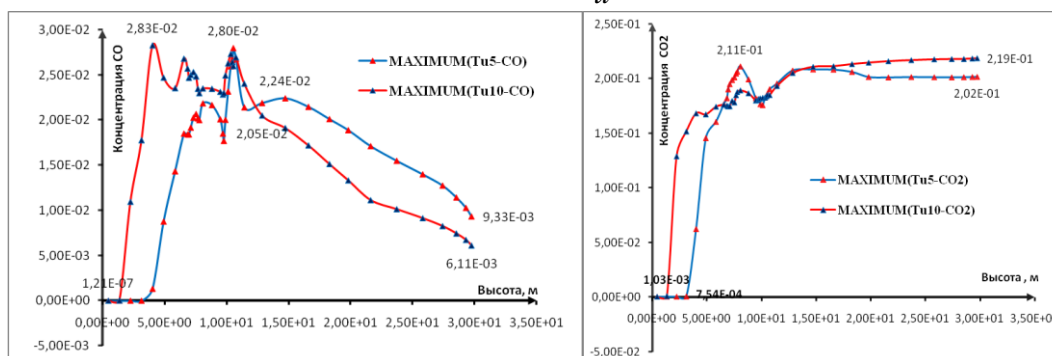
## ҰҚСАМАҒАН ТУРБУЛЕНТТІЛІК ДЕҢГЕЙДІҢ ПҚ-39 ЖАНУ ҚАЗАНДЫҒЫНДАҒЫ ЖЫЛУ МАССА ТАСЫМАЛЫНА ӘСЕРІН ЗЕРТТЕУ

Бөлегенова С.Ә., Бекмұхамет А., Ниетпаева А.А.  
*әл-Фараби атындағы ҚазҰУ, Алматы, Қазақстан*

Бұл ғылыми жұмыста тозаңкөмірлі отынды сатылы жағу барысындағы әртүрлі турбуленттілік деңгей кезінде конвективті жылу масса тасымалын үлгілеудің нәтижелері келтіріледі. Барлық есептік тәжірибе 300 МВт тең блокқа ПҚ-39 қазандығы үшін жүргізілген болатын. Оның бу өнімділігі 475т/сағ құрайды. Қазандық Ақсу электр станциясында орналасқан (ертеректегі Ермак ГРЭС-і). Қазандық отындығы 12 құйындық ұшарналы жанарғылармен қамтылған [1].

Турбуленттілік k-ε үлгісі үшін шекаралық шарттар арқылы сандық әдістер көмегімен FLOREAN компьютерлік бағдарламаларының пакетінде олардың мәндеріне бағалау жүргізіледі. Кірісте изотропты турбуленттілігі бар толық дамыған ағыс болады деген болжам жиі жасалады [2]. Онда k турбуленттіліктің кинетикалық энергиясы турбуленттіліктің дәрежесі  $T_u$  бойынша бағаланады:

$$T_u = \frac{(u'^2)^{1/2}}{\bar{u}}$$



1- суретте турбуленттілік деңгей  $T_u=5$  және  $T_u=10$  кезінде көмірқышқыл газы  $CO_2$ , көміртегі тотығы  $CO$ , концентрациясының камера бойымен таралуы



Суретте екі максимумнің білдіретін мәні жоғарғы және төменгі бөліктердегі жандырғының тұсына сәйкес келеді. Турбуленттілік деңгейі артқан сайын камераның шығысында ауаға шығатын СО концентрациясы  $Tu=5$  қарағанда азаятындығын көруге болады. Үйткені жоғары турбуленттілік кезінде СО газы толықтай жануға мүмкіндік алады, ол СО<sub>2</sub> газына айналады.

### Әдебиеттер :

- [1] Алияров, Б.К. Освоение сжигания Экибастузского угля на тепловых электростанциях. Алматы. “Тылым” 1996. -С.272.  
 [2] Askarova A.S., Jankoski Z., Bekmukhamet A. Numerical modeling of turbulent heat and mass transfer in high temperature reacting flow// «Актуальные проблемы современной физики», Алматы, 15-16 марта, 2013г., стр. 90.

## ВОССТАНОВЛЕНИЕ ПОТЕНЦИАЛАСКАЛЯРНОГО ПОЛЯ ПО ИЗВЕСТНОМУ МАСШТАБНОМУ ФАКТОРУ В БИГРАВИТАЦИОННОЙ МОДЕЛИ

К. К. Ержанов А. Р. Асенов

*Евразийский Национальный Университет им. Л. Н. Гумилева г. Астана*

Возьмем масштабный фактор в следующем виде:

$$a = \exp^t$$

Уравнения Фридмана для скалярного поля в бигравитационной модели объединим в следующем виде:

$$\frac{a''}{H^2 a} = \frac{K'}{2HK} - \frac{1}{2} (1 + K\Omega_k) - \frac{4\pi G}{H^2} (p_\phi + \sqrt{K}P - \frac{\Lambda}{8\pi G}) \quad (1)$$

где  $a' = \frac{da}{dt}$ ,  $\Omega_k = \frac{k^2}{H^2}$ ,  $H = a' / a$ .

После подстановки получаем следующее выражение:

$$\frac{3}{2} + 4\pi G p_\phi - \frac{\Lambda}{2} = \frac{K'}{2K} - \frac{Kk^2}{2} - 4\pi G \sqrt{K}P \quad (2)$$

если  $p_\phi = \text{const}$ ,  $P = 0$ , то параметр  $K$  будет иметь следующее значение:

$$K = \frac{2(1.5 + 4\pi G p_\phi - \frac{\Lambda}{2})}{e^{2(1.5 + 4\pi G p_\phi - \frac{\Lambda}{2})(x+C1)} + k^2} \quad (3)$$

используя  $K = 1 + \phi^2$ , найдем потенциал скалярного поля:

$$\begin{aligned} \varphi = C2 \pm & (\sqrt{e^{2c(x+C1)} + k^2} (-ik \text{Log}[2\sqrt{c - e^{2c(x+C1)} - k^2} \sqrt{e^{2c(x+C1)} + k^2} - \\ & - 2i(-c + e^{2c(x+C1)} + k^2)] - \sqrt{2c - k^2} \text{Log}[(4ce^{-2cx} (c(e^{2c(x+C1)} + 2k^2) - \\ & - k(e^{2c(x+C1)}k + k^2 - \sqrt{2c - k^2} \sqrt{2c - e^{2c(x+C1)} - k^2} \sqrt{e^{2c(x+C1)} + k^2})))] / \\ & / (k(2c - k^2)^{\frac{3}{2}}))] / (2ck\sqrt{B(e^{2c(x+C1)} + k^2)}), \quad (4) \end{aligned}$$

здесь  $c = 1.5 + 4\pi G p_\phi - \Lambda/2$ .

Литература:

1. T. Clifton, P. G. Ferreira, A. Padilla and C. Skordis, Modified Gravity and Cosmology, Phys. Rept. 513, 1 (2012) [arXiv:astro-ph.CO/1106.2476].

## МНОГОКОМПОНЕНТНАЯ ДИФФУЗИЯ В СИСТЕМАХ С БАЛЛАСТНЫМ ГАЗОМ

Ю.И. Жаврин, Н.В. Косов, О.В. Федоренко, В. Мукамеденкызы, Я.В. Искакова  
*КазНУ им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан*

Особый случай, часто рассматриваемый при решении практических задач многокомпонентного массопереноса - это диффузия двух или нескольких газов через слой газа-разбавителя (балластного газа). Очень интересная задача, когда в диффузионном процессе используются различные газы-разбавители с отличающимися друг от друга свойствами, что позволяет управлять характером течения массообменных процессов, например, при химических реакциях. Если по своим диффузионным свойствам балластный газ близок к одному из основных (например, основной газ  $\text{CO}_2$ , тогда балластными газами могут быть  $\text{Ar}$  или  $\text{N}_2\text{O}$ ), то при взаимной диффузии газ-разбавитель играет роль индикатора движения всей смеси, что позволяет производить измерение гидродинамического (компенсирующего) потока. Изменяя в исходных смесях концентрацию балластного газа, можно определить концентрационную зависимость коэффициентов диффузии. Используя балластный газ как индикатор, можно оценить собственно молекулярный перенос компонентов и описать особенности многокомпонентной диффузии

При систематизации экспериментального материала по диффузии двух газов через третий – балластный, было обращено внимание на интересный факт. Если два основных газа разбавлять в равной степени различными балластными газами, то величины коэффициентов диффузии основных газов будут зависеть от того, какой газ-разбавитель находится в смеси легкий или тяжелый.

Дальнейшие исследования с различными балластными газами показали, что зависимость коэффициентов диффузии только от молекулярного веса газа-разбавителя несколько упрощена и справедлива для первого приближения. В общем случае эта зависимость выглядит гораздо сложнее и включает в себя кроме масс молекул, также их эффективные диаметры. (Детально это рассмотрено в кандидатской диссертации Д.У. Кульжанова)

В данном сообщении рассмотрено влияние на диффузию  $\text{H}_2$  и  $\text{N}_2$  ряда газов – разбавителей:  $\text{He}$ ,  $\text{Ne}$ ,  $\text{Ar}$ ,  $\text{Kr}$  и  $\text{Xe}$ . Ниже приведены полученные результаты исследования эффективных коэффициентов диффузии основных компонентов для систем с равновесными концентрациями газов при  $P = 0,101 \text{ МПа}$  и  $T = 298 \text{ К}$ : **1.**  $0,5\text{H}_2 + 0,5\text{He} - 0,5\text{N}_2 + 0,5\text{He}$ ;  $D_{\text{H}_2}^{\text{эф}} = 1,17$ ,  $D_{\text{N}_2}^{\text{эф}} = 0,79 \text{ см}^2/\text{с}$ ; **2.**  $0,5\text{H}_2 + 0,5\text{Ne} - 0,5\text{N}_2 + 0,5\text{Ne}$ ;  $D_{\text{H}_2}^{\text{эф}} = 1,00$ ,  $D_{\text{N}_2}^{\text{эф}} = 0,57 \text{ см}^2/\text{с}$ ; **3.**  $0,5\text{H}_2 + 0,5\text{Ar} - 0,5\text{N}_2 + 0,5\text{Ar}$ ;  $D_{\text{H}_2}^{\text{эф}} = 0,85$ ,  $D_{\text{N}_2}^{\text{эф}} = 0,45 \text{ см}^2/\text{с}$ ; **4.**  $0,5\text{H}_2 + 0,5\text{Kr} - 0,5\text{N}_2 + 0,5\text{Kr}$ ;  $D_{\text{H}_2}^{\text{эф}} = 0,74$ ,  $D_{\text{N}_2}^{\text{эф}} = 0,38 \text{ см}^2/\text{с}$ ; **5.**  $0,5\text{H}_2 + 0,5\text{Xe} - 0,5\text{N}_2 + 0,5\text{Xe}$ ;  $D_{\text{H}_2}^{\text{эф}} = 0,68$ ,  $D_{\text{N}_2}^{\text{эф}} = 0,35 \text{ см}^2/\text{с}$ .

Как видно, их приведенных данных влияние балластных газов на диффузию основных весьма значительно.

Таким образом, подбирая соответствующим образом этот газ, можно ускорить, замедлить, или оставить без изменения массообмен.

## ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ДАВЛЕНИЯ ПО ПОВЕРХНОСТИ КРУГЛОГО ЦИЛИНДРА

Исатаев С.И., Толеуов Г., Исатаев М.С., Ильясова Г.О., Шалбаева Ж., Аныкбаева А.  
*Казахский Национальный университет имени аль-Фараби, НИИЭТФ, Алматы, Казахстан*

Данная работа посвящена экспериментальному исследованию распределения давления по поверхности круглого цилиндра при различных загромождениях. При каждом загромождении проводилось несколько измерений в зависимости от числа Рейнольдса. Измерения были проведены как с изменением диаметра цилиндра, так и при изменении ширины канала. Всего было проведено свыше 70 серий измерений.

В лобовой точке цилиндра благодаря полному торможению набегающего потока  $Р=1$ . С удалением от этой точки коэффициент давления постепенно уменьшается и в области миделевого сечения наблюдается максимальное по абсолютной величине отрицательное давление. Положение минимума давления смещается от  $70^\circ$  до  $90^\circ$  при увеличении загромождения от 0 до  $\sim 0,8$ . За точкой минимума наблюдается некоторый рост давления до точки отрыва пограничного слоя, после которой оно остается постоянным. Точка отрыва пограничного слоя смещается от положения  $\theta_{отр} = 82^\circ$  при нулевом загромождении вниз по потоку до  $\theta_{отр}=100^\circ$  при степени загромождения  $q \geq 0,6$ .

Таким образом, при докризисном режиме увеличения загромождения потока до  $q \approx 0,9$  приводит к улучшению обтекания цилиндра и область безотрывного обтекания охватывает около 60% поверхности тела. Как установлено, распределение коэффициента давления практически не зависит от изменений числа Рейнольдса в пределах от  $15 \cdot 10^3$  до  $15 \cdot 10^4$ . Изменение геометрических размеров цилиндра и канала также не влияет на распределение давления при одном и том же загромождении.

В указанной области чисел  $Re$  и  $q$  не был обнаружен сверх-кризисный режим обтекания цилиндра. Так как установка не позволяла получить более высокие значения числа  $Re$ , для получения сверх-кризисного режима обтекания цилиндра производилась искусственная турбулизация набегающего потока.

Как известно, наступление сверх-кризисного режима связано с качественной перестройкой течения в кормовой области тела, благодаря которому точка отрыва пограничного слоя смещается вниз по направлению течения и происходит резкое увеличение давления в кормовой области тела. Изменение уровня турбулентности набегающего потока до 4,7% привело к сверх-кризисному режиму обтекания при значении числа  $Re = 235000$ .

## ИССЛЕДОВАНИЕ ОБТЕКАНИЯ ТЕЛ ОДНОРОДНЫМ ПОТОКОМ

Иастаев С.И., Толеуов Г., Исатаев М.С., Озибаева А., Зейнегабиден Б., Кудайберсинова А.  
*Казахский Национальный университет имени аль-Фараби, НИИЭТФ, Алматы, Казахстан*

Турбулентный след за плохо обтекаемым телом в неограниченном однородном потоке можно разделить на две области: след вблизи тела и вдали от него.

Ввиду малой изученности течения в следе вблизи тела мы провели детальное изучения именно этой области течения при развитом турбулентном движении и значении чисел  $Re$  от  $1 \cdot 10^{11}$  до  $20 \cdot 10^4$ . Эксперимент имел целью установление закономерностей осредненного турбулентного течения в кормовой области плохо обтекаемых тел различной формы, основное внимание при этом уделялось размерам и конфигурации зоны обратных токов. Во всех опытах исследовалось распределение средней скорости по сечению и по оси следа на различных расстояниях от тела; определялось местоположение границы зоны обратных токов  $U=0$ . Для всех тел при обработке опытов находились нулевые линии тока  $\Psi=0$ , местоположение которых определялось графическим интегрированием расхода воздуха в области замкнутого циркуляционного течения. Для некоторых тел было также построено по данным опыта поле статистического давления в следе за телом.

В опытах, в основном, ограничивались измерениями в следе за телом до расстояния порядка 10 калибров от тела. Результаты опытов, как правило, обрабатывались в относительных величинах. Для координат и для размеров зоны циркуляционного течения масштабом служил характерный размер тела, например, ширина пластины или диаметр цилиндра. Для скорости в любой точке следа масштабной величиной служило значение скорости набегающего невозмущенного потока, для избыточного давления – динамический напор набегающего потока.

В качестве исследуемых тел были выбраны пластина и диск - как тела с острыми кромками, и круглый цилиндр и шар как тела с плавным обводом, соответственно в плоско – параллельном и осесимметричном потоках.

Из анализа результатов измерений за плохо обтекаемым телом, во всех случаях картина движения соответствует общей схеме течения. За плохо обтекаемым телом устанавливается область замкнутого циркуляционного течения жидкости, ограниченная нулевыми линиями тока  $\Psi=0$ .

Внутри этой области находятся линии нулевой скорости  $U=0$  – граница зоны обратного течения, смыкающиеся вместе с нулевыми линиями тока на оси следа. В соответствии с развитой ранее качественной схемой течения, внешние струи жидкости в области циркуляционного течения движутся по направлению набегающего потока под влиянием турбулентного трения и распределения давления, а внутренние – возвращаются обратно.

При обтекании тел различной формы представляет интерес сравнение результатов по двум признакам: плоско – параллельное и осесимметричное течение, тела с острыми кромками и с плавными обводами.

Из сравнения результатов видно, что ширина зоны обратных токов больше при осесимметричном обтекании тел, чем у соответствующих тел при плоско-параллельном течении. С другой стороны у тел с острой кромкой ширина зоны больше, чем у соответствующих тел с плавным обводом.

## ОСРЕДНЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КРУГЛОЙ СТРУИ ПРИ НАЛИЧИИ АКУСТИЧЕСКОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ

Исатаев С.И., Толеуов Г., Исатаев М.С., Нұртұрған Н., Макенова А.  
*Казахский Национальный университет имени аль-Фараби, НИИЭТФ, Алматы, Казахстан*

Целью данных экспериментов было изучение поведения как аэродинамических, так и тепловых характеристик в зависимости от приложенного продольного акустического воздействия. Основные опытные данные по распределению температуры и скорости сравнивались между собой.

На рис.1 приведен профиль скорости на пограничном слое у среза сопла. Из литературы следует:

$$\frac{f\delta^*}{U_a} = 0,0211. \quad (1)$$

Закон изменения толщины пограничного слоя у среза сопла

$$\frac{\delta^*}{d} = \frac{k}{\sqrt{Re}}, \quad (2)$$

где  $k$ - константа, определяемая формой сопла. В нашем случае  $\delta^* = 0,51$  мм, число Рейнольдса  $Re=21000$ , тогда  $k=1,86$ . Из выражения для числа Струхали с учетом (1) и (2) найдем частоту естественных возмущений, имеющих наибольший коэффициент нарастания амплитуды:

$$Sh = \frac{fd}{U_a} = \frac{0,0211}{k} \sqrt{Re}, f = \frac{0,0211 \cdot U_a \cdot \sqrt{Re}}{k \cdot d}.$$

Подстановка числовых значений ( $d=40$  мм,  $U_a=10$  м/с) дает  $f=413$  Гц, а соответствующее ей число Струхали  $Sh=1,6$ .

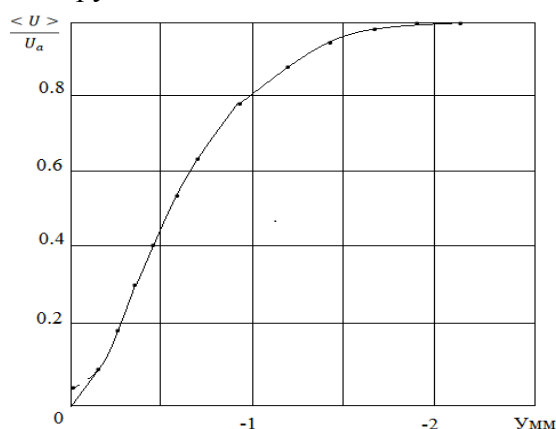


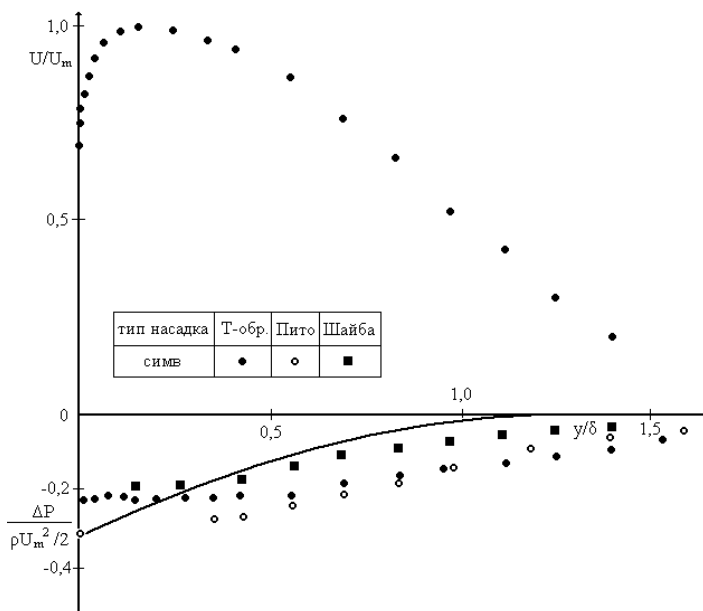
Рисунок 1. Профиль скорости у кромки сопла

Анализатором спектров АСЧХ-1 на пограничном слое вблизи среза сопла была определена преимущественная частота в спектре пульсаций скорости  $f=410$  Гц, которая хорошо согласуется с расчетным значением.

## ҚИСЫҚСЫЗЫҚТЫ БЕТПЕН ТАРАЛАТЫН ЖАЗЫҚ АҒЫНШАНЫҢ ЖЫЛДАМДЫҚ ӨРІСІН ЗЕРТТЕУ

Исатаев С.И., Исатаев М.С., Төлеуов Ғ., Аутан Г., Сейдолла Ж.  
*ал-Фараби атындағы Қазақ Ұлттық Университеті, ЭТФҒЗИ, Алматы, Қазақстан*

1 суретте статикалық қысым профилдерінің дөңес беттерінің сорғалаудың қимасы көрсетілген, оны үш тәсілмен өлшеген: Т тәрізді саптамамен, Прандтльдің статикалық қысымдық түтікшесімен, епелектің әдісі.



1 сурет.

Көрініп тұрғандай, бірінші екі саптама бірдей мағына береді сол кезде епелектің әдісі көлденең құрайтын жылдамдықты есептеумен сорғалаудың сыртқы шегі, жақын теориялық есептеуде сиретілу едәуір азды береді.

Прандтль түтікше статикалық езуді өлшеу нәтижелеріне және кейбір әсер бейнелі тұмсықпен Т қабырғаға жақын орналасқан облысында қабырғаның жақындығы шекаралық, қабаттай көрсетеді, ал епелектің әдісі бойымен қабырғаға тап-таяу өлшеу мүмкін емес.

Сондықтан қабырғаға жақын орналасқан қабат жылдамдық кескіндерін өлшеу жағындағы құрғатқыш саңылаулары арқылы статикалық қысымның есептеуімен сопақ мұрынды толық арынның ағылатын бет түтікшесімен өлшенеді.

Қабырға модуль бойымен негізінен асқын қысым маңы ең жоғары және сорғалаудың сыртқы шегіне жуықтаумен біртіндеп азаяды.

Сиретілу абсолют мән немесе бастапқы динамикалық қысымға түтіктен алып тастаумен нашар өлшенеді, жатқызылған асқын қысым және бастапқы жылдамдық 2-4% құрайды. Алайда, ең жоғарғы жылдамдықтың кішірейтуінде және дөңес бетке сорғалауда түтік, сиретілу алып тастауы бар ағынның енінің көбеюі ең жоғарғы жылдамдыққа жету мүмкін

Сондықтан өлшеу тұмсықтарды көрсетуде статикалық қысымның әсері, жылдамдықтар өрістердің өлшеулерінде міндетті түрде ескеруге керек.

## МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ТЕПЛООБМЕНА ПРИСТЕННОЙ РАДИАЛЬНОЙ СТРУИ

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

*Казахский Национальный университет имени аль-Фараби, НИИЭТФ, Алматы, Казахстан*

Измерения распределения температуры по поверхности конуса и диска производилось с помощью медь-константановых термопар, "горячие" спаи которых располагались в области измерения, а "холодные" спаи помещались в успокоительной камере.

Температура внешней среды и струи у входа сопла поддерживались постоянной и контролировались ртутным термометром с ценой деления 0,1°C. Тарировка термопар дала следующую зависимость:

$$T = 24,650 * V \text{ (град.)}, \text{ где } V - \text{ величина термоЭДС в мВ.}$$

Коэффициент локальной теплоотдачи вычислялся по формуле:

$$\alpha = \frac{q_w}{T_w - T} = \frac{Iu}{S(T_w - T)},$$

где  $q_w$  - количество тепла, выделяемое нагреваемой поверхностью за единицу времени с 1 м<sup>2</sup>,  $I$  - сила тока в цепи;  $u$  - напряжение на концах нагреваемой обмотки или нихромовой ленты;  $S$  - площадь поверхности, с которой отводится тепло.

Для обнаружения возможного влияния естественно конвективных эффектов на результаты эксперимента при низких значениях начальной скорости измерен местный коэффициент теплоотдачи конуса при различной ориентации плоскости расположения термопар в теле конуса к направлению естественной конвекции. Результаты измерения, приведенные на рис.1 показывают, что влияние свободной конвекции, направленной вертикально вверх по касательной к поверхности конуса полностью подавляется вынужденным потоком струи.

Также путем измерения установлено, что в диапазоне изменения плотности теплового потока (555,1 ÷ 1041,7) Вт/м<sup>2</sup>, что соответствует режиму эксперимента, локальный коэффициент теплообмена в пределах погрешности измерения остается постоянным.

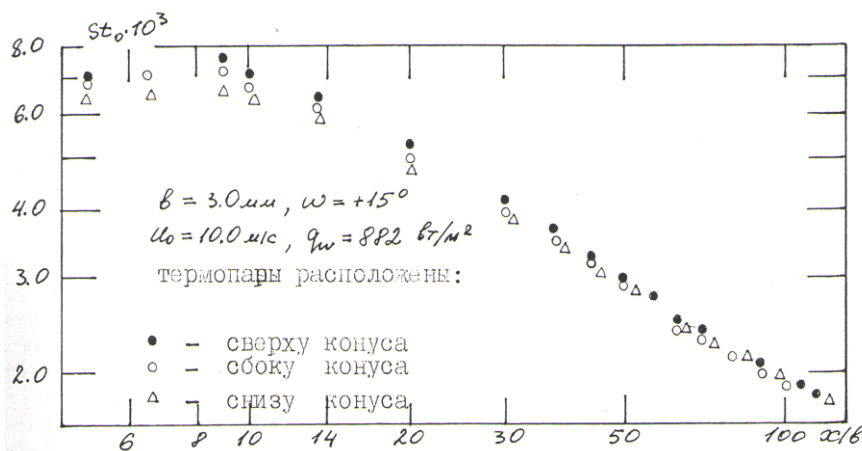


Рис.1. Коэффициент местного теплообмена при различной ориентации плоскости расположения термопар к направлению естественной конвекции

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНЫХ СТРУИ НА НАЧАЛЬНОМ И ПЕРЕХОДНОМ УЧАСТКАХ

С.И.Исатаев, Г.Толлеуов, М.С.Исатаев, Н. Маймакова,  
Н. Аысбаева, А. Тұрғанбай, Д. Нурғалиева  
*Казахский национальный университет им. аль-Фараби, НИИЭТФ, Алматы, Казахстан*

Необходимость экспериментальных исследований возникает в связи с недостаточной изученностью начального и переходного участков свободных трехмерных струй и струй, ограниченных торцовыми стенками [1]. 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.

### Литература

1 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.



## ОСОБЕННОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ГАЗОВОЙ ХРОМАТОГРАФИИ ДЛЯ АНАЛИЗА ПРОДУКТОВ ГОРЕНИЯ

Тастанбеков А.К., Исмаилов О. И., Мукамеденкызы В.  
*КазНУ им. аль-Фараби, г. Алматы*

Продукты горения представляют сложную многокомпонентную систему, состоящую из газов с различными физико-химическими свойствами. В продуктах неполного горения могут одновременно присутствовать диаметрально противоположные по своим свойствам газы, такие, например, как сильно диффундирующий горячий водород и высоковязкая негорючая двуокись углерода (время удерживание на активированном угле  $\text{CO}_2$  в 20-30 раз превышает время удерживания  $\text{H}_2$ ). С другой стороны, сорбционные свойства по отношению к целому ряду сорбентов таких газов, как  $\text{CO}$ ,  $\text{N}_2$ ,  $\text{Ar}$  и  $\text{O}_2$ , очень близки друг к другу, что затрудняет разделение и количественное определение этих газов. Кроме того, процентное содержание отдельных компонентов в продуктах горения настолько различно, что это создает дополнительные трудности при анализе. Так, например, при определении  $\text{CO}_2$  и  $\text{N}_2$  мы имеем дело с десятками процентов по объему, а при определении горячих компонентов в задачу анализа входит измерение концентраций  $10^{-2}\%$  об. и менее. Соответственно и требования к точности определения столь разных концентраций различны.

В связи с этим в практике газового анализа получил распространение комбинированный метод: определение  $\text{CO}_2$  и  $\text{O}_2$  на волнометрических газоанализаторах типа ОРСА или ВТИ и определение горючих компонентов на хроматографах с термохимическими детекторами.

Иногда для полного анализа продуктов горения используют два или три хроматографа: для определения горючих – хроматограф с термохимическим детектором, а для определения кислорода и двуокиси углерода – хроматограф с детектором по теплопроводности. При этом разделение  $\text{O}_2$  и  $\text{CO}_2$  требует использования различных сорбентов, поскольку молекулярные сита, хорошо разделяющие  $\text{O}_2$  и  $\text{N}_2$ , для определения двуокиси углерода не годятся, так как они ее необратимо сорбируют. Иногда встречаются рекомендации определять кислород (или непосредственно коэффициент избытка воздуха) по совместному пику  $\text{N}_2 + \text{O}_2$  при газе – носителе – воздухе, но такой метод является очень неточным и при работе с низкими избытками воздуха его применять нецелесообразно.

В период, когда хроматографические методы анализа газа только начинали внедряться в энергетику, вопросы наиболее точного определения окиси углерода было посвящено много работ. Различные организации по – разному подходили к решению возникшей задачи. Газовая хроматография в настоящее время является одним из основных методов анализа сложных смесей. Методом хроматографии газов было решено много задач, которые оказались неразрешенными с помощью других методов.

### Литература:

1. Егоров. В.Е. Об основных элементах хроматографа для анализа продуктов горения. – Электрические станции, 1962, № 12, с. 22-28.
2. Авдеева. А.А. Анализ продуктов горения котельных установок методом газовой хроматографии. – Теплоэнергетика, 1959, № 8. с. 16-20.
3. Авдеева. А.А., Поляцкий М.А. О точности определения горючих компонентов в продуктах горения. – Электрические станции, 1965, № 11, с. 25-28

## ҚАЗАҚСТАН РЕСПУБЛИКАСЫНДА «САЙРАМ-СҮТ» ЖШСМЫСАЛЫНДА СҮТ ӨНІМДЕРІН ӨНДІРУ

Қойжанова М.Ж.

*ал-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті*

Сүт өнеркәсібі – еліміздің агроөнеркәсіп кешенінің ең негізгі бір бөлігі болып табылады. Сүт өнімдері – адам денсаулығына ең қажетті пайдалы заттармен қамтамасыз етілген тамақ өнімдерінің бірі, тағамдардың ішіндегі ең құнарлы, әрі таңдаулысы. Сүт құрамында жүзден астам витаминдер, қант, минералдық тұздар, т.б. түрлі элементтер бар. Сүт арқылы тұз байлану, жүйке жүйесінің бұзылуы, асқорыту мүшелерінің аурулары, қан аздық, бауыр және бүйрек аурулары сияқты сырқаттарға ем табылады. Сондықтан да одан түрлі тағамдық өнімдер, шипалы сусындар жасалады [1].

«Қазақстан Республикасының агроөнеркәсіп кешенін дамыту жөніндегі 2013-2020 жылдарға арналған бағдарламасы» (Агробизнес-2020) [2] бойынша сүт өнімдерінің ішкі нарығы Қазақстанда 2020 жылы сүт эквивалентінде шамамен 1,6 млн. тонна құрай алады, соның ішінде жергілікті өнім сүт эквивалентінде шамамен 1,5 млн. тонна құрай алады.

Қазіргі кезде елімізде сүт өнімдерін өндейтін 250-ден аса сүт өнеркәсіптері бар. Соның бірі – «Сайрам Сүт» жауапкершілігі шектеулі серіктестігі.

«Сайрам Сүт» ЖШС ОҚО Сайрам ауданы Қарасу ауылында 2004 жылы құрылған, қазіргі таңда сүт өнімдерінің 28 түрін өндіріп отыр. «Сайрам–Сүт» ЖШС айран, ірімшік, құрт, қаймақ, сүзбе, балмұздақ, сары май, йогурт және т.б. өнімдер шығарады.

Бұл өнімдер Қазақстан Республикасының осы саланы реттейтін келесі мемлекеттік стандарттарына сәйкес өндіреді. Атап айтқанда, қаймақ – СТ ГОСТ Р 52092-2010; ірімшік – СТ 84-98; ірімшік бұйымдары – СТ 1067-2002; құрт – СТ 44-97; сүзбе – СТ 94-95. Шикізатты қабылдау және бағалау жұмыстары мемлекеттік талаптарға сәйкес жүргізіледі [3], яғни сүт тек дені сау малдан алынады, қосымша иісі жоқ, қышқылдығы 20°Т төмен және стандарттық басқа талаптарына жауап беруі керек.

«Сайрам–Сүт» ЖШС сүт жеткізуші арнайы шаруа қожалықтарымен келісімшарт жасасқан, сондай-ақ Сайрам, Түлкібас аудандарының тұрғындарынан да тұрақты сүт жеткізіледі. Дайын сүт өнімдерінің негізгі тұтынушылары Шымкент, Түркістан, Сарыағаш, Тараз қалаларының, Сайрам, Арыс, Төлеби аудандарының тұрғындары болып, яғни оңтүстікті толықтай сүтпен қамтамасыз етіп отыр [4].

### Әдебиеттер:

1. Б. Садықов, И. Сарыев, А. Отарбаев Ақ дастархан. Алматы: «Қайнар». 1987ж. – 270бет, 26-28б.
2. «Қазақстан Республикасының агроөнеркәсіп кешенін дамыту жөніндегі 2013-2020 жылдарға арналған бағдарламасы» (Агробизнес-2020). Сайты: <http://adilet.zan.kz/kaz/docs/P1300000151>
3. Г. Крусъ, А. Шалыгина, З. Волокитина Методы исследования молока и молочных продуктов: Учебник для вузов. 2000г. – 368с.
4. «Уақыт» газеті. Тамыз 2013ж (20). Шымкент қ., сайты: [Uakit.kz/?p=3624](http://Uakit.kz/?p=3624)

## КӨПКOMPONENTTI ГАЗ ҚОСПАЛАРЫНДАҒЫ МАССАТАСЫМАЛДАУ ПРОЦЕСІН ЗЕРТТЕУ

М.С.Молдабекова<sup>1</sup>, М.Қ.Асембаева<sup>2</sup>, Ержанқызы А.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Абай атындағы Қазақ ұлттық педагогикалық университеті, Алматы қ.

<sup>2</sup>әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Алматы қ.

Массатасымалдау процесін сипаттау үшін диффузиялық және конвективтік заңдылықтардың 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[1,2].

Зерттеу жүргізу үшін мынадай көпкомпоненттік  $430C_3H_8+0,570He - 0,420C_3H_8+0,580CH_4, 0,425C_3H_8+0,575He - 0,426N_2O+0,574 CH_4$  газ жүйелері таңдап алынды. Эксперимент екіқолбалық диффузиялық аппаратта жүргізілді[3].

Концентрацияның осы өзгеруі Стефан-Максвелл теңдеуімен өрнектеледі,

$$\alpha_i = \frac{C_{iex}}{C_{ih}} \quad (2)$$

яғни,  $\alpha$  парциалды параметрінің қысымнан тәуелділігі (2) өрнек бойынша есептелді[4].

Сонымен зерттеу нәтижесінде, Көпкомпоненттік газ қоспасындағы диффузиялық араласу процесі тығыздығы мен тасымалдану ерекшеліктері бір-біріне жақын екі компоненттің  $C_3H_8$  және  $N_2O$  диффундирлену ерекшеліктері бойынша зерттелді және осы газ жүйесінде үдемелі және кемімелі ағындар пайда болатындығы бақыланды.  $C_3H_8$  және  $N_2O$  газдарының ағын бағыты қысымға байланысты өзгеретіндігі дәлелденді.

### Әдебиеттер

1. Жаврин Ю.И., Косов В.Н. Некоторые особенности динамики неустойчивого массопереноса в изотермических трехкомпонентных газовых смесях // Теплофизика и аэродинамика. – 1995. – Т. 2, № 2. – С. 145-151.
2. Miller L., Mason E.A. Oscillating instabilities in multicomponent diffusion // Phys. Fluids. – 1966. V.9, №4 – P. 711-721.
3. Молдабекова М.С., Поярков И.В., Асембаева М.К., Бекетаева М. Экспериментальное исследование системы  $0,425C_3H_8 + 0,575He - 0,426N_2O + 0,574CH_4$ . Вестник КазНУ, Серия физическая. 2011. – № 2(37) – С. 3-6.
4. Жаврин Ю.И., Косов В.Н., Асембаева М.К., Поярков И.В., Федоренко О.В. Диффузионная неустойчивость и некоторые критические параметры, приводящие к ее возникновению. Вестник КазНУ, Серия физическая. 2011. – № 3(38) – С. 8-11.

## 0,25 C<sub>3</sub>H<sub>8</sub>+0,75 N<sub>2</sub>O-CO<sub>2</sub> ГАЗ ЖҮЙЕСІНДЕГІ ДИФФУЗИЯЛЫҚ ОРНЫҚСЫЗДЫҚ

В. Мукамеденкызы, Г.К. Нуртаева

*ал-Фараби атындағы ҚазҰУ, Алматы қ, Қазақстан Республикасы*

Кейбір көпкомпонентті газ қоспаларындағы изотермдік диффузия кезінде белгілі шарттарда тығыздықтары бойынша әр-түрлі аймақтар қалыптасады. Бұл ауырлық күш өрісінде конвекцияның пайда болуына алып келеді [1]. Изотермдік газ қоспаларындағы механикалық тепе-теңдіктің бұзылуын тәжірибеде зерттеу [2, 3] «диффузия-гравитациялық конвекция» араласу режимінің қысым, температура және басқа да параметрлердің белгілі мәндерде болатындығын көрсетті. Аталған [1, 2, 4] әдебиеттерде алынған нәтижелер әр-түрлі тығыздық градиенттері болатын жүйелер үшін көрсетілген. Тығыздық градиенті нөлге тең жағдайда пайда болатын механикалық тепе-теңдік орнықсыздығы туралы зерттеулер өте аз [3].

Аталған жұмыста «диффузия - гравитациялық конвекция» араласу режимі мольдік массалары өзара тең компоненттерден тұратын қоспалар үшін әр-түрлі қысымдарда зерттелді. Зерттеу нысаны ретінде  $0,25 C_3H_8 + 0,75 N_2O - CO_2$  жүйе алынды (концентрация - молдік үлесте берілген).

Үш компонентті газ қоспаларындағы макроскоптық қозғалысты орнықтылық теориясы шеңберінде сипаттаймыз. Бұл жағдайда гидродинамиканың жалпы теңдеуі, Навье-Стокс қозғалыс теңдеуінен, бөлшектердің сақталуы, массаның тасымалдануы және күй теңдеуінен тұрады. «Диффузия – конвекция» араласу режимдерін анықтайтын шекаралық шарттар Буссинеска әдісін және аз уйытқу әдісін пайдаланып табылды.

Тәжірибеден алынған нәтижелерді теориялық мәндермен салыстыру барысында  $p=0,4\text{МПа}$  қысымда алғашқы ауысу режимі байқалатынын көреміз.  $n=1$  мод үшін Релейдің тәжірибелік критикалық саны  $R=32,63$ . Яғни диффузиялық процеске тән бір токтың қарсы токқа ауысуын көреміз. Мұндағы конвекцияны сипаттайтын ток және қарсы ток диффузиялық каналдың бір бөлігімен жоғары екінші бөлігімен төмен ағатындығын байқаймыз. Сонымен, тәжірибелік нәтижелерде алынған сандық мәндермен салыстыру бір-бірін қанағаттандыратындығын көрсетті.

### Әдебиет

1. Zhavrin Yu.I., Kosov V.N., Seleznev V.D. Anomalous Gravitational Instability of Mechanical Equilibrium during Diffusion Mixing in Isothermal Three-component Gas Mixtures // Fluid Dynamics. – 2000. – V.35 (3). – P. 464-470.
2. Ankusheva N.B., Kosov V.N., Seleznev V.D. Effect of Diffusion Channel Inclination on Stability of Mechanical Equilibrium in Isothermal Binary Gas Mixtures // Journal of Applied Mechanics and Technical Physics. – 2010. – Vol. 51 (1). – P. 62-64.
3. Жаврин Ю.И., Поярков И.В., Мукамеденкызы В. Экспериментальные исследования диффузионной неустойчивости в системах C<sub>3</sub>H<sub>8</sub>+ N<sub>2</sub>O-CO<sub>2</sub> // Тезисы докладов 15 Зимней школы по механике сплошных сред. – Пермь, 2007. – С. 44-48.
4. Ankusheva N.B., Kosov V.N., Zhavrin Yu.I. Convective Regimes of Mixing in Binary Systems With the Mechanical Equilibrium Instability of a Gas Mixture // J. of Engineering Physics and Thermophysics. – 2008. – V. 84 (3). – P. 525-531.
5. Akylbekova G., Kosov V.N., Poyarkov I.V., Zhavrin Yu.I. Diffusion in Isothermal Ternary Gas Mixtures // International Review of Chemical Engineering (I.Re.Ch.E.). – 2010. – V. 2 (1). – P. 174-177.

## ӨЗДІГІНЕН ТҰТАНУ ПРОЦЕСТЕРІН САНДЫҚ МОДЕЛЬДЕУ

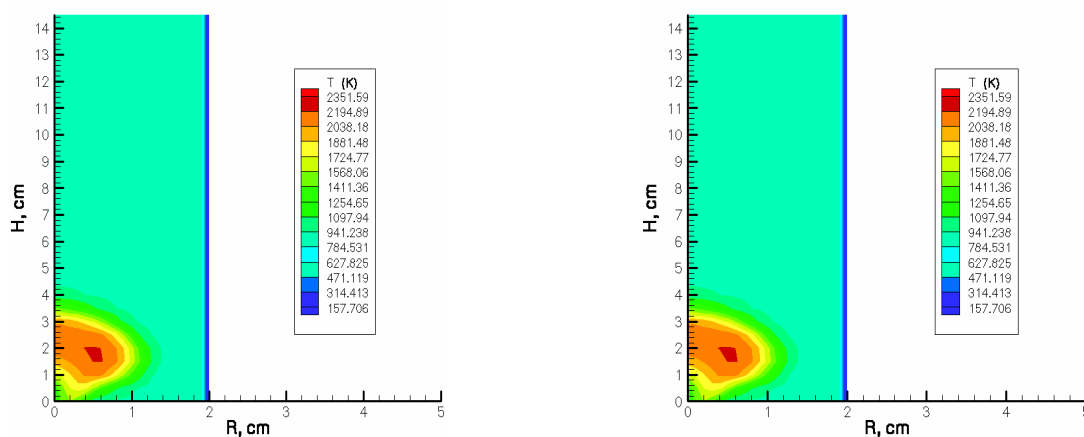
С.А. Бөлегенова, Г.К. Мукашева.  
*ал-Фараби атындағы ҚазҰУ, Алматы, Қазақстан*

Қазіргі таңда газ тәріздес отындардың жануы кеңінен зерттелген, бірақ тәжірибеде көбіне газ тәріздес тотықтырғышпен араласып, алғашында сұйық фазада болатын отын қолданылады. Әртүрлі двигательдерде қолданысқа ие болғандықтан сұйық отындардың жануын модельдеу өзекті мәселе болып отыр.

Сұйық отындардың жануы сұйық фазада емес еркін бетіндегі бу фазасында өтеді. Алау сұйық отын деңгейінен аз арақашықта пайда болады. Оттегі сұйық бетінен бу ағымына қоршаған ортадан диффузия арқылы жеткізіледі, ал құрылған жанғыш қоспа диффузиялық алауда жанады. Сұйық отынның булануы алау таратқан жылу есебінен болады. Булану бетіндегі алаудың жану аумағының сәуле шығару қарқындылығы оның пішіні мен өлшеміне тәуелді емес, тек қана отынның физика-химиялық сипаттамаларына ғана тәуелді және әр сұйық отындар үшін тұрақты болып табылады.

Берілген зерттеудің мақсаты жану камерасындағы сұйық отынның тұтануы мен бүрку процестерін сандық модельдеу. Зерттеудің есебі жану камерасында жану және сұйық отынның өздігінен тұтану процестеріне бүрку бұрышының әсері болып табылады. Алынған нәтижелер сұйық отынның жану процестеріне теориялық ұсыныстардың дамуы үшін ғылыми және тәжірибелік қызығушылық тудыруда және қоршаған ортаға кері әсерін төмендету мен оның тиімділігін жоғарылату мақсатымен жану процестерін ұйымдастыруы үшін оңтайлы нұсқасын таңдауға мүмкіндік береді [1].

Берілген жұмыста сұйық отынның екі түрі зерттелген:  $C_{14}H_{30}$  және  $C_{16}H_{34}$ .



а) тетрадекан, б) гексадекан

Жану кезіндегі өздігінен тұтану моментіндегі температура өрісі  $t=1.29 \cdot 10^{-3}$  с:

### Әдебиеттер

1. Аскарлова А.С., Бөлегенова С.А., Волошина И.Э., Рыспаева М.Ж. Влияние массы впрыска жидкого топлива на его самовоспламенение и горение. //Известия НАН РК, серия физико-математическая – 2009. -№2(264). - С. 3 - 11.

## ҚҰРАМЫ ӘРТҮРЛІ ГАЗ ЖҮЙЕЛЕРІНІҢ ЭФФЕКТИВТІК ДИФФУЗИЯ КОЭФФИЦИЕНТТЕРІНІҢ ТЕМПЕРАТУРАЛЫҚ ТӘУЕЛДІЛІГІ

Мусаханова А., Асембаева М.К.

*Әл-Фараби атындағы Қазақ Ұлттық Университеті, Алматы*

Эффективті диффузия коэффициентінің компоненттерінің температураға тәуелділігін (1)–ге сәйкес есептеу үшін, қоспаның әрбір компоненті  $T_0 = 298,0$  К температурадағы  $D_{0i}^{\text{эф}}$  мөлшерін және  $n_i$  температуралық дәреже көрсеткішін білу қажет. Алайда  $n_i$  белгісіз, оны анықтау үшін келесі тізбекті операцияны орындау қажет.

$$D_{Ti}^{\text{эф}} = D_{0i}^{\text{эф}} \left( \frac{T}{T_0} \right)^{n_i}, \quad (1)$$

мұнда  $n_i$  – дәрежелік көрсеткіш, а  $D_{0i}^{\text{эф}}$  –  $T_0$  бастапқы температурадағы  $i$  – компоненттің эффективті диффузия коэффициенті (біздің есептеулерде  $T_0=298,0$  К).

Біріншіден, жүйеге кіретін, газ буының өзара диффузия коэффициентінің температуралық тәуелділігінің анықтамалық мәнін қолдана отырып, 298,0-1000,0 К аралығындағы интервалы 100,0К болатын температураға сәйкес өзара диффузия коэффициентін анықтау. Бинарлық қоспаның температуралық тәуелді дәреже көрсеткіші келесідей болды:  $D_{H_2-N_2} - n = 1,702$  [1];  $D_{H_2-CH_4} - n = 1,743$ ;  $D_{N_2-CH_4} - n = 1,80$  [2]. Әдебиеттерден азот – метан газ буының температуралық тәуелді дәреже көрсеткішін анықтау мүмкін болмады. Сондықтан [2] ұсынысын қабылдауға тура келді. «Алайда

$D_{T_1} = D_{T_2} \left( \frac{T_2}{T_1} \right)^{3/2}$  өрнегі  $D$ -ның  $T$ -дан тәуелділігінің дәлірек мәнін береді. Егер  $3/2$

көрсеткішін  $\sim 1,80$  (465 бет [2]) алмастыратын болсақ, бұл өрнектен біздің жасаған жұмысымыз жақсы нәтиже көрсетеді». Бинарлық жүйедегі температуралық тәуелді дәреже көрсеткішінің өзара диффузия коэффициентіне тәуелділігін анықтаған параллель жүргізілген талдаулар  $N_2-CH_4$  жүйесіне ұқсас, жоғарыда ұсынылғандай нәтиже береді.

$T_0=298,0$  К және  $P=0,101$  МПа ӨДК мәндерінде газ буы:  $D_{0(H_2-N_2)}=0,80$ ;  $D_{0(H_2-CH_4)}=0,73$ ;  $D_{0(N_2-CH_4)}=0,230$  см<sup>2</sup>/с мәндеріне ие болады. Бұл алынған мәліметтер өзара диффузия коэффициентінің басқа да температуралардан тәуелділігін анықтауға мүмкіндік береді.

$T_0=298,0$  К және  $P=0,101$  МПа қысымдағы ЭДК компоненттерінің температуралық тәуелділігі берілген жүйеде келесі дәрежелік көрсеткіштерге ие: сутегі –  $n=1,711\pm 0,003$ ; азот –  $n=1,72\pm 0,02$ , ал  $D_{T_0}^{\text{эф}}$  бұл газдар үшін бинарлық қоспадағы концентрацияға тәуелді түрде анықталады; метана –  $n=1,98\pm 0,16$ , есептеу барысында  $D_{T_0}^{\text{эф}}$  бұл газдың сутегіндегі концентрациясын 0,8 мольдік мөлшерге шектеу ұсынылады.

1. Косов Н.Д., Солоницын Б.П. Температурная зависимость коэффициентов самодиффузии и взаимной диффузии газов // Теплофизические свойства веществ и материалов. – М.: Изд-во Стандартов, 1982. – Вып. 17. – С. 4-24.

2. Айткожаев А.З., Болотов И.В., Жаврин Ю.И., Косов Н.Д., Курмакаев Ф.З. Система водород-азот-метан.// Таблицы РСД зарегистрированы во Всесоюзном научно-исследовательском центре по материалам и веществам Госстандарта 19.09.1989 г. под № ГСССД Р. 340-89.

## КЕРАМИКА В МЕДИЦИНЕ

Мухтарова М.Н., Нурмуханова А.З., Нурсейтова А. К.  
*КазНУ им. аль-Фараби г. Алматы*

Высокотемпературная сверхпроводимость дала надежду создать сквиды из керамики. Сверхпроводящий ток, как и всякий ток, связан с магнитным полем. Поэтому квантование тока означает, что и индукция магнитного поля также квантуется и может принимать только ряд дискретных значений. Экспериментально квант магнитного потока определен с весьма высокой степенью точности на основе опыта Джозефсона.

Сквиды – устройство, способное измерять магнитные поля, в сотни миллионов раз более слабые, чем магнитное поле Земли («Наука и жизнь» №1, 1987). Такая чувствительность достигается благодаря использованию чисто квантового явления – эффекта Джозефсона, проявляющегося в микроскопических контактах из сверхпроводящего материала.

Сквиды сложная аппаратура, в нее входят дорогие и капризные криостаты с жидким гелием. Высокотемпературная сверхпроводимость дала надежду создать сквиды из керамики, охлаждаемые жидким азотом и способные работать не только в научных центрах, но и в поликлиниках, геологических партиях, заводских лабораториях. Если у металлических сверхпроводников эффект Джозефсона четко проявляется в контактах размером в тысячи ангстрем, то в керамических этот размер не должен превышать десятков ангстрем (несколько расстояний между атомами).

Сверхпроводящая керамика состоит из отдельных зерен, контакты между которыми гораздо меньше, чем сами зерна. Подбирая условия изготовления керамики, получены микронные зерна с контактами нужного размера. Так впервые в мире удалось изготовить магнитные детекторы, с достаточной точностью работающие при температуре жидкого азота, и снять с их помощью магнитограмму человека.

Измеряя сквидами поля текущих в Земле токов, геофизики пытаются определять проводимость пород и искать полезные ископаемые или предсказывать землетрясения. В технике на эффекте Джозефсона создают амперметры и вольтметры или квантовые эталоны вольты, точность которых задана самой природой.

Сквиды в медицине открыли новое направление диагностики. Снимая карту на грудной клетке пациента распределения магнитного поля токов сердца, можно отличить здоровых людей от человека, на сердце которого после инфаркта образовался рубец.

Список литературы:

1. В. Л. Гинзбург, Е. А. Андрюшин. Сверхпроводимость, Альфа-М, 2006 г.
2. «Наука и жизнь» №1, 1987
3. Корнев В.К. Эффект Джозефсона и его применение в сверхпроводящей электронике //Соровский образовательный журнал, 2001, № 8, с.88
4. Сайт «Новости науки». [www.scientific.ru](http://www.scientific.ru)

## СНИЖЕНИЕ ВРЕДНОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ НА ОКРУЖАЮЩУЮ СРЕДУ ТЕПЛОВЫХ ЭЛЕКТРОСТАНЦИЙ НА ОСНОВЕ ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВОЙ ТЕХНОЛОГИИ

Мажренова Н.Р., Нұғыманова А.О.  
КазНУ им. аль-Фараби, Алматы

Основным потребителем энергоресурсов в РК является производство электроэнергии и тепла. Общая мощность электрогенерирующих источников в РК составляет более 18 тыс. МВт. Основным видом топливно-энергетических ресурсов РК является экибастузский уголь.

Качество сжигаемого угля определяет степень антропогенной нагрузки на компоненты окружающей среды. Нами проведено исследование качества угля: влажности по ГОСТ 27314-91, зольности по ГОСТ 11022-95, общей серы по ГОСТ 8606-93, выхода летучих веществ по ГОСТу6382-2001, теплоты сгорания по ГОСТ 147-95.

Результаты приведены в таблице 1:

Таблица 1

Топливо	Влажн., $W_p\%$	Летуч.в -а, $V_{daf}\%$	Сера, $S_d\%$	Зольн., $A_d\%$	Углер., $C_{daf}\%$	Водород, $H_{daf}\%$	Азот, $N_{daf}\%$	Кисл., $O_{dafd}\%$	Теплсгор., $Q_p$ МДж/кг
необлуч.	8,43	28	0,7	43	43,3	2,64	0,79	6,07	16,83
облуч.	6,41	26	0,5	39	45	3,1	0,7	7,2	16,5

Таблица 2

Топливо	Максимально-разовые выбросы, г/с			
	зола $M_{ТВ}$	диоксида серы $SO_2$	оксида азота $NO$	оксида углерода $M_{CO}$
необлуч.	57,91	12,6	3	16
облуч.	52,6	9	3,08	15

Количество выбросов и рассчитанные при этом приземные концентрации приводят к загрязнению природной среды.

Применяются разные способы снижения антропогенной нагрузки: обогащение угля; изменение условий сжигания, поиск оптимальных условий сжигания, в нашем случае, модифицирование качества сжигаемого угля.

Нами изучено воздействие пучка ускоренных электронов на изменение структуры угля. Опыты по радиационной обработке угля осуществляли на электронном ускорителе ЭЛВ-8 в контейнере с окном из титановой фольги. Ускоритель генерировал электроны с энергией 1МэВ, мощность дозы варьировали от 0,19 до 0,33 Мрад/с, общую дозу поглощения – от 10 до 200 Мрад/с.

Предварительная электронно-лучевая обработка угля приводит к снижению выбросов в атмосферу, уменьшает количество золошлаков и снижает максимально-разовые выбросы (таблица 1-2)

Электронно-лучевая обработка является экологически чистым безреагентным способом управления качеством сжигаемого топлива. Для получения значимого технологического эффекта необходимо обработка дозами до 50 Мрад. Данные дозы могут быть набраны за 4-5 секунд. Таким образом электронно-лучевой способ позволяет изменять процессы горения угля, прошедшего предварительную электронно-лучевую обработку.



## ҚҰРАМЫНДА ӘРТҮРЛІ КОНЦЕНТРАЦИЯЛЫ СУТЕГІ, АЗОТ ЖӘНЕ МЕТАН БАР ГАЗ ЖҮЙЕЛЕРІНІҢ ЭФФЕКТИВТІК ДИФFUЗИЯ КОЭФФИЦИЕНТТЕРІНІҢ ТЕМПЕРАТУРАЛЫҚ ТӘУЕЛДІЛІГІ

Нұржұма Г.М., Асембаева М.К.

*Әл-Фараби атындағы Қазақ Ұлттық Университеті, Алматы*

Көпкомпонентті газжүйесіндегі эффективті диффузия коэффициентінің температураға тәуелділігі қазіргі таңда ешбір анықтамалық әдебиеттерде айтылмайды, ал бұл тақырыптағы мақалалар саны айтарлықтай өте аз. Мысал ретінде, табиғи газдағы аммиактың синтезін, газ тәрізді отынның жануын және т.б. құбылыстарды айтуға болатын мұндай ақпарат қажет және айтарлықтай маңызды болып табылады, яғни құбылыстың мағынасын ашуға және өндіру жұмыстарын шынайы құбылыстарға негіздеуге жағдай жасайды.

1-кестеде келтірілген эффективті диффузия коэффициенті екіколбалық әдіспен анықталған, қысым диапазоны 0,2–1,0МПа және  $T=298,0\text{K}$  температурадағы изотермдік процестегі, бинарлық қоспа концентрация компонентеріндегі 0,3 тен 0,9 моль мөлшерінде, газ қоспасы хроматографта талданды. Эффективті диффузия коэффициентін өлшеу барысындағы өлшеу қателігі 4 – тен 9% аралығында.

1–кесте. Кейбір газ буларының температураға тәуелді өзара диффузиялық коэффициенттері

Газ буы	Температура, К							
	298	400	500	600	700	800	900	1000
	Өзара диффузия коэффициенті, см <sup>2</sup> /с							
H <sub>2</sub> - N <sub>2</sub>	0,80	1,32	1,93	2,63	3,42	4,30	5,25	6,28
H <sub>2</sub> – CH <sub>4</sub>	0,73	1,32	1,95	2,68	3,50	4,42	5,00	6,00
N <sub>2</sub> - CH <sub>4</sub>	0,220	0,391	0,584	0,811	1,07	1,36	1,61	1,95

Алынған нәтижелер температурасы өзгерген қымбат газ қоспаларындағы диффузиялық процесті толық ашуға мүмкіндік береді, әр компонентінің өзгеруін бағалайды және толықтай массалық ауысуын көрсетеді, қымбат тәжірибелерді қолданбай – ақ соңғы нәтижелерді ықшамды түрде функциялық тәуелділік арқылы көрсетуге болады.

Зерттеулер барысында температурасы 298 – 1000 К аралығында құрамында әртүрлі концентрациялы сутегі, азот және метан бар газ жүйелерінің эффективтік диффузия коэффициенттерінің температуралық тәуелділігі есептелді. Көрсетілген құрамдар табиғи газдан аммиакты синтездеу кезінде қолданылады. Алынған нәтижелер анықтамалық мәлімет ретінде қолданылуы мүмкін.

### Әдебиеттер

1. Айтқожаев А.З., Болотов И.В., Жаврин Ю.И., Косов Н.Д., Курмакаев Ф.З. Система водород-азот-метан. Эффективные коэффициенты диффузии компонентов при температуре 298,0 К в области давлений от 1,0 до 5,0 МПа и концентраций газов в исходных бинарных смесях от 0,1 до 0,9 мольных долей // Таблицы РСД зарегистрированы во Всесоюзном научно-исследовательском центре по материалам и веществам Госстандарта 19.09.1989 г. под № ГСССД Р. 340-89.

2. Жаврин Ю.И., Косов Н.Д., Новосад З.И. Описание нестационарной диффузии в многокомпонентных газовых смесях методом эффективных коэффициентов // ЖФХ. – 1975. – Т. 49, № 3. – С. 706-709.

## О СТАЦИОНАРНОМ 2-D МОДЕЛЕ ВЕТРОТУРБИНЫ ДАРЬЕ

Р.К.Манатбаев, А.К.Тулепбергенов К.Е.Шерниязов, Узакова Ж.И.  
*КазНУ им. аль-Фараби, г.Алматы, Республика Казахстан*

Ветроурубина карусельного типа Дарье относится к виду вертикально-осевой ветроурубины, которая работает за счет действия подъемной силы на профиль рабочей лопасти [1-3].

В этой работе разрабатывается вихревая модель для расчета аэродинамических параметров ветроурубины карусельного типа. Систему отсчета берем с пересечением линии оси симметрии с линией вдоль рабочей лопасти. Систему координат представим вращающейся вместе с рабочей лопастью с постоянной скоростью  $\omega$  и она получается двумерной. Вращение турбины рассматриваем установившимся. Рабочая лопасть создает возмущение на стационарный воздушный поток, и эти возмущения заменяются вихревыми системами. Рабочую лопасть заменяем системой вихрей, называемой присоединенными вихрями, а перенос возмущения по потоку происходит с конца лопасти (в следе) и она называется вихревой пеленой [4-6]. Аэродинамические параметры рабочей лопасти: скорости на бесконечности, угол атаки, а также угловая скорость вращения считаем известными. В данной работе не рассматриваются краевые эффекты возникающие на конце крыла (такие как перетекание среды с верхней части крыла на нижнюю часть, а также другие разрывные и нестационарные течения), поэтому мы можем считать, что распределение интенсивности вихря постоянным вдоль вихревого отрезка. Делая такие ограничения, мы можем определить интенсивность вихря по определенно заданному крыловому профилю.

Зависимость коэффициента подъемной силы  $C_y$  и угла атаки  $\alpha$  берется из экспериментального соотношения [5-7]. Потом рассматриваются за счет вихревых систем, как будут меняться поле скорости по всей области. Этот процесс описывается формулой Био-Савара в виде интегральных соотношений комплексного переменного.

### Список использованных источников

- 1 Турян К. Дж., Стрикленд Дж., Х., Бэрг Д.Э. Мощность ветроэлектрических агрегатов с вертикальной осью вращения //Аэрокосмическая техника – 1988. – № 8. – С. 105-121.
- 2 Ершина А.К., Ершин Ш.А., Жапбасбаев У.К. Основы теории ветроурубины Дарье. – Алматы, 2001. – 104 с.
- 3 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
- 4 Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. М.: Наука. 1987. – 840с.
- 5 Ершина А.К., Ершин Ш.А., Гуль В.И., Тулепбергенов А.К. Экспериментальное исследование поле течения стационарного воздушного потока при работе четырехлопастной турбины "Дарье". // Известия МН-АН РК: Серия физико-математическая. – 2000. – № 3(211). – С. 72-78.
- 6 Tulepbergenov A.K., Sherniazov K.E. About one application of methods of the complex analysis in modeling wind turbine of round robin type. // III TWMC. – Kazakhstan, Almaty, 2009. – С.119.
- 7 Shahbaz Yershin, Ainakul Yershina, 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.

## О НЕСТАЦИОНАРНОМ РЕЖИМЕ РАБОТЫ ВЕТРОТУРБИНЫ ДАРЬЕ

Б.Т. Елубаева, Р.К.Манатбаев, А.К.Тулепбергенов, Ж.Р.Уалиев  
 КазНУ им. аль-Фараби, г.Алматы, Республика Казахстан

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

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

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

Разность времени выразим

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

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

$$dt = \frac{T}{2\pi} d\theta = \frac{1}{\omega} d\theta, \quad (3)$$

В формулу (1) подставив (3) получим

$$\omega \frac{dL_z}{d\theta} = M_{турб} + \sum M_i, \quad (4)$$

Формулу (4) напишем в разностном виде

$$\omega^{n+1} = \omega^n + \frac{(R_L \sin \alpha - R_D \cos \alpha)r_o + \sum M_i}{I\omega^n} (\theta^{n+1} - \theta^n), \quad (5)$$

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

Таким образом, определения угловой скорости  $\omega$  будет продолжаться, пока не сойдется к своему единственному значению (см.рис. 1).

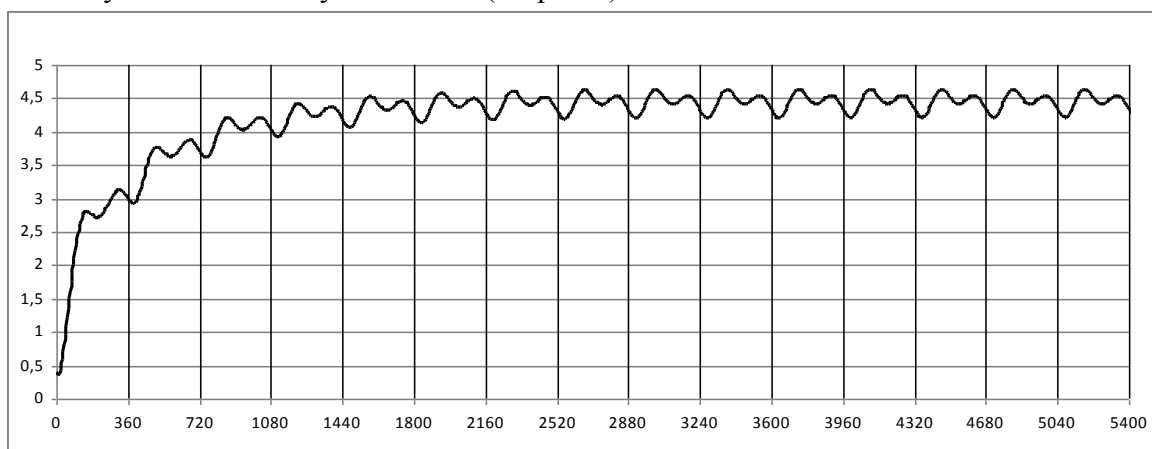


Рисунок 1 – График зависимости угловой скорости от положения движущейся рабочей лопасти при относительно малой величине  $I=0,5$  и без учета сопротивления на турбину.

## ПРОИЗВОДСТВО АСФАЛЬТОБЕТОННОЙ СМЕСИ НА ПРИМЕРЕ ПРОИЗВОДСТВЕННОЙ БАЗЫ ТОО «К-КУРЫЛЫС»

Танатаркызы А.

КазНУ им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан

Асфальтобетонный завод (АБЗ) — производственное предприятие (комплекс машин, зданий и сооружений), предназначенное для изготовления асфальтобетонных и битумоминеральных смесей, используемых при строительстве и ремонте асфальтового покрытия.

Существует два подхода к проектированию составов асфальтобетонных смесей. Первый — подбор смеси с непрерывной гранулометрией каменного материала, так называемый *Макадам*, в честь Д.Л.Мак-Адама, разработавшего технологию строительства дорог с щебеночным покрытием. Этот вариант гарантирует высокие механические свойства покрытия благодаря расклиниванию мелкими фракциями щебня более крупных фракций. При втором способе подбора смеси — по принципу плотного бетона — разрешается применять каменные материалы с окатаной формой зерен и прерывистой гранулометрией, при отсутствии какой-либо фракции минеральных материалов [1,2].

В Казахстане существуют множество АБЗ, один из которых – товарищество с ограниченной ответственностью «К-Курылыс», созданное в 2004 году. Стационарный завод расположен в районе промышленной зоны г. Кызылорда. Основное направление организации – строительство автомобильных и различных, буровых и вахтовых площадок, полигонов для захоронения отходов, гидротехнических сооружений и др. производственных объектов. Производственная база оснащена современными оборудованием по обслуживанию и ремонту техники. На сегодняшний день ТОО «К-Курылыс» было построено более 1000 км подъездных автодорог, буровых площадок и полигонов для захоронения буровых отходов для нефтяных, урановых и др. месторождений на территории Кызылординской, Южно-Казахстанской, Карагандинской, Западноказахстанской областей и г. Астана.

ТОО «К-Курылыс» тесно сотрудничает с корейскими партнерами, в частности, с компаниями «Sealang». На базе этого сотрудничества был построен АБЗ (Асфальтобетонный завод), который начал функционировать с июля месяца 2008 года.

Процесс выпуска асфальтобетонной смеси полностью компьютеризирован и автоматичен, что позволяет сохранять и улучшать качественные показатели выпускаемой продукции. Выпускаемая асфальтобетонная смесь делится на плотную и пористую, мелкозернистую и крупнозернистую, холодную и горячую. Состав асфальтобетонных смесей на 1 тонну которых определяется как в таблице 1 по [3].

Таблица 1

Горячая плотная крупнозернистая, тип А

наименование материалов	ед. изм	количество
песок	м <sup>3</sup>	0,228
щебень из природного камня для строительных работ М-1200 фракции свыше 40 мм	м <sup>3</sup>	0,382
битум нефтяной дорожный вязкий, марка БНД	т	0,0561
порошок минеральный	т	0,0668
поверхностно-активные добавки	кг	0,39

Список литературы:

1. Клушанцев Б. В., Колышев В. И., Костин П. П., Силкин В. В., Соловьев Б. Н. Асфальтобетонные и цементобетонные заводы. Справочник. — М.: Машиностроение, 1982.

## АЭРОДИНАМИКАЛЫҚ ӨЛШЕУЛЕРДІҢ МЕТРОЛОГИЯЛЫҚ АСПЕКТІЛЕРІ

Ғ.К. Төлеуов, Ш.А. Болысбекова

*Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Алматы, Қазақстан*

Сенімдеу және калибрлеу жұмыстарын жүргізу арқылы өлшеу барысында дәлдікті арттырыу заманауи метрология саласында аса актуальді мәселелердің біріне айналған. Метрология саласында соңғы жылдары шыққан стандарттар, техникалық шарттар, нұсқамалар, әдістемелердесенімдеу жұмыстарына қатаң талаптар қойылуда.

Өз кезегінде ғылыми зерттеу жұмыстары аса жоғары дәлдікті талап етеді. Сондықтан зерттеу деқандай да бір шамаларды өлшеу, тіркеу барысындағы жүйелі қателіктерді мейлінше азайту үшін барлық құралдарға тарировкалау, өлшемдеу жұмыстарының жүргізілуі маңызды.

«Аэродинамикалық өлшеулердің метрологиялық аспектілері» деп аталатын зерттеу жұмысында дәл осы жоғарыда аталған мәселелер қарастырылып бірнеше зерттеулер жасалынды. Осы жұмыста біз ағыншалардың аэродинамикалық сипаттамаларын қарастырмас бұрын жылдамдық, қысым, температураны тіркеуші және өлшеу приборларына тарировкалық, өлшемдеу жұмыстарын жүргіздік. Атап айтқанда, микроанометр, Прандль түтікшесі (жылдамдық бойынша және қиылу бұрышы бойынша), Питоның қарама-қарсы қойылған түтікшесі, термоанометр тарировкаланды, термоқосақ, жазба құралы градуирленді.

Алдымен микроанометрді компенсациялық микроанометрінің көмегімен тарировкалап алдық. Тарировкалау нәтижесінде микроанометрдің көлбеулік коэффициенті  $k=0,2$  болған кезде тарировкалау коэффициенті  $k_T=0,198$ , сәйкесінше  $k=0,4$   $k_T=0,396$  және  $k=0,8$   $k_T=0,81$  болды.

Микроанометр тарировкаланып болғаннан кейін, қысымды тіркеуге арналған индуктивті түрлендіргіштің құрылым схемасындағы екі координатты ПДП4-002 жазба құралы у координатасы бойынша микроанометр бағанының биіктігіне қатысты өлшемделді.

Прандль түтікшесіне тарировкалау жасау барысында өлшенетін мәндер дәлірек болу үшін жоғарыдағы микроанометрді қолдандық және эталондық прибор ретінде Пито түтікшесін алдық. Нәтижесінде Прандль түтікшесінің тарировкалау коэффициенті  $\xi = 1,0473$  және оның салыстырмалы қателігі  $\xi_{\xi} = 2,6\%$  болды.

Термоанометрді тарировкалау үшін микроанометрді және эталондық прибор ретінде Пито түтікшесін алдық. Тарировкалау нәтижесіне нағынның орташа жылдамдығын есептеу өрнегін шығарып алуға бол ады:

$$\bar{U} = \left( \frac{\bar{E}^2 - 5,20}{2,615} \right)^2.$$

Температураның таралуын өлшеу үшін құрылымында екі координатты ПДП4-002 жазба құралы бар тағы бір блок схема қолданылды. Бұл жағдайда осы жазба құралының у координатасы бойынша орын ауыстыруы сынап термометрінің көрсетуі бойынша өлшемделді.

## ОБ ОДНОМ РАСЧЕТЕ ВРАЩЕНИЯ ВЕТРОТУРБИНЫ БИДАРЬЕ

Ш.А.Ершин<sup>1</sup>, А.К.Ершина<sup>2</sup>, Р.К.Манатбаев<sup>1</sup>, А.К.Тулепбергенов<sup>1</sup>  
КазНУ им. аль-Фараби<sup>1</sup>, КазГосЖенПУ<sup>2</sup>, г.Алматы, Республика Казахстан

Имеется много модификаций ветроэнергетических устройств, главным элементом которых является ветротурбина, преобразующая стихийную энергию ветра в созидательную механическую. В зависимости от конструкции и назначения они могут иметь различные характеристики. На рис.1 приведены характеристические кривые для некоторых видов применяемых в настоящее время ветротурбин.

Наибольшее распространение получили пропеллерные ветротурбины. Тут сказались как исторически сложившиеся традиции, так и хорошо освоенная промышленностью технология изготовления самолетных пропеллеров. Однако в последние годы появились интерес к новому типу ветротурбин с вертикальной осью вращения системы Дарье [1,4]. Для создания вращательного момента здесь используются крыловые профили с возникающей на них подъемной силой крыла.

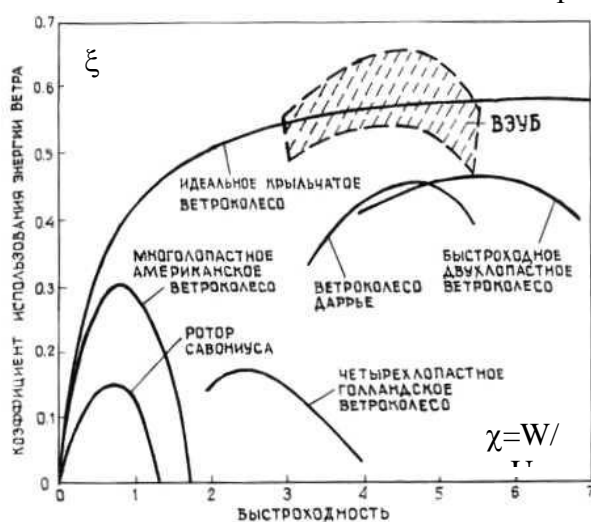


Рисунок 1. Зависимости коэффициента использования энергии ветра  $\xi$  для различных типов и конструкций ветротурбин от степени их быстроходности  $\chi$

Более того ветроагрегат «Бидарье» позволяет снять значительно большее количество энергии ветра. Это еще одно достоинство Бидарье. В докладе будут подробно излагаться математическое описание вращения ветротурбины Бидарье и анализ полученных результатов из расчета.

### Список использованных источников

1. Wind power. Recent developments Editor bu D.J.De Renzo Noves data corporation Park ridge. New-Jersey. 1979. – 272p.
2. Ершина А.К., Ершин Ш.А., Жапбасбаев У.К. Основы теории ветротурбины Дарье. – Алматы, 2001. – 104 с.
3. Ершина А.К., Ершин Ш.А., Гуль В.И., Тулепбергенов А.К. Экспериментальное исследование поле течения стационарного воздушного потока при работе четырехлопастной турбины "Дарье". // Известия МН-АН РК, серия физико-математическая – 2000. № 3 (211). - С. 72-78.

Ветротурбина Дарье имеет 2 диаметрально противоположно расположенные лопасти (иногда 3 равноудаленных друг от друга), представляющие собой симметричные относительно хорды крыловые профили NASA. Аппарат Дарье имеет следующие преимущества перед пропеллерными ветротурбинами: 1) вследствие вертикально-осевого вращения турбины направление ветра не играет роли; 2) электрогенератор и другое оборудование расположены на уровне земли, что облегчает конструкцию машины большой мощности, техническое обслуживание и ремонт; 3) имеет высокий коэффициент использования энергии ветра ( $\xi=0,45$ ). По своим технико-экономическим показателям эти агрегаты нисколько не уступают пропеллерным (см. рис.1).

4. Турян К. Дж., Стрикленд Дж., Х., Бэрг Д.Э. Мощность ветроэлектрических агрегатов с вертикальной осью вращения. //Аэрокосмическая техника 1988. № 8. -С. 105-121.

## ЖАРТЫЛАЙ ШЕКТЕЛГЕН ЖАЗЫҚ АҒЫНШАНЫҢ АЭРОДИНАМИКАСЫ

Исатаев С.И., Исатаев М.С., Төлеуов Ғ., Токсанбаева А., Байсан Р., Есім Н.  
*ал-Фараби атындағы Қазақ Ұлттық Университеті, ЭТФҒЗИ, Алматы, Қазақстан*

Жартылай шектелген жазық турбуленттік ағыншаны және шексіз жіңішке саңылау маңайынан атқылаған тегіс пластинаны қарастырайық. Сол сұйықтықпен толтырылған ортада ағынша таралады.

Осы орташаланған жылдамдықтың проекциясының өстерін  $u$  және  $v$  деп белгілейміз. Жартылай шектелген ағыншаның турбуленттік қозғалысын мына теңдеумен сипаттаймыз:

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau}{\partial y}$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0,$$

шектелген шартпен

$$u=v=0, y=0, v=0, y=\infty.$$

Жартылай шектелген турбуленттік ағыншаның басын интегралдық шарттың сақталуынан ала алмағандықтан, осы ұқсастық шарттарын ламинарлық ағыншаға, кейбір  $x$  қиылысуларында жылдамдықтың максимал мәндерін беру қажет, мысалы

$$u_m = u_m^0, x = x_0,$$

мұнда  $u_m$  және  $x_0$  тәжірибеден анықталуы тиіс. Жартылай шектелген ағыншаның жылдамдық профилін өлшеу нәтижесінен алынған қорытынды, жазықтықпен [1], цилиндрлік [2] және сфералық [3] беттерімен таралуы, барлық жағдайларда жылдамдықтың мөлшерсіз профилі бір-бірімен дәл сәйкес келеді, және мына түрде беріледі:

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

мұнда,  $u_m$  – ағыншаның максимал жылдамдығы,  $\eta = y/\delta$ ,  $\delta$  – қашықтық, қабырғадан нүктеге дейін есептейміз, осындағы жылдамдықтың көлемі максималдың жартысына тең.

Әдебиеттер:

1. Исатаев С.И., Ползик В.В., Исатаев М.С. Влияние ограничивающих стенок на изменение скорости в плоской струе // Вестник КазГУ. Серия физическая. - 2000. - №1 (8). - с. 171-176.

2. Trentacoste N., Sforza P.M. An experimental investigation of three – dimensional free mixing in incompressible, turbulent free jets Polytechnic Institute of Brooklyn, PIBAL. Rept. 871 – Brooklyn, 1966. – P. 16-18.

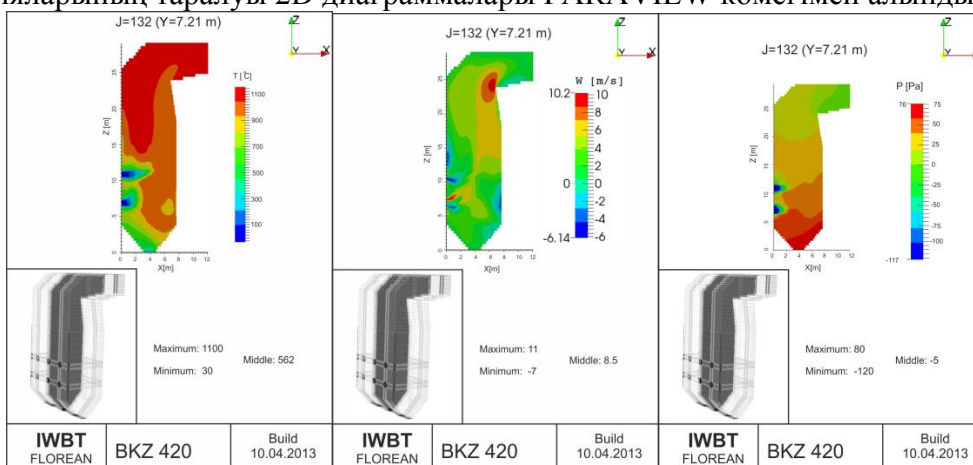
3. Sforza P.M., Trentacoste N. Furtrer experimental results for three – dimensional free jets // AIAA J. – 1967. - Vol.5, №5. – P. 885-890.

## FLOREAN БАҒДАРЛАМАЛЫҚ ҚҰРАЛЫ АРҚЫЛЫ БКЗ-420 ЖАНУ ҚАЗАНДЫҒЫНДАҒЫ ЖЫЛУФИЗИКАЛЫҚ ПРОЦЕСТЕРДІ ЗЕРТТЕУ

Асқарова Ә.С., Бөлегенова С.Ә., Бекмухамет А., Ниетпаева А.А., Усербаев Б.  
әл-Фараби атындағы ҚазҰУ, Алматы, Қазақстан

Жану құбылыстарын математикалық жолмен сипаттау - Навье-Стокс теңдеулерінің негізінде құрылады және Лагранж, Лаплас, масса-жылу алмасу, турбуленттік теңдеулермен сипатталады. Аталған теңдеулерді шекаралық шарттарға сүйене отырып есептеудің шешілуін жеңілдете аламыз. Бірақ, бұл теңдеулерді аналитикалық жолмен шешу мүмкін емес, әрі біз көздеген мақсатымызға жете алмаймыз[1]. Бұл теңдеулерді шешудегі мақсат пен мәселелер, ол экономикалық және экологиялық тиімділіктер негізіндегі қажеттіліктен туындайды. Ал бізге халықаралық стандартты CFD кодтарды қолдану арқылы жоғары деңгейдегі дәлдігі жоғары нәтижелерге қол жеткізуге мүмкіндік береді. Мәселен, жылу электр станциясының қазандығынан атмосфераға шығатын CO және CO<sub>2</sub>, NO<sub>x</sub> типтегі зиянды газдардың шығу мөлшерін есептеуге мүмкіндік береді.

БКЗ-420 жану камерасының ішіндегі термохимиялық процесті жан-жақты және жоғары дәлдікпен сипаттау үшін зерттеліп отырған объектіге құрылған бейсызық дифференциал теңдеулерге қолданатын сандық әдістің қасиетіне және айнымалылар өзгеру қадамының үлкен - кішілігіне тікелей байланысты. Бірақ 3D бейнелеулер кезінде компьютердің есептеу уақытының ұзын-қысқалылығы сол қадамдар өлшеміне тәуелді[2]. Алынған БКЗ-420 жану камерасының сандық мәліметтерін **Paraview** көмегімен 2D диаграммалар алу. БКЗ-420-140-7с жану қазандығында жылдамдық құраушыларының V(u,v,w) X, Y, Z бағыттары бойынша, жану камерасының (z=6.2 m) және (z=10.75 m) кесінділеріндегі таралуы сонымен қатар жану камерасының шығысындағы және Y<sub>1</sub>=2.85m, Y<sub>2</sub>=7.2m, Y<sub>3</sub>=11.69m ендігі бойынша кесінділеріндегі CO, CO<sub>2</sub> газ концентрацияларының таралуы 2D диаграммалары PARAVIEW көмегімен алынды.



БКЗ-420 қазандығы биіктігі бойынша температура, жылдамдық, қысымның таралуы

Әдебиеттер:



[1] Aliyarov B.K., Mastering Ekibastuz coal combustion in thermal power plants. Almaty: 1996. - 272.

[2] Leithner, R., Müller, H. CFD studies for boilers// Second M.I.T. Conference on computational Fluid and Solid Mechanics, Cambridge, 2003.

## КОЛЕБАТЕЛЬНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ В ТРЕХКОМПОНЕНТНЫХ ГАЗОВЫХ СМЕСЯХ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ДАВЛЕНИЯХ С УЧЕТОМ РЕАЛЬНЫХ СВОЙСТВ СМЕШИВАЮЩИХСЯ КОМПОНЕНТОВ

В.Н. Косов<sup>1</sup>, М.С. Молдабекова<sup>1</sup>, В. Мукамеденкызы<sup>2</sup>, О.В. Федоренко<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Казахский педагогический университет им. Абая, Алматы, Казахстан

<sup>2</sup>Научно-исследовательский институт экспериментальной и теоретической физики, Алматы, Казахстан

Неустойчивость механического равновесия в трехкомпонентных газовых смесях обусловлена рядом термодинамических параметров смешивающихся компонентов, а также геометрией диффузионного канала [1-3]. Анализ экспериментальных данных, приведенный в большинстве работ по определению границы устойчивости в трехкомпонентных газовых смесях свидетельствует о том, что опыты проводились в условиях, когда бинарная смесь газов, массовая плотность которой была меньше, чем плотность третьего компонента, всегда помещалась в верхней части диффузионного аппарата, а однокомпонентный газ – в нижней [1-5]. В работе [5] проведены исследования по изучению неустойчивого режима в системе He(1) + Ar(2)–N<sub>2</sub>(3) на установке, реализующий двухколбовый метод, при любой ориентации газов в аппарате относительно диффузионного канала. В качестве параметра-индикатора, определяющего переход в конвективный режим, выступало давление. Для этой смеси авторами показано наличие двух типов неустойчивости механического равновесия смеси, один из которых имеет место при  $R_1 > 0$ ,  $R_2 < 0$ , а другой при  $R_1 < 0$ ,  $R_2 > 0$ , где  $R_i$  – парциальные числа Рэлея легкого и тяжелого компонента соответственно. В первом случае ( $R_1 > 0$ ,  $R_2 < 0$ ) соответствует колебательной неустойчивости, а второй ( $R_1 < 0$ ,  $R_2 > 0$ ) – монотонной неустойчивости.

Однако теоретический анализ по определению областей с монотонной и колебательной неустойчивостью проводился без учета реальных свойств смешивающихся компонентов.

В данной работе проведена оценка влияния кластерного состава в газе на границу кинетического перехода «диффузия – гравитационная конвекция». Рассматривались газовые смеси N<sub>2</sub>(3) – He(1) + Ar(2), He-Ar-(Ar)<sub>2</sub> и N<sub>2</sub>-Ar-(Ar)<sub>2</sub>. Предполагалось, что молекулы аргона ассоциируются в бинарные группы – димеры. Кластерный состав тяжелого компонента Ar рассчитывался на основе анализа вириального уравнения состояния по методике, описанной в работе [6]. Области диффузии и колебательной неустойчивости в кластерном приближении при различных давлениях определены с использованием подходов, приведенных в [7].

Литература

1. Жаврин Ю.И., Косов Н.Д., Белов С.М., Тарасов С.Б. // ЖТФ. 1984. Т. 54ю № 5. С. 943-947.

2. Жаврин Ю.И., Косов В.Н. // Теплофизика и аэромеханика. 1995. Т. 2. № 2. С. 145-151.

3. Жаврин Ю.И., Косов В.Н. // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 19. В. 10. С. 18-21.
4. Жаврин Ю.И., Косов В.Н., Кульжанов Д.У., Каратаева К.К. // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. В. 24. С. 76-79.
5. Жаврин Ю.И., Косов В.Н., Кульжанов Д.У., Каратаева К.К. // Известия НАН РК. Серия. физ.-мат. 2000. № 6. С. 62-69.
6. Calo J.M., Brown J.H. // J. Chem. Phys. 1974. V.61. №10. P.3931-3944

## ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА, ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА И ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

### SILHOUETTE OF ROTATING 5D BLACK HOLE

Atamurotov F<sup>1</sup>. and Pardaev N<sup>2</sup>.

<sup>1</sup>*Institute of Nuclear Physics, Tashkent 100214, Uzbekistan*

<sup>2</sup>*National University of Uzbekistan, Tashkent, Uzbekistan*

Black holes are very interesting gravitational, as well as geometric, objects which may exist in multidimensional spacetimes. Other interesting axisymmetric object is the five dimensional supergravity black hole [1,2], which is an important solution of supergravity Einstein-Maxwell equation.

The five-dimensional rotating black hole is described by the Myers-Perry metric [2]:

$$ds^2 = -dt^2 + \frac{\rho^2}{4\Delta} dr^2 + \rho^2 d\theta^2 + (r^2 + a^2) \sin^2 \theta d\phi^2 + (r^2 + b^2) \cos^2 \theta d\psi^2 + \frac{4M^2}{\rho^2} (dt + a \sin^2 \theta d\phi + b \cos^2 \theta d\psi)^2 \quad (1)$$

$$\Delta = \frac{(r^2 + a^2)^2}{r^2} - 2Mr, \quad \rho^2 = r^2 + a^2 \cos^2 \theta + b^2 \sin^2 \theta .$$

(2)

Here  $a, b$  are angular momentum per total mass of black hole  $M$ . In the case  $a = b$ .

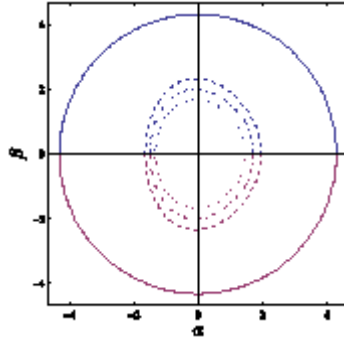
Adopting the celestial coordinates is very convenient to describe the shadow [3,4]:

$$\alpha = \lim_{r_0 \rightarrow \infty} \left( -r_0^2 \left( \sin^2 \theta_0 \frac{d\phi}{dr} + \cos^2 \theta_0 \frac{d\psi}{dr} \right) \right) \quad (3)$$

$$\beta = \lim_{r_0 \rightarrow \infty} r_0^2 \frac{d\theta}{dr} \quad (4)$$

since here an observer far away from the black hole is considered  $r_0 \rightarrow \infty$ ,  $\theta_0$  is the angular coordinate of the observer, i.e. the inclination angle between the rotation axis of the black hole and the line of sight of the observer.

Fig.1 Silhouette of the shadow cast by black hole situated at the origin of coordinates with inclination angle  $\theta_0 = 0$  having a black hole angular momentum  $a$  ( $a = 0.5$ (solidline),  $a = 1$ (dashedline),  $a = 1.2$ (dot-dashedline),  $a = 1.4$ (dot-dashedline)). We have analyzed how the shadow of the black hole is distorted by the presence of the rotating parameter in 5D. We have shown that with increasing rotating, the radius of the shadow of the black hole decreases, but distortion parameter increasing.



References:

1. Z. W. Chong, M. Cvetič, H. Lu and C. N. Pope, Phys. Rev. Lett. 95d, 161301 (2005).
2. R. C. Myers and M. J. Perry, Annals Phys. 172, 304 (1986).
3. S. E. Vazquez and E. P. Esteban, Nuovo Cimento Soc. Ital. Fis. 119B, 489 (2004).
4. Atamurotov F. S., Abdujabbarov A. A., Ahmedov B. J., Phys. Rev. D 88, 064004(2013).

## ENERGY EXTRACTION FROM D-DIMENSIONAL BLACK HOLE

B. A. Toshmatov

*Institute of Nuclear Physics, Ulughbek, Tashkent 100214, Uzbekistan*

In general the spacetime metric for d-dimensional Anti-de Sitter ( $\Lambda < 0$ ) spacetime with multiple rotation parameters in cylindrical symmetry was generalized by Lemos [1]. In one of the simplest case which black hole has only one rotation parameter, namely black hole rotates around only one rotation axis this spacetime metric takes a form [2]:

$$dS^2 = -f(r)(\Xi dt - a d\varphi)^2 + \frac{r^2}{l^4} (adt - \Xi d\varphi)^2 + \frac{dr^2}{f(r)} - \frac{r^2}{l^2} dz^2 + r^2 d\Omega_{d-4}^2$$

Where  $\Xi = \sqrt{1 + \frac{a^2}{l^2}}$ ,  $f(r) = \frac{r^2}{l^2} - \frac{M}{r^{d-3}}$ , a-rotation parameter and  $l$  –cosmological parameter.

$\varphi \in [0; 2\pi]$ ,  $z \in [-\infty; \infty]$ .

In order to calculate efficiency of the energy extraction from the black hole by Penrose process we have considered that particle moves at the equatorial plane ( $z = \text{const}$ ,  $d\Omega_{d-4}^2 = 0$ ). The maximum value of efficiency of the extracted energy occurs when particle splits into pieces at the horizon [3]:

$$\eta_{max} = \frac{\sqrt{1+g_{tt}}-1}{2} \Big|_{r=r_+}, \text{ where } r_+ \text{ –radius of event horizon.}$$

	d=4	d=5	d=6	d=7	d=8	d=9
a=0.3	3.9 %	4.2 %	4.4 %	4.5 %	4.6 %	4.7 %
a=0.5	10.3 %	11 %	11.4 %	11.8 %	12 %	12.2 %
a=0.7	18.7 %	20 %	20.7 %	21.2 %	21.6 %	22 %
a=0.9	28.5 %	30.3 %	31.4 %	32.2 %	32.8 %	33.2 %
a=1	33.9 %	35.9 %	37.2 %	38 %	38.7 %	39.2 %
a=1.2		47.6 %	49.2 %	50.4 %	51.2 %	51.8 %

Tab. 1. The value of efficiency of the extracted energy from the black hole by Penrose process in some higher dimensions when  $l=0.8$ .

As you see from the Tab. 1. There is no upper limit of the efficiency of the energy extraction from the black hole by Penrose process in cylindrical d-dimensional black hole. By increasing the value of the rotation parameter  $a$  or decreasing the value of the cosmological parameter  $l$  one can achieve infinite value of the efficiency of energy extraction.

References:

1. Jose P.S. Lemos, Phys. Lett. B. **353**, 46 (1995),
2. Awad Adel M., Classical and Quantum Gravity, **20**, 2827 (2003),
3. Masato Nozawa, Kei-chi Maeda, Phys. Rev. D. **71**, 084028 (2008).

## DESTROYING A NEAR-EXTREMAL KERR BLACK HOLE WITH A CHARGED PARTICLE

S.R. Shaymatov<sup>1,2</sup> and N. Pardaev<sup>3</sup>.

<sup>1</sup>*Institute of Nuclear Physics, Tashkent 100214, Uzbekistan*

<sup>2</sup>*Ulugh Beg Astronomical Institute, Tashkent, Uzbekistan*

<sup>3</sup>*National University of Uzbekistan, Tashkent 100214, Uzbekistan*

Recently, Jacobsan and Sotirio (JS) have shown that it is possible to destroy the rotating black holes by the infalling of non-spinning test particles across the event horizon and rotating black holes could be spun up past the extremal limit in the sense of neglecting the backreaction effects [1-4]. Here we briefly reproduce and try to approach this issue from the slightly different perspective. We investigate the near-extremal Kerr black hole by throwing charged test bodies across the black hole event horizon. Here we show that charged test body having angular momentum and energy can turn Kerr black hole into near Kerr-Newmann naked singularity in the sense of neglecting backreaction effects.

We define effective potential of the motion of charged particle a near extremal Kerr black hole as follows

$$V_{eff} = -\frac{\delta E^2}{2} \left[ 1 - \frac{3+bc(b-4)+4b\varepsilon+(4+b^2)\varepsilon^2}{r^2} + \frac{2-2bc(b-4)+4b\varepsilon+4c(4-b)\varepsilon+2(4+b^2)\varepsilon^2}{r^3} \right. \\ \left. + \frac{32\lambda-8b\lambda-(4-b)^2\lambda^2}{4r^2} + \frac{4b\lambda-16\lambda+(4-b)^2\lambda^2}{2r^3} \right] = -\frac{\delta E^2}{2} V_{eff}[b],$$

(1)

where  $\lambda = c/\varepsilon$ .

Investigating the features of effective potential given in Eq. (1) one can conclude that the shape of the effective potential as function of  $b$  can be only altered in the range  $3.4641 < b < 4$  where  $V_{eff} < 0$  is everywhere negative one outside the horizon, in which case the charged particle is captured all the way into the black hole. Consequently, after capture of the charged particle it is possible to achieve that the final parameters of the black hole are beyond extremal limit in which it can be able to destroy black hole horizon and turn extremal Kerr black hole into near Kerr-Newman naked singularity.

Fig.1 The dependence of the effective potential at given maximum radius  $r_{max}$  on the parametrization parameter  $b$  for the different values of charge parameter  $c$

References:

1. T. Jacobson and T.P. Sotiriou, J. Phys.Conf. Ser. **222**, 012041 (2010).
2. A. Saa and R. Santarelli, Phys. Rev. D **84**, 027501 (2011).
3. E. Barausse, V. Cardoso and G. Khunna, Phys. Rev. Lett. **105**, 261102 (2010).

## О СПЕКТРАЛЬНЫХ СВОЙСТВАХ ОПЕРАТОРА ЭНЕРГИИ ТРЕХЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМ В МОДЕЛИ ХАББАРДА

Ташпулатов Саъдулла Мамаражабович

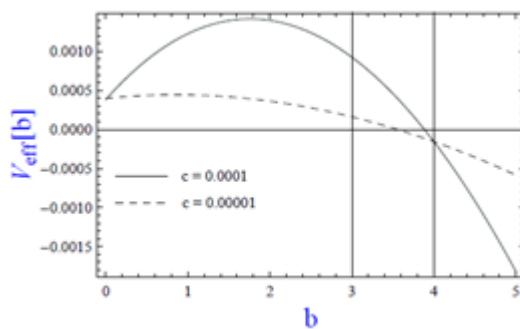
ИЯФ АН РУз., Ташкент, Узбекистан, E-mail: [sadullatashpulatov@yandex.ru](mailto:sadullatashpulatov@yandex.ru),  
[toshpul@inp.uz](mailto:toshpul@inp.uz)

Рассматривается оператор энергии трехэлектронных систем в модели Хаббарда и исследуется структура существенного спектра и дискретный спектр системы.

Гамильтониан рассматриваемой системы имеет вид:

$$H = A \sum_{m,\gamma} a_{m,\gamma}^+ a_{m,\gamma} + B \sum_{m,\gamma,\tau} a_{m,\gamma}^+ a_{m+\tau,\gamma} + U \sum_m a_{m,\uparrow}^+ a_{m,\uparrow} a_{m,\downarrow}^+ a_{m,\downarrow} \quad (1)$$

где  $A$  - энергия электрона в узле решетки,  $B$  - интеграл переноса электрона на соседние узлы; для удобства считаем, что  $B > 0$ ,  $\tau = \pm e_j$ ,  $j = 1, 2, \dots, \nu$ , где  $e_j$  - единичные орты, т.е. суммирование ведется по ближайшим соседям;  $U$  - параметр кулоновского взаимодействия двух электронов в одном узле,  $\gamma$  - спиновый индекс ( $\uparrow$  или  $\downarrow$ ), а  $a_{m,\gamma}^+$  и  $a_{m,\gamma}$ , соответственно, оператор рождения и уничтожения электрона в узле  $m \in Z^\nu$ ; через  $\uparrow$  и  $\downarrow$  обозначены, соответственно, значения спина  $\frac{1}{2}$  и  $-\frac{1}{2}$ .



Гамильтониан (1) действует в антисимметрическом Фоковском пространстве  $E^{as}$ . Пусть  $\varphi_0$  вакуумный вектор в пространстве  $E^{as}$ . Квартетное состояние соответствует свободному движению трехэлектронов на решетке со следующими базисными функциями  $q_{m,n,p}^{\frac{3}{2}} = a_{m\uparrow}^+ a_{n\uparrow}^+ a_{p\uparrow}^+ \varphi_0$ . Оператор трехэлектронного квартета  $H^q$  в квазиимпульсном представлении в пространстве  $L_2^{as}((T^\nu)^3)$  действует по формуле  $H^q f(x, y, z) = [3A +$

$+ 2B \sum_{i=1}^{\nu} (\cos x_i + \cos y_i + \cos z_i)] f(x, y, z)$ , где  $L_2^{as}$  – подпространство антисимметричных функций из  $L_2((T^{\nu})^3)$ .

Ясно, что спектр оператора  $H^a$  состоит только из непрерывного спектра, состоящего из отрезка  $[3A - 6B\nu, 3A + 6B\nu]$ . Следовательно, спектр кватерного состояния не зависит от кулоновского взаимодействия  $U$  и представляет собой энергии трех невзаимодействующих электронов, движущихся в кристалле. Такой результат вполне естественен, поскольку кватерное состояние не может содержать состояний с двумя электронами в узле.

Теперь рассмотрим дублетное состояние. Дублетному состоянию соответствуют следующие базисные функции  ${}^1d_{m,n,p}^{\frac{1}{2}} = a_{m,\uparrow}^+ a_{n,\downarrow}^+ a_{p,\uparrow}^+ \varphi_0$ , и  ${}^2d_{m,n,p}^{\frac{1}{2}} = a_{m,\uparrow}^+ a_{n,\uparrow}^+ a_{p,\downarrow}^+ \varphi_0$ .

Таких состояний, как видно, два, они имеют различные происхождения.

Показано, что в одномерном и двумерном случаях существенные спектры этих дублетных состояний состоят из объединения трех отрезков, а дискретный спектр системы состоит из единственной точки, т. е. в системе существует единственное трехэлектронное антисвязанное состояние. В трехмерном случае существенный спектр системы может состоять из объединения трех, двух отрезков или из единственного отрезка. А дискретный спектр состоит из единственной точки или пуст. Найдены соответствующие условия, когда дискретный спектр состоит из единственной точки и когда пуст, существенный спектр системы состоит из объединения трех, двух отрезков или когда он состоит из единственного отрезка.

## **NEW DATA ON PARTIAL PHOTONEUTRON REACTION CROSS SECTIONS OBTAINED USING THE NEW APPROACH FOR ANALYSIS AND EVALUATION**

**B.S.Ishkhanov, M.A.Makarov, V.N.Orlin, N.N.Peskov, M.E.Stepanov, V.V.Varlamov**

Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics of Lomonosov Moscow State University

*119991 Moscow, Russia*

The large part of cross sections of partial photoneutron reactions, primarily  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, 2n)$  and  $(\gamma, 3n)$ , were obtained using quasimonoenergetic annihilation photons and the method of neutron multiplicity sorting at Livermore (USA) and Saclay (France). Unfortunately there are significant systematic disagreements between data – in many cases  $(\gamma, n)$  reaction cross sections have larger amplitudes at Saclay, but  $(\gamma, 2n)$  reaction cross sections vice versa at Livermore. Those data are included in many reviews [1], atlases [2, 3] and databases [for example, 4] and are demanded in both basic research and many applications. Because of that the problems of investigation of the reasons of disagreements mentioned, finding of objective criteria of data reliability and producing of methods for those disagreement overcoming are of present interest.

As data reliability objective criteria so called neutron transitional multiplicity functions – ratios  $F_i(\gamma, in) = \sigma(\gamma, in) / \sigma(\gamma, xn) = \sigma(\gamma, in) / [\sigma(\gamma, n) + 2\sigma(\gamma, 2n) + 3\sigma(\gamma, 3n) + \dots]$  were proposed [5]. Follow definitions functions  $F_i$  could not have absolute values higher than 1.00, 0.50, 0.33, ... , correspondingly for  $i = 1, 2, 3, \dots$ . Larger values mean definite incorrectness of neutron multiplicity sorting in experiment and therefore non-reliability of data obtained. Systematic

analysis of experimental data for  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, 2n)$  и  $(\gamma, 3n)$  reaction cross sections carried out for nuclei  $^{90,91,94}\text{Zr}$ ,  $^{115}\text{In}$ ,  $^{112,114,116,117,118,119,120,122,124}\text{Sn}$ ,  $^{159}\text{Tb}$ ,  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{181}\text{Ta}$ ,  $^{186,188,189,190,192}\text{Os}$ ,  $^{197}\text{Au}$ ,  $^{208}\text{Pb}$  revealed that many partial reaction cross section data are not reliable because in various energy ranges  $F^{\text{exp}}_1 < 0$ ,  $F^{\text{exp}}_2 > 0.50$ , and  $F^{\text{exp}}_3 > 0.33$ .

New experimentally–theoretical method for overcoming data disagreements and obtaining the reliable data was proposed on the base of using of experimental data for only neutron yield reaction cross sections  $\sigma(\gamma, xn)$  in combination with results of partial reaction cross sections calculated in the frame of combined preequilibrium photonuclear reaction model with using the Fermi-gas densities equations and taking into account the effects of nuclear deformation and GDR isospin splitting. Partial reaction cross sections evaluated by the way  $\sigma^{\text{eval}}(\gamma, in) = F^{\text{theor}}_i(\gamma, in) \cdot \sigma^{\text{exp}}(\gamma, xn)$  are not depended on the experimental neutron multiplicity sorting method shortcomings and are satisfied objective data reliability criteria.

New reliable data on partial and total photoneutron reaction cross sections were obtained [6] for majority of nuclei mentioned above. Evaluated data disagree with data obtained using the neutron multiplicity sorting method but agree with accessible data obtained using alternative activation method in which individual reaction is identified not by outgoing neutrons but by final nucleus produced.

Various physical consequences of “evaluated–experimental” data distinctions are discussed.

The work is supported by RFBR Grant N 13-02-00124.

1. B. L. Berman et.al., Rev. Mod. Phys., 47 (1975) 713.
2. S. S. Dietrich et.al., Atomic Data and Nucl Data Tables, 38 (1988) 199.
3. A. V. Varlamov et.al., INDC(NDS) – 394, IAEA NDS, Vienna, Austria, 1999.
4. Russia MSU SINP Centre for Photonuclear Experiments Data database “Nuclear Reaction Database (EXFOR)”, URL: <http://cdfexfor.msu.ru/exfor/index.php>.
5. V. V. Varlamov et al., Bull. Rus. Acad. Sci. Phys. 74, 842 (2010).
6. B. S. Ishkhanov et.al., Systematic disagreements between partial photoneutron reactions cross sections: New Approach to Analysis and Evaluation. MSU SINP Preprint 2013-1/884.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕЙТРОННОГО КАТАЛИЗА МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО

Абишев М.Е., Кенжебаев НБ., Хасанов М.К.

*КазНУ им. аль-Фараби*

В работе приведены результаты моделирования процесса облучения каталитического состава из элементов Рb-206, Рb-207, Рb-208, Рb-209, Вi-209, Вi-210, Рo-210, Рo211 тепловыми нейтронами. В модели рассматриваются особенности переходов между ядрами состава за счет поглощения нейтронов с последующими бета- и альфа-распадами, в результате чего содержание элементов в составе не меняется (такие переходные процессы назовем нейтронным катализом). В модели нейтронному облучению подвергается каждый элемент по отдельности с целью вычисления количества переходов в последующий элемент. После получения этих данных вычисляется процентное соотношение каждого элемента на один килограмм данного сплава. Таким образом при вычисленных начальных условиях (процентное соотношение каждого

элемента) данный состав подвергается облучению нейтронами и изучается его поведение во времени.

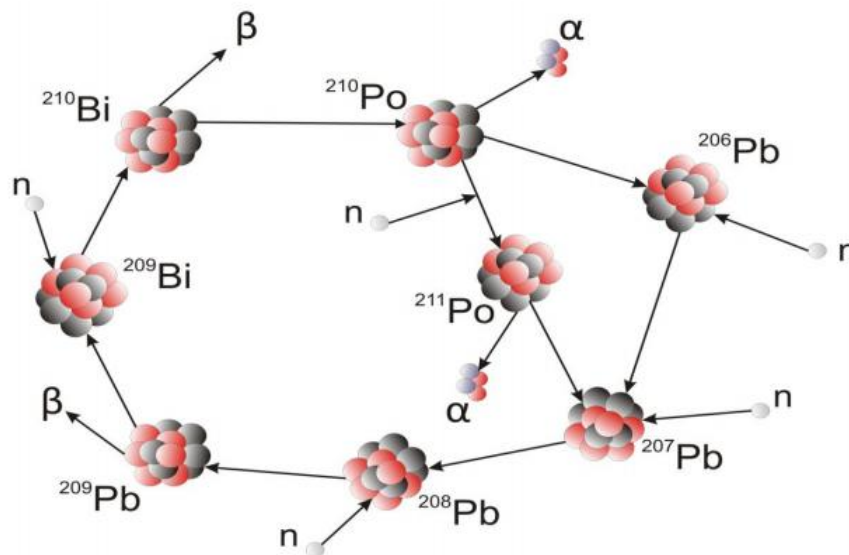


Рис. 1. Схема переходов при нейтронном катализе.

Были исследованы особенности переходов при различных спектрах и интенсивностях потоков. Результаты численных расчетов дают возможность говорить об устойчивости цикла переходов относительно колебаний потока.

## СКАЛЯРНО-ФЕРМИОННАЯ МОДЕЛЬ С МОДИФИЦИРОВАННЫМ ЛАГРАНЖИАНОМ

А. М. Азимханова, О. В. Разина

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

В современной космологии наряду с  $\Lambda$ CDM моделью существуют альтернативные способы объяснения сущности темной энергии, такие как: квинтэссенция, фантом, к-эссенция, тахион, f-эссенция, газ Чаплыгина и его обобщения и т.д.. Совсем недавно была предложена еще более общая модель, так называемая g-эссенция.

Действие для g-эссенции имеет вид

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} [R + 2K(X, Y, \varphi, \psi, \bar{\psi})] \quad (1)$$

Геометрией однородной изотропной Вселенной является метрика Фридмана-Робертсона-Уокера (ФРУ)

$$ds^2 = dt^2 - a(t)^2(dx^2 + dy^2 + dz^2).$$



В случае метрики ФРУ неканонические кинетические члены скалярного и фермионного полей имеют вид  $X = \frac{\dot{\varphi}^2}{2}$ ,  $Y = 0,5i(\bar{\psi}\gamma^0\dot{\psi} - \dot{\bar{\psi}}\gamma^0\psi)$ .

Рассмотрим лагранжиан g-эссенции в виде  $K=X+X^2+Y-V_1(\varphi)-V_2(u)$ , где  $V_1(\varphi)$ - потенциал скалярного поля,  $V_1(\varphi)$ - потенциал фермионного поля,  $u=\bar{\psi}\psi$ , варьируя действие (1) по  $a, \varphi, \psi$  находим уравнения Эйнштейна, Клейн-Гордона и Дирака для ФРУ

$$3H^2 - \rho = 0, \quad (2)$$

$$2\dot{H} + 3H^2 + p = 0, \quad (3)$$

$$\ddot{\varphi}(1 + 3\dot{\varphi}^2) + 3H(\dot{\varphi} + \dot{\varphi}^3) + V_{1\varphi} = 0, \quad (4)$$

$$\dot{\psi} + \frac{3}{2}H\psi + iV_{2u}\bar{\psi}\gamma^0 = 0, \quad (5)$$

$$\dot{\bar{\psi}} + \frac{3}{2}H\bar{\psi} - iV_{2u}\gamma^0\psi = 0, \quad (6)$$

$$\dot{\rho} + 3H(p + \rho) = 0, \quad (7)$$

где  $\rho = \frac{\dot{\varphi}^2}{2} + \frac{3\dot{\varphi}^4}{4} + V_1 + V_2$ ,  $p = \frac{\dot{\varphi}^2}{2} + \frac{\dot{\varphi}^4}{4} - V_1 - V_2 + V_{2u}u$ .

Рассмотрим одно из решений системы уравнений (2)-(7). Масштабный фактор и функция скалярного поля примут вид  $a = a_0 t^\alpha$  и  $\varphi = \varphi_0 t^\beta$ , где  $a_0, \alpha, \varphi_0, \beta$  – некие константы.

Соответствующие потенциалы скалярного и фермионного полей

$$V_1 = \frac{\beta^2 \varphi_0^2 \left(\frac{\varphi}{\varphi_0}\right)^{\frac{2(\beta-1)}{\beta}}}{2(\beta-1)} (-3\alpha + 1 - \beta) + \frac{3\beta^4 \varphi_0^4 \left(\frac{\varphi}{\varphi_0}\right)^{\frac{4(\beta-1)}{\beta}}}{4(\beta-1)} (-\alpha + 1 - \beta) + V_{10},$$

$$V_2 = 3\alpha^2 \left(\frac{c}{a_0^3 u}\right)^{-\frac{2}{3\alpha}} + \frac{3\alpha\beta^2 \varphi_0^2 \left(\frac{c}{a_0^3 u}\right)^{\frac{2(\beta-1)}{3\alpha}}}{4(\beta-1)} + \frac{3\alpha\beta^4 \varphi_0^4 \left(\frac{c}{a_0^3 u}\right)^{\frac{4(\beta-1)}{3\alpha}}}{4(\beta-1)} + V_{20},$$

где  $V_{10}, V_{20}$  – константы интегрирования.

Плотность энергии и давление

$$\rho = \frac{3\lambda^2}{t^2} + V_{10} + V_{20} \quad \text{и} \quad p = \frac{-3\lambda^2 + 2\alpha}{t^2} - V_{10} - V_{20}.$$

Параметры уравнения состояния, рывка и замедления соответственно равны

$$\omega = -1 + \frac{2}{3\alpha}, \quad j = 1 + \frac{2}{\alpha^2} - \frac{3}{\alpha}, \quad q = -1 + \frac{1}{\alpha}.$$

Рассмотрели модель g-эссенции для лагранжиана вида  $K=X+X^2+Y-V_1(\varphi)-V_2(u)$ . Нашли соответствующее решение и потенциалы скалярного и фермионного полей.

# ГЕОМЕТРОТЕРМОДИНАМИКА НЕЙТРАЛЬНЫХ ЧЕРНЫХ КОЛЕЦ

Алтайбаева А.Б.

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

Черное кольцо является точным решением из пяти одномерных уравнений поля Эйнштейна [1]:

$$R_{MN} - \frac{1}{2} R g_{MN} = 0, \quad M, N = 0 \dots 4. \quad (1)$$

Это решение является естественным продолжением решения вращающегося черной дыры Майера и Перри (МП) [2], так как, является асимптотически плоским и содержит две черные дыры с такими параметрами как масса  $M$  и угловой момент  $J$ . Она отличается от решения вращающегося черной дыры Керра в пяти измерениях тем что имеет нетривиальную топологию горизонта  $S^2 \times S^1$ . Таким образом заслуживает того, чтобы сохранить как точное решение теоремы единственности черной дыры, которое она нарушает [3], и утверждает, что любое асимптотически плоское решения уравнений гравитационного поля в вакууме должна быть асимптотически плоским и описываться решением Керра только с одним внутренним угловым моментом  $J$ . Также топология должна быть в общем виде  $S^{d-2}$ , где  $d$  указывает размерность пространства-времени. Но решение черного кольца имеет более двух угловых моментов, и если перейти к более высоким измерениям можно иметь больше возможности с угловыми моментами.

Черные объекты в пяти мерной эйнштейновской гравитации имеют точное решение с точки зрения черного кольца-черной дыры. Мотивируя изучение геометрии термодинамических черных объектов в этой статье изучается инвариантность Лежандра геометрии черного кольца и метрика в представлении энтропии. Метрика имеет некоторые особенности кривизны. Эти особенности указывают на фазовый переход между черной дырой и черным кольцом. Мы наблюдали фазовый переход в двух режимах пониженного углового момента, особенно за стабильностью, когда другие предыдущие методы не изучали фазовый переход, мы показываем, как ГТД в качестве дополнительных переходов предсказывает фазовые переходы. Наша работа представила некоторые новые функции в термодинамике черного кольца с использованием геометрических показателей.

В настоящей работе мы изучаем геометрию черного кольца в двух случаях: при малом или большом. С помощью инвариантности преобразование Лежандра мы покажем, что, можно восстановить геометрическим способом фазовые переходы от черной дырой к черным кольцам в самостоятельной последовательности. Помимо области устойчивости черных колец мы покажем, что существуют многие особые точки как полюсы скаляра Риччи соответствующей метрики. Это означает, что фазовый переход из черной дыры в черное кольцо не является уникальным и может быть скопирована несколько раз, если мы исследуем геометрию системы смеси за пределы интервала стабильности.

## СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1 R. Emparan and H. S. Reall, "A rotating black ring in five dimensions," Phys. Rev. Lett. 88 (2002) 101101 [arXiv:hep-th/0110260].

2 R. C. Myers and M. J. Perry, "Black Holes In Higher Dimensional Space-Times," Annals Phys. 172 (1986) 304.

3 R. Emparan, "Rotating circular strings, and infinite non-uniqueness of black rings," JHEP 0403 (2004) 064. [arXiv:hep-th/0402149].

## НУКЛОННО-ПАРНАЯ МОДЕЛЬ КОЛЛЕКТИВНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ ЯДЕР

Бактыбаев К., Далелханкызы А.

*НИИЭТФ, КазНУ им. Аль-Фараби, Алматы, Казахстан*

В работе дано микроскопическое обоснование модели взаимодействующих бозонов (МВБ) по описанию низко-энергетических коллективных возбуждений многонуклонных систем, и оно довольно хорошо обеспечивается учетом лишь  $S$  и  $D$ -парных оболочечных состояний в них. Вместе с тем это дает возможность обойти известные вычислительные трудности в микроскопическом рассмотрении  $s$  и  $d$ -бозонов МВБ как отображения  $S$  и  $D$  пар валентных нуклонов в ядрах. В качестве метода отображения фермионных парных состояний в бозонные взят метод Отсуки-Аримы-Якелло(ОАЯ). В таком  $SD$ - парном модельном фермионном пространстве Гамильтониан системы легко диагонализуется и он удовлетворительно воспроизводит спектры и вероятности электромагнитных переходов вибрационных, ротационных и  $\gamma$ - нестабильных ядер. Тем самым строится микроскопическая основа феноменологической МВБ для ядерных систем, вычисляются свободные параметры модели как фермионные матричные элементы парных сил взаимодействия нуклонов. С другой стороны используя обобщенный квазиспиновый формализм со спаривательным взаимодействием пар нуклонов анализированы некоторые многочастичные эффекты.

Теория приложена к изучению свойств четных сферических изотопов  $^{108,110,112,114}Cd$ . Вычислены их энергии состояний по основным,  $\beta$  и  $\gamma$ - полосам а так же относительные величины приведенных вероятностей электромагнитных переходов и они сравнены с экспериментальными данными.

### Литература:

1. Takada K., Tazaki Sh., Yasumoto S. Dyson Boson Mapping and Shell-Model Calculations of even-even Nuclei// Progr. Theor. Phys. 2006. Vol 16, №1. P.107.
2. Yan-An Luo et. Al. SD-pair shall model and the Interacting Boson model// Phys. Rev. C71. (044304) (2005).

## ОБ ОДНОЙ МОДЕЛИ ТЕМНОЙ ЭНЕРГИИ В $F(T)$ ГРАВИТАЦИИ

Е. Бакытбек, К.Р. Мырзакулов

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

Одним из способов теоретического описания ускоренного расширения современной Вселенной является модификация общей теории относительности или другими словами теории Эйнштейна. Одной из таких модификации является так называемая  $F(T)$

гравитация [1, 2]. В данной работе мы исследуем однородную, изотропную и плоскую модель Вселенной в рамках  $F(T)$  гравитации [3].

Действие для  $F(T)$  гравитации имеет вид

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} \left( \frac{1}{2k^2} F(T) + L_m \right), \quad (1)$$

где  $T$  - скаляр кручения,  $L_m$  - лагранжиан материи. Действие (1) будем рассматривать в пространстве-времени определяемой однородной и изотропной метрикой Фридмана-Робертсона-Уокера (ФРУ). Для этой метрики  $T = -6H^2$ .

В данной работе функцию  $F(T)$  мы выберем в виде

$$F(T) = \alpha T + \beta T^n + \gamma T^m e^{\sigma T}, \quad (2)$$

где  $\alpha, \beta, \gamma, n, m$  и  $\sigma$  являются постоянными величинами.

Решение будем искать в пространстве-времени де Ситтера, где  $a = a_0 e^{H_0 t}$ . Тогда параметр уравнения состояния для нашей частной модели примет вид

$$\omega = -1 + \frac{F}{12H^2 F_T + F}, \quad (3)$$

при значениях  $\alpha = 0, \gamma = -1, n = m = \beta = l = 1, \sigma = 1, H_0 = 2.3 \cdot 10^{-18}$ , получим  $F(T) = 0$ . Тогда параметр уравнение состояния будет равен  $\omega = -1$ , что соответствует стандартной космологической модели.

Список использованных источников

1. Nojiri S., Odintsov S.D. Introduction to Modified Gravity and Gravitational Alternative for Dark Energy // International Journal of Geometric Methods in Modern Physics. - 2007. - Vol. 04. - P. 115-146. Perlmutter S. et al. Measurement of omega and lambda from 42 high-redshift supernovae // The Astrophysical Journal. - 1999. - Vol. 517, №2. - P. 565-586.
2. Nojiri S., Odintsov S.D. Unified cosmic history in modified gravity: From theory to Lorentz non-invariant models // Physics Reports. - 2011. - Vol. 505. - P. 59-144.
3. Myrzakulov R.  $F(T)$  gravity and  $k$ -essence // General Relativity and Gravitation. - 2012. - Vol. 44. - P. 3059-3080.

## **ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ТЕМНОЙ ЭНЕРГИИ РИЧЧИ С ЛОГАРИФМИЧЕСКИМ ИСПРАВЛЕНИЕМ**

К.К. Ержанов, К.Б. Бейсебаева

*Евразийский национальный университет им. Л.Н. Гумилева, г.Астана(Казахстан)*

В этой работе рассматриваем голографическую модель темной энергии в неплоской Вселенной FRW. Для этого берем следующий вид плотности энергии:

$$\rho_\Lambda = 3n^2 M_p^2 R + \alpha_1 R^2 \ln(M_p^2 R) + \alpha_2 M_p^2 R^3 + \alpha_3 R^2$$

В рамках стандартной космологии Фридмана-Робертсона-Уокера (FRW), действие для неплоской вселенной принимает такой вид:

$$S = \frac{A}{4G} + \tilde{\alpha}_1 \ln \frac{A}{4G} + \tilde{\alpha}_2 \frac{A}{4G} + \tilde{\alpha}_3$$

После получаем уравнение состояния плотности энергии:

$$\omega_\Lambda = \frac{M_p^2 / 3}{3n^2 M_p^2 R + \alpha_1 R^2 \ln(M_p^2 R) + \alpha_2 M_p^2 R^3 + \alpha_3 R^2} + \frac{(1 + \Omega_\kappa)}{3\Omega_\Lambda}$$

Используя уравнение состояния в данном выражении находим параметр замедления:

$$q = 1 - \frac{1}{2} \frac{M_p^2 \Omega_\Lambda}{3n^2 M_p^2 + \alpha_2 R \ln\left(\frac{M_p^2}{R}\right) + \alpha_2 M_p^{-2} R^2 + \alpha_3 R} + \Omega_\kappa$$

Для конкретного примера возьмем тахионную модель. Это модель является результатом расширения Вселенной.

Эффективная функция Лагранжа для тахионного поля:

$$L = -V(\phi) \sqrt{1 - g^{\mu\nu} \partial_\mu \phi \partial_\nu \phi}$$

Получаем выражение для кинетической энергии  $\dot{\phi}^2$ :

$$\dot{\phi}^2 = 1 + \omega_\Lambda = 1 - \frac{M_p^2 / 3}{3n^2 M_p^2 R + \alpha_1 R^2 \ln(M_p^2 R) + \alpha_2 M_p^2 R^3 + \alpha_3 R^2} + \frac{(1 + \Omega_\kappa)}{3\Omega_\Lambda}$$

Соединив плотность энергии и уравнения состояния, пишем потенциал тахиона следующим образом:

$$V(\phi) = \rho_\Lambda \sqrt{-\omega_\Lambda} = \rho_\Lambda \sqrt{\frac{M_p^2 / 3}{3n^2 M_p^2 R + \alpha_1 R^2 \ln(M_p^2 R) + \alpha_2 M_p^2 R^3 + \alpha_3 R^2} + \frac{(1 + \Omega_\kappa)}{3\Omega_\Lambda}}$$

Используя  $\dot{\phi} = \phi' H$ , находим такой вид уравнения:

$$\phi' = \frac{1}{H} \times 1 \sqrt{1 - \frac{M_p^2 / 3}{3n^2 M_p^2 R + \alpha_1 R^2 \ln(M_p^2 R) + \alpha_2 M_p^2 R^3 + \alpha_3 R^2} + \frac{(1 + \Omega_\kappa)}{3\Omega_\Lambda}}$$

который является результатом расширения вселенной.

В этой работе получили уравнение состояния ( $\omega_\Lambda$ ), параметр замедления ( $q$ ) и параметр плотности энергии ( $\rho_\Lambda$ ) для модели темной энергии. Кроме того установили связь между взаимодействием модели ТЭ и тахионом для гипотезы неплоской Вселенной FRW.

### Список литературы:

1. Antonio Pasqua, A.Khodam Mohammadi, MubasherJamil, R. Myrzakulov: Astrophys Space Sci (2012)340:199-208

## СИСТЕМАТИЗАЦИЯ И ОБОБЩЕНИЕ ДАННЫХ ПО НЕЙТРОННЫМ ЗВЕЗДАМ

Бектасова Д.\*

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

Интерес к нейтронным звездам обусловлен не только загадочностью их строения, но и колоссальной плотностью, и сильнейшими магнитными и гравитационными полями.

Нейтронные звезды – звезды, относятся к классу компактных объектов, в силу своих размеров, 20-30 км в диаметре. Массовая плотность  $\rho$  вещества в звезде составляет в среднем  $\approx 10^{15} \text{ г/см}^3$ , что примерно в три раза превышает нормальную ядерную плотность ( $\rho_{\text{я}} = 2,8 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3$ ). Существование этих звезд были предсказаны теоретиками еще в 30-х годах прошлого столетия (Л.Д. Ландау и Р.Оппенгеймер), до того как они были открыты наблюдателями. Свое название такие компактные (или сверхплотные) звезды получили из-за того, что предполагалось, что их внутренние слои состоят в основном из нейтронов. Эти нейтроны образуются в твердых оболочках звезды вследствие гигантского гравитационного давления, которое вызывает реакции электронного захвата и образования нейтронов, а также нейтронообогащенные ядра [1].

Первые нейтронные звезды были открыты 1967 году на радиотелескопе в Кембридже, который зарегистрировал регулярные импульсы радиоволн. Этот феномен был объяснен как узко направленный радиолуч от быстро вращающегося объекта. Пульсар PSR B1919+21 считается первой открытой нейтронной звездой [2]. Позднее было сделано открытие, что нейтронные звезды излучают не только в радиодиапазоне. На данный момент учеными составлена классификация по нейтронным звездам: одиночные нейтронные звезды, звезды, входящие в тесные двойные системы, радиопульсары, радиотихие нейтронные звезды, миллисекундные пульсары и т.д. [3]. В настоящее время существует множество телескопов для исследования природы таких излучений.

Нейтронные звезды хоть и интенсивно изучаются уже около трех десятилетий, их внутренняя структура доподлинно неизвестна. Более того, нет твердой уверенности и в том, что они действительно состоят в основном из нейтронов.

На сегодняшний день астрономы обнаружили около 2000 нейтронных звезд. Из них более 1 000 являются радиопульсарами, а остальные - просто рентгеновскими источниками. За годы исследований ученые пришли к выводу, что нейтронные звезды - настоящие оригиналы. Одни - очень яркие и спокойные, другие - периодически вспыхивающие и видоизменяющиеся звездотрясениями, третьи - существующие в двойных системах. Эти звезды относятся к самым загадочным и неуловимым астрономическим объектам, соединяющим в себе сильнейшие гравитационные и магнитные поля и экстремальные плотности и энергии. И каждое новое открытие из их жизни дает ученым уникальные сведения, необходимые для понимания природы Материи и эволюции Вселенной [3].

### СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

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, Ч.2. - С. 656.

2. Попов С.Б., Прохоров М.Е. Астрофизика одиночных нейтронных звезд: радиотихие нейтронные звезды и магнитары. серия научная. - М.: ГАИШ МГУ, 2003. - Т. 72. - 84 с.

3. Шкловский И.С. Звезды: их рождение, жизнь и смерть. 3-е изд., перераб. - М.: Наука - Главная редакция физико-математической литературы, - 1984. - С. 384.

## **КЛАССИКАЛЫҚ ФИЗИКАДА БАЯУ АЙНАЛАТЫН ЖҰЛДЫЗДАР**

Бошқаев Қуантай, Қалымова Жанерке, Сулейманова Шарара,  
Абуталіп Маржан, Токтарбай Сакен

*Физика Техникалық Факультеті*

*Әл-Фараби атындағы Қазақ Ұлттық Университеті, Алматы, Қазақстан*

Бұл жұмыста біз баяу айналып тұрған жұлдыздардың орнықты конфигурациясын сипаттайтын теңдеулерді классикалық физика аясында Хартл формализмін пайдаланып, қорытып шығардық [1]. 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 анықтайтын маңызды факторлар болып табылады.

## **НЕЙТРОНДЫҚ ЖҰЛДЫЗДАР ЖӘНЕ ОЛАРДЫҢ МАГНИТ ӨРІСІ**

Бошқаев Қуантай, Абуталіп Маржан, Сеитова Диана,  
Жұмаханова Гүлнұр, Әдібай Таңшолпан

*Физика-Техникалық Факультеті*

*Әл-Фараби атындағы Қазақ Ұлттық Университеті, Алматы, Қазақстан*

Нейтрондық жұлдыздар массасы  $2-8M_{\odot}$  кәдімгі жұлдыздардың гравитациялық коллапсы (сығылуы) нәтижесінде эволюцияның белгілі бір сатысында пайда болады [1]. 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/м<sup>3</sup>, атом ядросының тығыздығынан артық [2]. Магнит өрісі  $\sim 10^{11}-10^{12}$  Гаусс [3, 4]. 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 өрісін де тудырмайды [5, 6]. 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 сығылуға ұшырағанда, магнит ағыны тұрақты болып қалады деп есептеледі. Алайда осы ағынның сақталу механизмі толық зерттелмеген [7].

Бұл жұмыста біз [8, 9] ғылыми мақалаларында ұсынылған нейтрондық жұлдыздың электродинамикасын түсіндіретін модельге ұқсас келетін қарапайым модельдерді қарастырамыз. Осы мақсатта толық электр заряды нольге тең, бірақ нейтрондық жұлдыз ішінде зарядтың таралуы нольден өзгеше болатын айналып тұрған жүйе үшін магнит өрісін анықтаймыз. Мұндай жүйенің міндетін толық заряды нольге тең сфералық конденсатор мен тұтас концентрлі сфера атқарады. Нәтижесінде біз [10] жұмыста келтірілген әдісті пайдаланып, айналып тұрған сфералық конденсатор мен тұтас концентрлі сфераның магнит өрісінің пайда болуын қарастырдық және оның мәнін есептедік. Алынған нәтижелер [11] жұмыста көрсетілген нейтрондық жұлдыз моделі үшін есептелген электр және магнит өрістерінің мәндеріне сәйкес келеді.

### Пайдаланылған әдебиеттер тізімі:

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

## КОСМОЛОГИЧЕСКАЯ ДИНАМИКА СКАЛЯРНОГО ПОЛЯ

Гузиенко Н.С., Разина О.В

*Астана, Евразийский Национальный университет им. Л.Н.Гумилева*

Вселенная возникла из начального сверхплотного и сверх горячего состояния — в следствие так называемого Большого взрыва. На основании недавних наблюдений, свидетельствующих об ускорении расширения, было найдено, что во Вселенной существует ранее неизвестная «темная энергии» с отрицательным давлением. Действие в общем виде задается

$$S = \int \sqrt{-g} d^4x [R + 2K]. \quad (1)$$

Совместно с метрикой Фрийдмана - Робертсона - Уокера, заданной в следующей форме

$$ds^2 = -dt^2 + a^2(t)(dx^2 + dy^2 + dz^2). \quad (2)$$

Лагранжиан скалярного поля

$$K = \frac{1}{2} \varepsilon \dot{\phi}^2 - V(\phi). \quad (3)$$

Тогда система уравнений движений будет следующей



$$H^2 = \frac{1}{2} \varepsilon \dot{\phi}^2 - V(\phi), \quad (4)$$

$$\varepsilon \ddot{\phi} + 3\varepsilon H \dot{\phi} + \frac{dV\phi}{d\phi} = 0, \quad (5)$$

$$3\dot{H} = \left(\frac{1}{2} \varepsilon \dot{\phi}^2 + V(\phi)\right), \quad (6)$$

$$3H^2 = \rho, \quad (7)$$

$$2\dot{H} + 3H^2 + p = 0, \quad (8)$$

$$\dot{\rho} + 3H(\rho + p) = 0. \quad (9)$$

Система уравнений движения (4) - (9) имеет решение, как пример для случая заданного «потенциала» поля в виде  $V = V_0 e^{-\lambda\phi}$ , получим следующие результаты

$$a(t) = t^2 + 2t + 1, \quad (10)$$

$$\phi = \sqrt{2} \ln(t+1), \quad (11)$$

$$\rho(t) = \frac{12}{(t+1)^2}, \quad (12)$$

$$p(t) = -\frac{8}{(t+1)^2}, \quad (13)$$

$$\omega = \frac{p(t)}{\rho(t)} = -\frac{2}{3}, \quad (14)$$

$$q = \frac{1}{2}(1+3\omega) = -\frac{1}{2}, \quad (15)$$

Рассмотрели действие для скалярного поля с лагранжианом  $K = \frac{1}{2} \varepsilon \dot{\phi}^2 - V(\phi)$ .

Нашли точное аналитическое решение рассматриваемой модели.

## ОБ ОДНОМ ИТЕРАЦИОННОМ АЛГОРИТМЕ ЧИСЛЕННОГО РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЙ ТЕПЛОВОЙ КОНВЕКЦИИ

Н.Т. Данаев, Б.С. Дарибаев

*ДГП «НИИ Математики и механики» КазНУ им. аль-Фараби, Алматы*

Доклад посвящен численному решению стационарных дифференциальных задач в области  $D = \{0 < x_\alpha < 1, \alpha = 1, 2\}$  для двумерных уравнений тепловой конвекции следующего вида [1]:

$$\left(\omega \frac{\partial \psi}{\partial x_2}\right)_{x_1} - \left(\omega \frac{\partial \psi}{\partial x_1}\right)_{x_2} = \frac{1}{Re} \Delta \omega - \frac{Gr}{Re^2} \frac{\partial \theta}{\partial x_1},$$

$$\Delta \psi = \omega,$$

$$\left(\theta \frac{\partial \psi}{\partial x_2}\right)_{x_1} - \left(\theta \frac{\partial \psi}{\partial x_1}\right)_{x_2} = \frac{1}{PrRe} \Delta \theta,$$

где  $Pr$  – число Прандтля,  $Re$  - число Рейнольдса,  $Gr$  - число Грасгофа,  $\Delta$  - оператор Лапласа.

Рассматривается итерационный алгоритм типа переменных направлений, использующий ведение вспомогательной функции вихря скорости с однородными граничными значениями вида:

$$\frac{\omega^{n+\frac{1}{2}} - \omega^n}{\tau} + L_{h,\psi}(\omega^n)\psi^{n+\frac{1}{2}} = \frac{1}{Re} \Delta_h \omega^n - \frac{Gr}{Re^2} \theta_{x_1}^n + \rho_h \psi^{n+\frac{1}{2}},$$

$$\Delta_h \psi^{n+\frac{1}{2}} = \omega^{n+\frac{1}{2}},$$

$$\frac{\omega^{n+1} - \omega^{n+\frac{1}{2}}}{\tau} = \frac{1}{Re} \Delta_h (\omega^{n+1} - \omega^n),$$

$$\Delta_h \psi^{n+1} = \omega^{n+1},$$

$$L_{h,\theta}(\psi^n)\theta^{n+1} = \frac{1}{RePr} \Delta_h \theta^{n+1},$$

где  $L_{h,\psi}, L_{h,\theta}$  – симметричные разностные операторы, соответствующие аппроксимации конвективных слагаемых в уравнения движения и температуры и  $\rho_h \geq 0$ .

Для реализации вспомогательных несамосопряженных сеточных уравнений рассмотрен итерационный алгоритм минимальных поправок вариационного типа [2].

На примере дифференциальной задачи с краевыми условиями:

$$\begin{aligned} x_1 = 0, 1; 0 \leq x_2 \leq 1: \psi &= \frac{\partial \psi}{\partial x_1} = 0, \theta = x_2, \\ 0 \leq x_1 \leq 1, x_2 = 0: \psi &= \frac{\partial \psi}{\partial x_2} = \theta = 0, \\ 0 \leq x_1 \leq 1, x_2 = 1: \psi &= 0, \frac{\partial \psi}{\partial x_2} = \theta = 1 \end{aligned}$$

проводится обсуждение результатов вычислений и вопросы программной реализации разработанного алгоритма на многопроцессорном кластере.

1. Роуч П. Вычислительная гидродинамика. М.: Мир, 1980, - с. 616
2. Самарский А.А., Николаев Е.С. Методы решения сеточных уравнений. «Наука», М., 1978, - с.592

---

Работа выполнена по гранту 0696/ГФ Комитета Науки МОН РК

## КОСМОЛОГИЯ К-ЭССЕНЦИИ ДЛЯ ВСЕЛЕННОЙ ФРИДМАНА- РОБЕРТСОНА-УОКЕРА

К.А. Жусупбеков, О.В. Разина

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

Рассмотрим действие для к-эссенции [1] в виде

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} (R + 2K), \quad (1)$$

где  $K$  является лагранжианом к-эссенции и некоторой функцией своих аргументов,  $R$  скалярная кривизна.

Теперь рассмотрим динамику однородной, изотропной и плоской Вселенной Фридмана-Робертсона-Уокера (ФРУ), заполненной к-эссенцией. В этом случае метрика имеет вид

$$ds^2 = -dt^2 + a^2(t)(dx^2 + dy^2 + dz^2), \quad (2)$$

где  $a(t)$  является масштабным фактором Вселенной.

Рассмотрим лагранжан к-эссенции в виде

$$K = F(X)V(\varphi), \quad (3)$$

где  $F$  неканоническая кинетическая функция скалярного поля для метрики ФРУ (2), а  $V(\varphi)$  потенциал скалярных полей.

Эта система допускает точные аналитические решения. Как пример, рассмотрим следующее решение. Масштабный фактор Вселенной в виде  $a = a_0 t^\alpha$ , где  $a_0$  и  $\alpha$  некоторые константы.

$$F = (2X)^{\frac{1}{2-3\alpha}}. \quad (4)$$

Соответствующий потенциал примет вид

$$V = \frac{2\alpha - 3\alpha^2}{F t^2} = (2\alpha - 3\alpha^2) c \left( -\frac{c(3\alpha\varphi + \varphi)}{c_2} \right)^{\frac{2+3\alpha}{-2-3\alpha+9\alpha^2}}, \quad (5)$$

где  $c$  константа.

Давление и плотность энергии соответственно примут вид

$$p = FV = \frac{2\alpha - 3\alpha^2}{t^2}, \quad (6)$$

$$\rho = 2XF'V - FV = \frac{\alpha(-8+6\alpha+9\alpha^2)}{(2+3\alpha)t^2}. \quad (7)$$

Для этого решения параметр уравнения состояния примет форму

$$\omega = \frac{p}{\rho} = -\frac{2+3\alpha}{4+3\alpha}. \quad (8)$$

Параметр замедления равен

$$q = -\frac{\ddot{a}}{aH^2} = -1 + \frac{1}{\alpha}. \quad (9)$$

При  $\alpha > 1$ , параметр замедления  $q < 0$ , следовательно в нашем случае мы имеем ускоряющуюся Вселенную.

Параметр рывка определяется как

$$j = \frac{\ddot{a}}{aH^2} = \frac{\ddot{a}a^2}{\dot{a}^2} = \frac{(\alpha-1)(\alpha-2)}{\alpha^2}. \quad (10)$$

В данной работе была исследована модель  $k$ -эссенциикоторая является новой теорией гравитации рассматривающая скалярные поля. В частности был найден масштабный фактор, также изучено поведение масштабного фактора относительно времени. Были найдены параметр уравнения состояния и соответствующий потенциал для случая скалярного поля.

## **ПАРАМЕТРЫ ДИСКРИТИЗАЦИИ КАСКАДНОЙ КРИВОЙ ДЛЯ МИНИМИЗАЦИИ ЧИСЛА СЛОЕВ ТОНКОГО КАЛОРИМЕТРА**

С.А.Ибраимова<sup>1,2</sup>, А.Ш. Гайтинов<sup>1</sup>, И.А.Лебедев<sup>1</sup>, А.И.Федосимова<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*Физико-технический институт, Алматы, Казахстан*

<sup>2</sup>*Казахский Национальный университет имени Аль-Фараби, Алматы, Казахстан*

Измерение космических лучей «прямыми» методами (методами, в которых измеряется энергия и заряд первичной частицы) за пределами атмосферы при помощи космических аппаратов или высотных аэростатов ограничивается возможностями полетного эксперимента.

В связи с этим наиболее перспективным для определения энергии на основе прямых измерений космических лучей является использование тонкого калориметра.

В тонком калориметре не ставится задача фиксации целиком каскада вторичных частиц, а регистрируется только его начало. Энергия определяется на основе моделирования с помощью анализа размера каскада, поскольку число частиц на небольшой глубине развития каскада почти пропорционально энергии первичной частицы.

В работе [1] показано, что точность определения энергии можно существенно увеличить, если использовать корреляционные кривые зависимости числа частиц на определенном уровне наблюдения от разности числа частиц на двух соседних уровнях наблюдения, разделенных слоем поглотителя.

В данной работе рассчитаны параметры дискретизации каскадной кривой для минимизации числа слоев тонкого калориметра.

За основу в процессе моделирования был выбран пакет программ CORSIKA QGSJET [2].

Исходя из возможностей экспериментальной реализации, рассматривался калориметр в виде слоеного пирога, то есть последовательность поглотитель-детектор-поглотитель-детектор. Для реализации такой конструкции данные о количестве частиц собирались на эквидистантных уровнях через каждые 20 г/см<sup>2</sup>. На каждом уровне наблюдения результаты моделирования представлялись в виде полного набора характеристик вторичных частиц по типу, энергии, пространственным координатам.

В результате анализа показано, что корреляционные кривые представляют собой упорядоченную картину в зависимости от первичной энергии. Флуктуации восходящей ветви корреляционной кривой незначительны, особенно по сравнению с флуктуациями каскадных кривых.

При использовании корреляционных кривых также автоматически решается проблема неопределенности первичного ядра, так как корреляционные кривые практически совпадают для всех ядер.

Представлены корреляционные кривые с различными значениями толщины поглотителя. Показано, что увеличение слоя поглотителя приводит к увеличению точности определения энергии. Однако увеличение слоя поглотителя увеличивает массу установки. Таким образом, выбор толщины слоя зависит от задач и условий конкретного эксперимента.

Работа поддержана грантом МОН РК №1276/ГФ2.

Список литературы

[1] Gaitinov A.Sh., Ibraimova S.A., Lebedev I.A., Lebedeva A.I. Using cascade development universality for thin calorimeter // Astro-ph., IM1310.5316 – 2013. – v1. – P.1-6

[2] D. Heck, J. Knapp, J.N. Capdeville, G. Schatz, T. Thouw. CORSIKA: A Monte Carlo Code to Simulate Extensive Air Showers // FZKA 6019, Karlsruhe. – 1998. –89p.

## **РОЛЬ ЭФФЕКТОВ ВНЕМАССОВОСТИ И ПЕРЕРАССЕЯНИЯ ПРИ АНАЛИЗЕ РЕАКЦИИ $pp \rightarrow \{pp\}_s \pi^0$**

Имамбеков О.И., Белисарова Ф.Б., Баймурзинова Б.С., Несипбай А.Ж.

*НИИЭТФ, КазНУ им. Аль-Фараби, Алматы, Казахстан, onlas@mail.ru*

В последнее время на различных экспериментах при промежуточных энергиях интенсивно исследуется образование так называемого «дипротона», т.е. двухпротонной пары  $\{pp\}_s$  в <sup>1</sup>S<sub>0</sub> состоянии относительного движения. В частности на спектрометре ANKE в COSY-Julich (Германия) исследованы реакции  $pd \rightarrow \{pp\}_s n$ ,  $pp \rightarrow \{pp\}_s \pi^0$ ,  $pp \rightarrow \{pp\}_s \gamma$  [1,2] и т.д. Интерес к таким процессам связан по нескольким причинам. Во-первых, это простейший неупругий процесс на малонуклонных системах, который может дать ценные сведения о динамике нуклон-нуклонных взаимодействий. Во-вторых, ограничение в конечном состоянии только одной парциальной волной (S-волной) значительно упрощает ее теоретическое рассмотрение по сравнению с другими реакциями такого типа, например  $pp \rightarrow d\pi^+$ .

Теоретический анализ данной реакции ранее проводились в работах [3,4]. В работах [3] анализ проводились на основе модели однопионного обмена (Рис.1а), а в работе [4] для анализа была использована так называемая box-модель (Рис.1б), явно учитывающий возбуждение  $\Delta(1232)$  изобары в промежуточном состоянии. Эти модели

дают качественное описание энергетической зависимости сечений. Для их количественного описания, а также для описания аномального поведения угловой зависимости видимо надо учесть другие механизмы и в первую очередь перерасcеяние во входном (ISI – initial state interaction) и выходном (FSI – final state interaction) каналах.

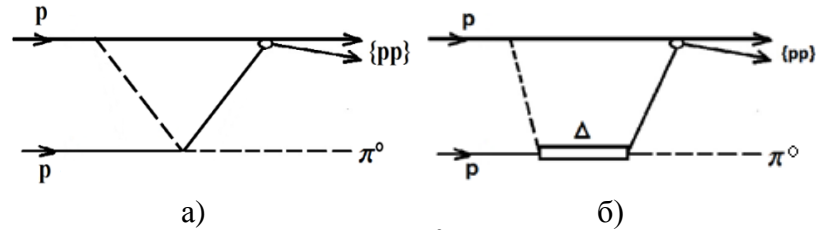


Рисунок 1 – Механизмы реакции  $pp \rightarrow \{pp\}, \pi^0$ . а – механизм однопионного обмена; б – box-модель, явно учитывающий возбуждение  $\Delta(1232)$  изобары в промежуточном состоянии

При расчете сечения на основе box-модели возникает необходимость интегрировать по импульсам промежуточных частиц и при этом формально ничем не ограничен их значительный сход из массовой поверхности. Параметризации, которые использовано ранее для описания небольших внемассовости в этом случае использовать не всегда правомерно. Этот вопрос требует отдельного исследования. Именно к этим вопросам посвящена данная работа. Найдены, что учет перерасcеяния на входном и выходном каналах приблизительно на 25% уменьшает абсолютную величину сечения и для количественного описания необходимо значительно подавлять вклад от больших внемассовостей.

- [1] S.Dymov, V.Komarov, O.Imambekov et al.//Phys.Rev.C81, 2010, 044001; V.Komarov, T.Azaryan, D.Chiladze et al.//Phys.Rev.Lett.101, 2008, 102501
- [2] V.Kurbatov, M.Buscher, S.Dymov et al.//Phys.Lett.B661, 2008, P.22
- [3] О.Имамбеков //Вестник КазНУ, сер.физ., 2010, №4, Стр.23
- [4] Yu.N.Uzikov, O.Imambekov //Proceedings of the International Baldin Seminar on High Energy Physics Problem, Sept., 2011, Dubna

## КОСМОЛОГИЯ С ГИБРИДНЫМ ЗАКОНОМ РАСШИРЕНИЯ

Исмаилова А.Ж., Разина О.В.

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

Исследование космологии с гибридным законом расширения является актуальной проблемой современной теоретической физики. Рассмотрим модель g-эссенции. Действие в данном случае имеет вид

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} [R + 2K(X, Y, \varphi, \psi, \bar{\psi})], \quad (1)$$

где  $\psi = \psi_0, \psi_1, \psi_2, \psi_3$  – функция фермионного поля,  $\bar{\psi} = \gamma^0 \psi^\dagger$  – сопряженная для  $\psi$  функция,  $\varphi$  – функция скалярного поля,  $X = 0,5\dot{\varphi}^2$ ,  $Y = 0,5i[\bar{\psi}\gamma^0\dot{\psi} - \dot{\bar{\psi}}\gamma^0\psi]$ .

Действие (1) будем рассматривать совместно с однородной и изотропной метрикой Фридмана-Робертсона-Уокера  $ds^2 = -dt^2 + a^2(t)(dx^2 + dy^2 + dz^2)$ .

Варьируя действие (1) по  $a, \varphi, \psi, \bar{\psi}$  и принимая лагранжиан g-эссенции в виде  $K = X + Y - V_1(\varphi) - V_2(u)$ , найдем уравнения движения

$$3H^2 - \rho = 0, \quad 2\dot{H} + 3H^2 + p = 0, \quad (2)$$

$$\ddot{\varphi} + 3H\dot{\varphi} + V_{1\varphi} = 0, \quad (3)$$

$$\dot{\psi} + \frac{3}{2}H\psi + i\gamma^0 V_{\bar{\psi}} = 0, \quad \dot{\bar{\psi}} + \frac{3}{2}H\bar{\psi} - iV_{\psi}\gamma^0 = 0, \quad (4)$$

$$\dot{\rho} + 3H(\rho + p) = 0, \quad (5)$$

где  $p = \frac{1}{2}\dot{\varphi}^2 + V_{2u}u - V_1 - V_2$ ,  $\rho = \frac{1}{2}\dot{\varphi}^2 + V_1 + V_2$ .

Система уравнений движения (2)–(5) имеет точное аналитическое решение. Масштабный фактор в гибридном виде и функция скалярного поля  $a = a_0 t^\delta e^{\beta t}$ ,  $\varphi = \varphi_0 t^\alpha$ .

Из выражений (2) – (5) получим потенциалы  $V_1$  и  $V_2$

$$V_1 = \frac{\varphi_0^2 \alpha^2 (1 - \alpha + 3\delta)}{2(\beta - 1)} \left( \frac{\varphi}{\varphi_0} \right)^{\frac{2(\alpha-1)}{\alpha}} - \frac{3\varphi_0^2 \alpha^3}{2\alpha - 1} \left( \frac{\varphi}{\varphi_0} \right)^{\frac{2\alpha-1}{\alpha}} + V_{10},$$

$$V_2 = \frac{3\varphi_0^2 \alpha^2 \delta}{2(\alpha - 1)} \left( \frac{C}{a_0^3 u e^{3\beta t}} \right)^{\frac{2(\alpha-1)}{3\delta}} + \frac{3\varphi_0^2 \alpha^3 \beta}{2\alpha - 1} \left( \frac{C}{a_0^3 u e^{3\beta t}} \right)^{\frac{2\alpha-1}{3\delta}} + 3\delta^2 \left( \frac{C}{a_0^3 u e^{3\beta t}} \right)^{\frac{2}{3\delta}} + 6\beta\delta \left( \frac{C}{a_0^3 u e^{3\beta t}} \right)^{\frac{-1}{3\delta}} + V_{20}.$$

Получим значение  $\psi$  из выражения (4)

$$\psi_j = \frac{C_j e^{-iB_j}}{a_0^2 t^{\frac{3}{2}} e^{\frac{3\beta t}{2}}}, \quad \text{при } j=0, \quad \psi_l = \frac{C_l e^{-iB_l}}{a_0^2 t^{\frac{3}{2}} e^{\frac{3\beta t}{2}}}, \quad \text{при } l=2, 3$$

Плотность  $\rho$  и давление  $p$  для данного случая примут вид

$$p = \frac{3\delta^2}{t^2} + \frac{6\beta\delta}{t} + 3\beta^2, \quad \rho = \frac{\delta(2-3\delta)}{t^2} - \frac{6\beta\delta}{t} - 3\beta^2.$$

Найдем параметр уравнения состояния

$$\omega = -1 + \frac{2\delta}{3(\delta^2 + 2\beta\delta t + \beta^2 t^2)}.$$

В данной статье найдены точные решения уравнения движения для космологических моделей с гибридным законом расширения для скалярных и фермионных полей. Масштабный фактор представлен в виде гибрида степенной и экспоненциальной функции времени.

## ЫРҚАЛЫПТЫ ЕМЕС ТҮТҚЫРЛЫ КҮҢГІРТ ЭНЕРГИЯ.

Д.Ж.Кенжалин, Ш.Р.Мырзақұл

*Л.Н. Гумилев ат. Еуразиялық Ұлттық Университеті, Астана, Қазақстан*

Өткен ғасырдың аяғында жаңа Ia типті жұлдыздарды бақылай отырып Әлемнің үдемелі ұлғайып жатқанын анықтады [1,2]. Ғалымдардың пікірінше әлемді үдемелі

ұлғаюға ұшыратып жатқан табиғаты белгісіз бір энергия. Оны күңгірт энергия деп атады [3].

Әлемнің дамуын сипаттайтын теңдеулер:  
Энергияның сақталу заңы.

$$\dot{\rho}a^3 + 3(\rho + p)a^2\dot{a} = 0 \quad (1)$$

$a$  – масштабты фактор,  $H = \frac{\dot{a}}{a}$  – Хаббл тұрақтысы.  $p$  – қысым,  $\rho$  – тығыздық,  $k$  – кеңістіктің қисықтығы.

Тұтқырлы сұйықтың күй теңдеуі

$$p = \omega\rho - 3H\xi(H), \quad (2)$$

Біздің  $\xi(H) = 3H\tau$  жағдайын қарастырып, ФРУ теңдеулеріне күй теңдеуін қойып мынадай тұтқырлы күңгірт энергия үшін тығыздық пен масштаб фактор шешімін аламыз.  $a$ ,  $\rho$ .

$$a = \left( \frac{L}{2} \frac{k}{\sqrt{3}_0} e^{\frac{c}{2}t} \right)^{\frac{2}{L}} \quad (3)$$

мұндағы  $L=9k^2 \tau-3(1+\omega)$  – тұрақты. (3)-теңдеуден масштабты фактор мен уақыт арасындағы байланыс келесі түрде болады:

$$a \sim t^{\frac{2}{L}} \quad (4)$$

Алынған (4) теңдеуді тығыздық арқылы өрнектей келе, тығыздық үшін келесі теңдікті аламын:

$$\rho = t^2 e^c \quad (5)$$

Тұтқырлы сұйық үшін Әлем тек  $L \leq 2$  жағдайда ғана кеңейеді.

### Әдебиеттер

1. Riess A. G., Filippenko A. V., Challis P. and et al. Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant // Astron. J. – 1998. – Vol. 116, №3. – P. 1009-1038; Perlmutter S., Aldering G., Goldhaber G. et al. Measurements of  $\Omega$  and  $\Lambda$  from 42 high-redshift supernovae // The Astrophysical Journal. – 1999. – Vol. 517. – P. 565-586.
2. Чернин А.Д. Космический вакуум // УФН. – 2001. – Т. 171. – С. 1153-1175.
3. M. Tegmark et al. Cosmological Constraints from the SDSS Luminous Red Galaxies. Phys.Rev., D74:123507, 2006, astro-ph/0608632; M. Abdelwahab, S. Carloni, and P. K. S. Dunsby. Cosmological dynamics of 'exponential gravity'. Classical and Quantum Gravity, 25(13):135002, July 2008, 0706.1375.



## КРАТКОЕ ОПИСАНИЕ СТАТЕЙ СКОМПИЛИРОВАННЫХ В БАЗУ EXFOR ГРУППОЙ CA-NRDB

<sup>1</sup>Кенжебаев Н., <sup>1</sup>Курмангалиева В.О., <sup>1</sup>Такибаева М.Н., <sup>1</sup>Нусипалиева М.А.,  
<sup>2</sup>Отцука Н<sup>1</sup>.

*<sup>1</sup>Казахский Национальный Университет им. Аль-Фараби, Алматы, Казахстан*

*<sup>2</sup>МАГАТЭ, Вена, Австрия*

В настоящее время, база данных EXFOR содержит около 18 тысяч работ с около 130 тысяч таблицы данных, представляющих полную компиляцию низкоэнергетических экспериментальных нейтронных реакции, реакций под действием заряженных частиц, компиляция фотоядерных реакций, тяжелых ионов, и реакций под действием высокоэнергетических нейтронов.

Формирование базы данных по ядерным реакциям является для Казахстана важной стратегической задачей. Создание базы данных по ядерным реакциям открытого доступа для специалистов, молодых ученых и студентов укрепляет позиции Казахстана как страны мирного использования атомной энергии.

Группа CA-NRDB сейчас активно сотрудничает смеждународным центрам ядерных реакций МАГАТЭ. И уже начался компиляцию казахстанских статей в базу EXFOR.

До этого времени группой CA-NRDB была скомпилирована бстатьей. Все эти статьи принадлежат казахстанским и узбекистанским авторам. В данной работе приведены несколько примеров статей которые были скомпилированы в базу EXFOR группой CANRDB. Для компиляции статей в базу EXFOR был применен специальный онлайн редактор HENDEL (HyperEditor for Nuclear Data Exchange Libraries). С помощью редактора HENDEL можно с легкостью компилировать все данные статьи и перевести его в формат EXFOR.

В этой работе в качестве примера была взята статья В.Т. Гладуна и Г.П. Чурсина «Функция возбуждения реакций  $^{19}\text{F}(\alpha, n)^{22}\text{Na}$ » в журнале Известия АН КазССР, Алматы, 1979 г. [1]. Данные которые были скомпилированы в EXFOR из этой статьи это сечений рекации  $^{19}\text{F}(\alpha, n)^{22}\text{Na}$ . Данные приведены в табличном виде.

В настоящей статье проведены измерения сечений рекации  $^{19}\text{F}(\alpha, n)^{22}\text{Na}$  в зависимости от энергии альфа-частиц в диапазоне от 2 до 50 МэВ.

Для облучения мишеней использовался выведенный пучок альфа-частиц, ускоренных на циклотроне ИЯФ АН КазССР. Измерения проведены методом наведенной активности с использованием германий-литиевого гамма-спектрометра. В качестве материала для изготовления мишеней использовалось соединение фтора в виде фторида кальция [1]. В некоторых трудах данные могут быть приведены в графическом виде. Чтобы извлечь из графика табличные значения была использована программа GSYS (Graph Digitizing System). Программа GSYS позволяет извлечь цифровые значения точек в осях x и y путем наложения точек в графике.

Использованные литературы:

1. В.Т. Гладун, Г.П. Чурсин «Функция возбуждения реакций  $^{19}\text{F}(\alpha, n)^{22}\text{Na}$ » – Известия АН КазССР, Алматы, 1979 г.
2. Otto Schwerer «EXFOR Formats Description for Users» – IAEA Nuclear Data Section Vienna, Austria, 2008

## МОДЕЛЬ ТЕМНОЙ ЭНЕРГИИ ДЛЯ СКАЛЯРНОГО ПОЛЯ.

А.М. Кунарова, О.В. Разина

*Евразийский Национальный университет им. Л.Н.Гумилева, Республика  
Казахстан, г.Астана*

Обнаружение ускоренного расширения Вселенной - одно из самых удивительных открытий в истории космологии и фундаментальной физики. Рассмотрим действие к-эссенции

$$s = \int d^4 x \sqrt{-g}(R + 2K(X, \varphi)). \quad (1)$$

Действие (1) будем рассматривать совместно с метрикой Фридмана-Робертсона-Уокера (ФРУ)

$$ds^2 = -dt^2 + a^2(t)(dx^2 + dy^2 + dz^2). \quad (2)$$

Рассмотрим случай, когда лагранжиан к-эссенции имеет вид

$$K = X + X^2 - V_1(\varphi)$$

Уравнения движения для действия (1) с учетом метрики ФРУ (2) запишутся в виде

$$3H^2 = \rho, \quad (3)$$

$$2\dot{H} + 3H^2 = -p, \quad (4)$$

$$\ddot{\varphi}(1 + 3\dot{\varphi}^2) + 3H\dot{\varphi}(\dot{\varphi}^2 + 1) + V_{1\varphi} = 0, \quad (5)$$

где  $\rho = \frac{3}{4}\dot{\varphi}^4 + \frac{1}{2}\dot{\varphi}^2 + V_1(\varphi)$ ,  $p = \frac{1}{4}\dot{\varphi}^4 + \frac{1}{2}\dot{\varphi}^2 - V_1(\varphi)$ .

Система уравнений движения (3)-(5) допускает следующее решение. Масштабный фактор и скалярное поле

$$a = \exp\left(\frac{\varphi_0^{2\alpha t}}{8} - \frac{\varphi_0^{4\alpha t} \alpha^2 \ln^2 \varphi_0}{32} + H_0 t + a_0\right),$$

$$\varphi = \varphi_0^{\alpha t},$$

где  $\alpha, \varphi_0, a_0, H_0$  - некоторые константы. Соответствующий потенциал скалярного поля

$$V_1 = \varphi_0^{8\alpha t} \frac{3\alpha^6 \ln^6 \varphi_0}{64} + \varphi_0^{6\alpha t} \frac{3\alpha^4 \ln^4 \varphi_0}{16} - \varphi_0^{4\alpha t} \left( \frac{3\alpha^4 \ln^4 \varphi_0}{4} + \frac{3H_0 \alpha^3 \ln^3 \varphi_0}{4} - \frac{3\alpha^2 \ln^2 \varphi_0}{16} \right) - \varphi_0^{2\alpha t} \left( \frac{\alpha^2 \ln^2 \varphi_0}{2} + \frac{3H_0 \alpha \ln \varphi_0}{2} \right) + V_0,$$

где  $V_0$  - константа интегрирования. Плотность энергии и давление

$$\rho = \varphi_0^{8\alpha t} \frac{3\alpha^6 \ln^6 \varphi_0}{64} + \varphi_0^{6\alpha t} \frac{3\alpha^4 \ln^4 \varphi_0}{16} + \varphi_0^{4\alpha t} \left( -\frac{3H_0 \alpha^3 \ln^3 \varphi_0}{4} + \frac{3\alpha^2 \ln^2 \varphi_0}{16} \right) - \varphi_0^{2\alpha t} \frac{3H_0 \alpha \ln \varphi_0}{2} + 3H_0^2,$$

$$p = -\varphi_0^{8\alpha t} \frac{3\alpha^6 \ln^6 \varphi_0}{64} - \varphi_0^{6\alpha t} \frac{3\alpha^4 \ln^4 \varphi_0}{16} + \varphi_0^{4\alpha t} \left( \alpha^4 \ln^4 \varphi_0 + \frac{3H_0 \alpha^3 \ln^3 \varphi_0}{4} - \frac{3\alpha^2 \ln^2 \varphi_0}{16} \right) + \varphi_0^{2\alpha t} \left( \alpha^2 \ln^2 \varphi_0 + \frac{3H_0 \alpha \ln \varphi_0}{2} \right) - V_0.$$

Параметр уравнения состояния

$$\omega = -1 + \frac{b}{c},$$

где  $b = \varphi_0^{4\alpha t} \alpha^4 \ln^4 \varphi_0 + \varphi_0^{2\alpha t} \alpha^2 \ln^2 \varphi_0$  и  $c = \rho$ .

Рассмотрели действия для к-эссенции. Нашли некоторое аналитическое решение, которое удовлетворяет последним наблюдательным данным, согласно которым наша Вселенная в настоящую эпоху ускоренно расширяется. Восстановили соответствующий потенциал скалярного поля. Нашли параметр уравнения состояния, который при  $t \rightarrow \infty$ , стремиться к -1.

## РЕШЕНИЕ ДЕ-СИТТЕРА ДЛЯ G-ЭССЕНЦИИ С ПОТЕНЦИАЛОМ ТИПА ЮКАВЫ

З.К. Макишева, О.В. Разина

*Евразийский Национальный университет им. Л.Н. Гумилева, Астана, Казахстан*

В данной работе мы рассмотрим, являются ли фермионные поля причиной ускоренного периода в пространственно-плоской Вселенной Фридмана-Робертсона-Уокера с фермионоподобным скалярным потенциалом взаимодействия типа Юкавы.

Рассмотрим гомогенную, изотропную и плоскую вселенную ФРУ заполненную g-эссенцией. В этом случае, метрика имеет вид

$$ds^2 = dt^2 - a^2(x^2 + y^2 + z^2) \quad (1)$$

Рассмотрим действие g-эссенции

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} [R + 2K(X, Y, \phi, \psi, \bar{\psi})], \quad (2)$$

лагранжианом вида

$$K = X + X^2 + Y - V_1(\phi) - V_2(u) - \eta\phi\psi. \quad (3)$$

В случае метрики ФРУ (1), уравнения, соответствующие действию (2) запишутся в виде

$$\begin{aligned} 3H^2 - \rho &= 0, \\ 2\dot{H} + 3H^2 + p &= 0, \\ \ddot{\phi} + 3\dot{\phi}^2\ddot{\phi} + 3H\dot{\phi} + 3H\dot{\phi}^3 + \eta u + V_{1\phi} &= 0, \\ \dot{\psi} + \frac{3}{2}H\psi + i(V_{2u}\psi + \eta\phi\psi)\gamma^0 &= 0, \\ \dot{\bar{\psi}} + \frac{3}{2}H\bar{\psi} - i\gamma^0(V_{2u}\bar{\psi} + \eta\phi\bar{\psi}) &= 0, \\ \dot{\rho} + 3H(\rho + p) &= 0, \end{aligned} \quad (4)$$

Мы можем построить точные аналитические решения для системы (4). Значения масштабного фактора  $a$  и скалярного поля  $\phi$

$$a = a_0 e^{\alpha t}, \quad \phi = \phi_0 e^{\beta t}$$

Для выбранной модели получим точные аналитические решения для фермионной функции  $\psi$

$$\begin{aligned} \psi_l &= e^{-\frac{3}{2}\alpha t + c_0} e^{iB} = e^{-\frac{3}{2}\alpha t + iB + c_0}, \quad (l = 1, 2), \\ \psi_k &= e^{-\frac{3}{2}\alpha t + c_2} e^{-iB} = e^{-\frac{3}{2}\alpha t - iB + c_2}, \quad (k = 3, 4), \end{aligned}$$

Соответствующие потенциалы примут следующий вид

$$\begin{aligned} V_1(\phi) &= \left(-\frac{\phi_0^2\beta^2}{2} - \frac{3}{2}\alpha\phi_0^2\beta\right) \left(\frac{\phi}{\phi_0}\right)^{2\beta} + \left(-\frac{3}{4}\phi_0^3\beta^4 - \frac{3}{4}\alpha\phi_0^4\beta^3\right) \left(\frac{\phi}{\phi_0}\right)^{4\beta} - \frac{\eta\phi_0\beta c}{a_0^3(\beta - 3\alpha)} \left(\frac{\phi}{\phi_0}\right)^{(\beta - 3\alpha)} + V_{10} \\ V_2(u) &= \frac{3}{2}\alpha\phi_0^2\beta \left(\frac{c}{a_0^3u}\right)^{2\beta} + \frac{3}{4}\alpha\phi_0^4\beta^3 \left(\frac{c}{a_0^3u}\right)^{4\beta} + \frac{3\alpha\eta\phi_0 c}{a_0^3(\beta - 3\alpha)} \left(\frac{c}{a_0^3u}\right)^{(\beta - 3\alpha)} + V_{20} \end{aligned}$$

Для того, чтобы посмотреть удовлетворяет ли выбранная модель последним наблюдательным данным, необходимо найти параметры уравнения состояния  $\omega$  и замедления  $q$

$$\omega = -1, \quad q = -1.$$

Таким образом, можно сделать выводы, что решение модели (2) для g-эссенции с потенциалом Юкава(3) может описывать ускоренное расширение Вселенной.

## **АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ТЕРМОДЕСОРБЦИОННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ИССЛЕДОВАНИЮ ВЫДЕЛЕНИЯ ТРИТИЯ ИЗ ОБЛУЧЕННОГО БЕРИЛЛИЯ РАЗЛИЧНЫХ МАРОК**

А.О. Муканова<sup>1</sup>, Т.В. Кульсартов<sup>1</sup>, Е.В. Чихрай<sup>1</sup>, В.П. Шестаков<sup>1</sup>, Ю.Н. Гордиенко<sup>2</sup>,  
Ю.В. Понкратов<sup>2</sup>, Ж.А. Заурбекова<sup>2</sup>, И.Е. Кенжина<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*ИАЭ НЯЦ РК, Курчатов, Казахстан*

<sup>2</sup>*НИИЭТФ, Алматы, Казахстан*

К настоящему времени бериллий выбран в качестве плазмообращенного материала первой стенки ИТЕР, а также размножителя нейтронов в тестовом модуле бланкета ИТЕР и в бланкете ДЕМО. Тритий формируется в бериллии в результате реакций его ядер и нейтронов. Дополнительно, тритий попадает в бериллий из плазмы. Информация о параметрах и понимание физических механизмов, ответственных за накопление и выделение трития, крайне необходима с точки зрения эксплуатации термоядерного реактора, а также безопасности управления радиоактивными бериллиевыми отходами.

С другой стороны данные исследования необходимы для того, чтобы сделать вывод о применимости метода высокотемпературной дегазации для той или иной марки бериллия, который рассматривается как перспективный метод детритизации облученного бериллия, накопившегося к настоящему моменту в очень большом количестве.

Целью проводимых исследований являлось изучение поведения трития и определение эффективных коэффициентов диффузии и энергий активации трития в бериллии различных марок. В представляемой работе приводятся результаты серии термодесорбционных (ТДС) экспериментов по исследованию газовыделения из образцов бериллия трех различных марок, предварительно облученных до флюенса по быстрым около  $1 \cdot 10^{20}$  н/см<sup>2</sup>.

Эксперименты по исследованию выделения трития и гелия из различных марок бериллия проводились методом снятия и анализа термодесорбционных кривых для определения параметров взаимодействия трития и гелия с бериллием [1]. Эксперименты проводились в интервале температур от 50 до 1300 °С со скоростью нагрева 10-40 °С/мин. В результате экспериментов были получены зависимости выделения молекул <sup>4</sup>He и T<sub>2</sub>. По полученным зависимостям были определены интегральные количества гелия и трития в образцах, оценен состав выделяющихся газов в процессе ТДС эксперимента.

Моделирование экспериментальных кривых позволило получить эффективные коэффициенты диффузии трития в исследуемых образцах бериллия, а также энергии активации этих процессов. Опираясь на литературные данные [2] и результаты экспериментов, удалось описать механизм выделения трития из облученного бериллия различных марок.

В ходе микроструктурных исследований поверхности бериллиевых образцов определены данные по основным характеристикам структуры образцов.

В работе приводятся сравнительные характеристики параметров взаимодействия трития с различными марками облученного бериллия, изготовленных различными методами.

Список литературы:

- 1 Бекман, И. Н. Экспериментальные методы изучения диффузии радиоактивных газов в твердых телах / И. Н. Бекман // Радиохимия. – 1981. – № 23. – С. 281-287.
- 2 Папилов, И.И. Рекристаллизация бериллия/И.И. Папилов, И.В. Стоев// Вестник Харьковского университета/ИИЦ «ХФТИ». – 2008. – Вып. №2/38/. № 808. – С.11-24.

## INHOMOGENEOUS VISCOUS FLUIDS IN FRW SPACE TIME

Myrzakul Sh. R., Maksutkhan T.

*L.N. Gumilyev Eurasian National University, Astana, Kazakhstan*

It is a well know fact that our universe is experiencing an accelerating expansion at the present time [1]. It is believed that an exotic form of energy with negative pressure called dark energy is responsible for the current observed accelerating expansion of the universe [2]. According to the recent observations we live in a nearly spatially flat Universe composed of approximately 4% baryonic matter, 22% dark matter and 74% dark energy. However, the observational data are far from being complete. It is not even known what is the current value of the dark energy effective equation of state (EoS) parameter  $\omega^{(de)} = p^{(de)}/\rho^{(de)}$  which lies close to -1: it could be equal to -1 (standard  $\Lambda$ CDM cosmology), a little bit upper than -1 (the quintessence dark energy) or less than -1 (phantom dark energy). In our investigation we suggest a simple mechanism to overcome this discrepancy by introducing bulk viscosity in the cosmic fluid.

The Friedman equations for the flat Friedman-Robertson-Walker (FRW) metric are given by

$$\frac{3H^2}{k^2} = \rho, \quad -\frac{1}{k^2}(2H + 3\dot{H}^2) = p. \quad (1)$$

The fluid energy conservation law reads as

$$\dot{\rho} + 3H(\rho + P) = 0. \quad (2)$$

In what follows, we will analyze the behavior of such a kind of fluids in FRW universe. In particular, we are interested in fluids which provide a viable cosmology today but a different future evolution with respect to the Cosmological Constant case.

In Eckart's theory a viscous dark energy EoS is specified by

$$p = \omega(\rho)\rho - \Pi. \quad (3)$$

Here  $\Pi = -3H\xi(H)$  is the viscous pressure and  $\xi(H)$  is the bulk viscosity and it depends on the Hubble's parameter  $H$  only. On thermodynamical grounds, in conventional physics  $\xi$  has to be positive. This is a consequence of the positive sign of the entropy change in an irreversible process. In our case we solution for this case  $\xi(H) = 3(H)^n\tau$ , where  $\tau$  are constant parameters. Note that, here we have to assume  $\tau > 0$  since for negative  $\tau$  this form of bulk viscosity does not allow our models to cross PDL. A power-law expansion for the scale factor

can be achieved for  $\tau = 1/2$ . It has been shown by Goliath and Ellis that some Bianchi models isotropise due to inflation.

We will investigate the cases of  $\omega(\rho) = -1$  and denoting all constants by  $\gamma = 3(-\tau k^2 n)^{1/n}$  we obtain that solution:  $H = \frac{1}{\gamma t^n}$ ,  $\rho = \frac{3}{\gamma^2 k^2 t^{2/n}}$ ,  $a = e^{\gamma t^{1-\frac{1}{n}}}$ , here  $n < 0, H > 0$ .

Compared with the vacuum solution  $\rho = const$  in our case inhomogeneous viscous fluid density increases, depending on the choice of the constant  $n$ .

#### References

1. Perlmutter et al. 1999; Tonry et al. 2003; Tegmark 2004; Riess et al. 1998, 2001.
2. Tegmark 2004; Spergel et al. 2003; Abazajian et al. 2004; Bennet et al. 2003.

## СВЯЗЬ ОБОБЩЕННОГО ГАЗА ЧАПЛЫГИНА С НЕОДНОРОДНОЙ ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТЬЮ

Е.М. Мырзакулов, Т.Р. Мырзакул

*Евразийский Национальный Университет им.Л.Н. Гумилева, Астана, Казахстан*

Уравнение состояния (УС) неоднородных вязких жидкостей в плоском пространстве-времени ФРУ дается [1-3]

$$p = \omega(\rho)\rho + B(\rho, a(t), H, \dot{H} \dots), \quad (1)$$

где  $\omega(\rho)$  является параметром УС, который может зависеть от плотности энергии. Здесь  $B(\rho, a(t), H, \dot{H} \dots)$  является объемной вязкостью, которая является общей функцией плотности энергии жидкости, масштабного фактора, параметра Хаббла и его производных. В работе рассмотрена простая формулировка такого уравнения, а именно

$$p = \omega(\rho)\rho - 3H\zeta(H), \quad (2)$$

где  $\zeta(H)$  - объемная вязкость являющейся функцией параметра Хаббла. Согласно законам термодинамики, для того чтобы иметь положительное изменение энтропии в необратимом процессе,  $\zeta(H)$  должна быть положительной величиной [4,5]. Для нашей модели тензор энергии-импульса имеет вид

$$T_{\mu\nu} = \rho u_\mu u_\nu + [\omega(\rho)\rho - 3H\zeta(H)](g_{\mu\nu} + u_\mu u_\nu), \quad (3)$$

где  $u_\mu = (1, 0, 0, 0)$  - вектор четыре-скорости. Закон сохранения энергии жидкости задается в виде

$$\dot{\rho} + 3H\rho(1 + \omega(\rho)) = 9H^2\zeta(H). \quad (4)$$

В работе [6] рассматривается неоднородная вязкая жидкость в плоском пространстве-времени ФРУ. В нашей работе мы исследуем связь между неоднородной вязкой жидкостью и обобщенным газом Чаплыгина, который хорошо описывает ускоренное расширение Вселенной.

Обобщенный газ Чаплыгина описывается уравнением состояния вида

$$p = \frac{A}{\rho^\alpha}. \quad (5)$$

Сравнивая (2) с (5) получим следующее выражение:

$$\omega\rho - 3H\zeta(H) = \frac{A}{\rho^\alpha}. \quad (6)$$

Тогда необходимая зависимость для параметра вязкости  $\zeta(H)$  будет иметь вид

$$\zeta(H) = \frac{\omega}{k^2} H - \frac{Ak^{2\alpha}}{3^{\alpha+1}} H^{-2\alpha+1}. \quad (7)$$

1. Capozziello S., Cardone V.F., Elizalde, E.; Nojiri S. and Odintsov S.D. Phys. Rev. D (2006), 73, 043512:1–043512:16;
2. Nojiri S. and Odintsov S. D. Phys. Rev. D 72 (2005) 023003 [hep-th/0505215];
3. Nojiri S. and Odintsov S. D. Phys. Lett. B 639 (2006) 144 [hep-th/0606025];
4. Myrzakul Sh., Sebastiani L. and Myrzakulov R. Astrophysics and Space Science, DOI: 10.1007/s10509-014-1799-9;
5. Brevik I. H. and Gorbunova O. Gen.Rel.Grav. 37 2039-2045 (2005) [arXiv: 0508038v1 [gr-qc]];
6. Brevik I. H., Gorbunova O. and Shaido Y. A. Int. J. Mod. Phys. D 14 1899 (2005) [arXiv:gr-qc/0508038].

## МОДИФИЦИРОВАННАЯ МОДЕЛЬ СКАЛЯРНОГО ПОЛЯ

Н.Р.Есбаева, О.В. Разина

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

Основной объем космологических знаний был получен в XX в., называемом золотым веком космологии. Согласно космологической модели, мы живем в пространственно плоской, ускоренно расширяющейся Вселенной. Ускоренное расширение Вселенной является следствием отклонения от однородности.

Действие модели

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} (\phi R + 2K) \quad (1)$$

рассмотрим совместно с однородной и изотропной метрикой Фридмана-Робертсона-Уокера (ФРУ)

$$ds^2 = dt^2 - a^2(t)(dx^2 + dy^2 + dz^2) \quad (2)$$

лагранжиан имеет вид

$$K = X - V_1(\phi),$$

где  $X = \frac{1}{2} \dot{\phi}^2$ ,  $V_1(\phi)$ -потенциал скалярного поля.

Уравнения движения соответствующие действию (1) совместно с ФРУ (2) имеют вид

$$3H^2 = \rho, \quad 3H^2 + 2\dot{H} = p,$$

$$\ddot{\phi} + 3p\dot{\phi} + V_{1\phi} - 3\dot{H} - 6H^2 = 0$$

где

$$\rho = -3H \frac{\dot{\phi}}{\phi} + \frac{\dot{\phi}^2}{2\phi} + \frac{V_1}{\phi}, \quad p = -2H \frac{\dot{\phi}}{\phi} - \frac{\ddot{\phi}}{\phi} + \frac{V_1}{\phi} - \frac{\dot{\phi}^2}{2\phi}$$

В результате вычислений, получаем решения этих уравнений.

Функция скалярного поля  $\phi = \phi_0 t^\alpha$ , где  $\phi_0, \lambda$  –некоторые константы.

Масштабный фактор  $a = e^{\frac{-\phi_0 \alpha t^\alpha}{\alpha-2} + \frac{2H_0 t^{\frac{\alpha+1}{\alpha+2}}}{\alpha+2}} t^{\frac{\alpha(\alpha-1)}{\alpha+2}} a_0$

Соответствующий потенциал, давление и плотность энергии

$$\begin{aligned}
V_1 &= \frac{3\phi_0^3 \alpha^4 t^{3\alpha-2}}{(\alpha-2)^2} - \frac{6\phi_0^2 \alpha^2 H_0 t^{\frac{5}{2}\alpha-1}}{\alpha-2} + 3\phi_0 H_0 t^{2\alpha} - \frac{\phi_0^2 \alpha^2 t^{2(\alpha-1)}(19\alpha^2-4)}{2(\alpha^2-4)} + \\
&+ \frac{9\phi_0 \alpha^2 H_0 t^{\frac{3}{2}\alpha-1}}{\alpha+2} + \frac{\phi_0 \alpha(\alpha-1)t^{\alpha-2}(6\alpha^2-3\alpha)}{(\alpha+2)^2}, \\
\rho &= \frac{3\phi_0^2 \alpha^4 t^{2(\alpha-1)}}{(\alpha-2)^2} - \frac{6\phi_0 \alpha^3(\alpha-1)t^{\alpha-2}}{\alpha-4} + \frac{3\alpha^2(\alpha-1)^2}{(\alpha+2)^2 t^2} - \frac{6\phi_0 \alpha^2 H_0 t^{\frac{3}{2}\alpha-1}}{\alpha-2} + \frac{6\alpha(\alpha-1)H_0 t^{\frac{\alpha}{2}-1}}{\alpha+2} + 3t^\alpha H_0^2, \\
p &= -\frac{3\phi_0^2 \alpha^4 t^{2(\alpha-1)}}{(\alpha-2)^2} + 2\phi_0 \alpha^2(\alpha-1)t^{\alpha-2}(3\alpha^2-5\alpha-4) - \frac{\alpha(\alpha-1)(3\alpha^2-5\alpha-4)}{(\alpha+2)^2 t^2} \\
&+ \frac{6\phi_0 \alpha^2 H_0 t^{\frac{3}{2}\alpha-1}}{\alpha-2} - \frac{\alpha H_0(7\alpha-4)t^{\frac{\alpha}{2}-1}}{\alpha+2}.
\end{aligned}$$

Рассмотрели модифицированную модель скалярного поля с действием в виде (1). Нашли аналитическое решение для рассматриваемой модели.

## РЕАКЦИИ ОБРАТНОГО $\beta$ - РАСПАДА В ОБОЛОЧКАХ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД

Насирова Д.М.<sup>1</sup>, Такибаев Н.Ж.<sup>2</sup>, Курмангалиева В.О.<sup>2</sup>, Такибаева М.Н.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Казахский национальный педагогический университет им. Абая

<sup>2</sup>Казахский национальный университет им. аль-Фараби

Как известно, протоны и нейтроны связаны в ядрах, и многие ядра стабильны. Но есть ядра, которые за счет слабых сил переходят в энергетически более выгодные состояния. Например, происходит превращение нейтрона в протон внутри ядра с испусканием позитрона и нейтрино или захват электрона ядром, точнее, одним из протонов в ядре, с испусканием нейтрино. Это в обычных земных условиях.

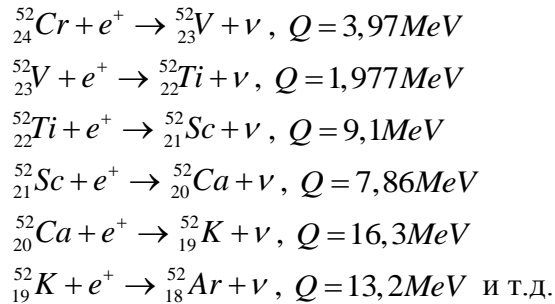
Но если рассматривать сверхплотное вещество в оболочках нейтронных звезд, где действуют мощные сдавливающие давления, вытесняющие электроны с орбит атомов и создающие вырожденную электронную Ферми-жидкость, то слабые реакции в ядрах могут пойти наоборот – начнутся реакции поглощения электронов ядрами с испусканием нейтрино. Это будут реакции обратного  $\beta$  - распада [1].

Такие процессы интенсивно развиваются на определенных глубинах в оболочках нейтронных звезд, где наиболее энергетически выгодным состоянием вещества является кристаллическая структура: голые ядра в узлах кристаллической решетки, «утопленной» в вырожденную электронную Ферми-жидкость. Важно, что при этом ядра еще сохраняют свои индивидуальные свойства, так как расстояния между ними намного больше размеров ядер. Их характеристики нам известны из лабораторных экспериментов [2]. Поэтому, следуя данным по ядерным и фотоядерным реакциям, мы можем проследить за развитием процессов нейтронизации вещества и появлением новых «необычных» состояний в глубинах оболочек нейтронных звезд.

Исходя из разных вариантов первичного химического состава вещества нейтронных звезд (например, железистых [3], хромовых или алюминиевых звезд), нами были



рассмотрены соответствующие взаимосвязанные цепочки реакций. Например, для хромовых звезд следует:



$Q$  это пороговая энергия реакции, т.е. если  $E_e > Q$ , то реакция по энергии открыта.

Отметим, что в этой цепочке значения пороговых энергий каждой четной по счету реакции меньше пороговой энергии предшествующей. Это говорит о возможности образования ядер в возбужденных состояниях. Действительно, при электронном захвате дочернее ядро  ${}_{23}^{52}\text{V}$  будет переходить в нижние возбужденные состояния ядра  ${}_{22}^{52}\text{Ti}$ .

Известно, что в земных условиях снятие возбуждения обычно происходит путем испускания гамма квантов. Но такое снятие возбуждений в сверхплотной материи оказывается уже не возможным: длина волны такого гамма кванта будет много больше постоянной решетки.

Что касается электронов Ферми-жидкости, то в силу принципа Паули, все нижние уровни будут заняты. Это означает, что энергия возбуждения ядра может быть передана только электронам для образования пары «электрон + дырка» на энергетической Ферми поверхности.

Есть еще одна возможность: это передать возбуждения фононам кристаллической решетки. Такая возможность становится наиболее реализуемой в случаях пересечения энергетических спектров фононов ядра и фононов кристаллической решетки. Фононы ядра это квантовый механизм описания поверхностных колебаний возбужденного ядра. Важно, что отмеченные пересечения возникают в сверхплотных решетках, т.е. в кристаллических оболочках нейтронных звезд [3].

Наконец, описание передачи возбуждения ядер можно проводить и в рамках теории квантовых туннельных переходов, когда рассматриваются перекрытия волновых функций возбужденных ядер, стоящих в узлах кристаллической решетки. Здесь возникает интересное явление при достижении критической плотности числа возбужденных ядер в решетке: превышение этой величины ведет к лавинной стимуляции и мультипликации возбуждений. При этом стремительно растет плотность сверх возбужденных ядер, инициирующих каскад сопутствующих реакций, как например, реакций выбивания нуклонов из ядер, образования потока нейтрино и т.п. Существенно, что при этом в решетке возникают свободные нейтроны [4].

Ранее, появление нейтронов вне ядер предполагалось только в более глубоких слоях оболочки нейтронных звезд, объединенных названием «внутренняя оболочка». Эти нейтроны, как было принято считать, выпариваются из ядер, когда давления вне и внутри ядер сравниваются между собой. В данной работе показано, что свободные нейтроны возникают уже во внешней оболочке нейтронной звезды, как результат комплекса развивающихся реакций и нелинейных процессов, порождаемых реакциями обратного бета распада.

Рассмотренные здесь новые типы состояний, реакций и процессов в слоях внешней оболочки нейтронных звезд, как и результаты анализа явлений в слоях внутренней

оболочки[5], создают условия для пересмотра существующих представлений о физике состояний и явлений, происходящих в оболочках нейтронных звезд.

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. <http://cdfc.sinp.msu.ru/>
3. Takibayev N., Kato K., Nasirova D. Excited Nuclei in Neutron Star Crusts // *Adv.StudiesTheor.Phys.*, Vol.7, № 4.,P. 151-161, 2013.
4. Такибаев Н.Ж., «Вынужденное резонансное излучение кристаллических структур оболочек нейтронных звезд», Доклады НАН РК, №3, 2012.
5. Chamel N., ArXiv: 1301.2432v1 [astro-ph.HE], 2013.

## PARITY VIOLATING NEUTRON SPIN ROTATION

Snow M.W.<sup>1</sup>, Zhumabekova V.N.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Indiana University\IUCF, Bloomington, USA*

<sup>2</sup>*Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan*

Neutron spin rotation expected from quark-quark weak interactions in the standard Model, which induce weak interactions between nucleons that violate parity. Because the range for W and Z exchange between quarks is small compared to the nucleon size, NN weak interaction amplitudes are one of the few observables which are first-order sensitive to quark-quark correlations in the nucleon. NN weak interactions also induce parity-odd effects in atomic structure, where they are the microscopic source for nuclear anapole moments [1-3].

Parity-odd spin rotation has been measured in heavy nuclei [4-7], but the dynamics are too complicated to use this information to learn about the NN weak interaction amplitudes. To do this one must measure parity-odd neutron spin rotation and other parity-odd observables in light nuclei such as H, D, <sup>3</sup>He and <sup>4</sup>He. Because strong interaction effects are now calculable in few body nuclei and weak amplitudes can be added as a perturbation, several new calculations of parity odd effects in these systems have appeared recently [8] to complement earlier works [9]. The expected size of the parity-odd rotation angle in such few body systems is about 10<sup>-6</sup>rad/m to 10<sup>-7</sup> rad/m [9].

Of the five independent weak transition amplitudes present in NN elastic scattering at low energy, only the <sup>1</sup>S<sub>0</sub> - <sup>3</sup>P<sub>0</sub> proton-proton amplitude is fixed from experiment [10]; the result are unknown. The existing calculation was conducted within the meson exchange picture developed by Desplanques, Donoghue and Holstein (DDH) which uses π and ρ and ω exchange parametrized by weak couplings at the NN vertex labeled by superscripts which indicate the isospin change. Within the DDH approach  $d\varphi/dz$  in n-<sup>4</sup>He spans a range of ±1.5×10<sup>-6</sup> rad/m: this broad range of possibilities is dominated by the uncertainties in the weak couplings and reflects in part our poor understanding of quark-quark correlation physics in QCD.  $d\varphi/dz$  in n-<sup>4</sup>He has been related to existing measurements of nuclear parity violation in a model which subsumes many poorly-understood short range NN effects by expressing parity odd amplitudes in terms of isoscalar (X<sub>n</sub>+X<sub>p</sub>) and isovector (X<sub>n</sub>-X<sub>p</sub>) one-body potentials. n-<sup>4</sup>He spin rotation is interesting within the context of this model since it determines X<sub>n</sub>. Within this model measurements in odd-proton systems such as p-<sup>4</sup>He and <sup>19</sup>F constrain X<sub>p</sub>. The prediction in this model for n-<sup>4</sup>He spin rotation is  $d\varphi/dz = (-6,5 \pm 2,2) * 10^{-7} rad/m$ .

1. Zeldovich Y.B., Sov. Phys. JETP, 6 (1957) 1184
2. Flambaum V.V. and Khriplovich I.B., Sov. Phys. JETP, 52 (1980) 835.
3. Wood C.S. et.al, Science, 275, (1997) 1759
4. Tsigutkin K. et. al. Phys. Rev. Lett., 103 (2009) 071601
5. Farte M. et. al. Phys. Rev. Lett., 45 (1980) 2088
6. Heckel B.R. et. al. Phys. Lett. B, 119 (1982) 298
7. Heckel B.R. et. al. Phys. Rev. C, 29 (1984) 2389
8. Zhu S.L. et. al. Nucl. Phys. A, 748 (2005) 435
9. Desplangues B., Phys. Rep., 297 (1998) 1
10. Balzer R. et.al. Phys. Rev. Lett., 44 (1980) 699

## **КҮН ҚАРҚЫМДЫЛЫҒЫНЫҢ КЕДЕЙСОҚ ҚҰБЫЛЫСТАРЫ КЕЗІНДЕГІ АТМОСФЕРА ҚЫСЫМЫНЫҢ АУЫТҚУЛАРЫН ЗЕРТТЕУ**

Оразымбетова Н.Т.<sup>1</sup>, Антонова В.П.<sup>2</sup>, Нұрғалиева Қ.Е.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>эл-Фараби атындағы ҚазҰУ, Алматы қ.

Ионосфера институты ЕЖШС, Алматы қ.

Бұл жұмыста күн қарқымдылығының кездейсоқ құбылыстарының атмосфера қысымына әсерін биік таулы Тянь-Шань станциясынан алынған мағлұмат бойынша және күн қарқымдылығының 23-ші циклында зерттелген. Бұл мәселенің маңыздылығы – күн қарқымдылығының атмосфераның төменгі қабатына және ауа-райына таяу ғарыш кеңістігінде өтіп жатқан процестердің әсері болатына сөзсіз, ал бұл әсердің сипаттамасы туралы сұрақ әлі күнге дейін ашық күйде қалып отыр [1]. Қазіргі уақытқа дейін күннен жер атмосферасының төменгі қабатына әсер берілу механизмі кең көлемді ашылмаған, атмосфера параметрлерінің космофизикалық факторларға универсалды тәуелділігі алынбаған [2].

Күннің активтілігі – күн атмосферасында күшті магнит өрісінің түзілуі мен ыдырауына байланысты құбылыстар мен процестер. Күннің магнит өрістерінің ауытқуынан күн дақтары пайда болады, сонымен қатар күн жарқылдарын, күн желінің ауытқуын, космостық сәулелер ағынының вариациясын, Форбуш-эффектісін т.б. тудырады. Космостық сәулелер – бұл бүкіл космос кеңістігінде болатын, жоғары энергиялы бөлшектердің әлсіз ағыны[3].

Космостық сәулелер бірінші (атмосфераға кіргенге дейінгі) және екінші (бірінші космостық сәулелердің жер атмосферасының атомдарымен әсерлесуі нәтижесінде пайда болған) болып бөлінеді. Бір бірінші космостық сәуледен жер атмосферасының атомдарымен әсерлесуі нәтижесінде екінші космостық сәуле түзілуі көшкін (лавина) тәрізді болады. Космостық сәулелердің интенсивтігінің кездейсоқ өзгеруі болады, оны Форбуш-эффект деп атайды [4]. Мысалы, тіркеліп отырған станцияларда космостық сәулелердің ағыны бірнеше сағат ішінде бірден түседі. Бұл процес күндегі күшті жарқыл әсерінен болады.

Бұл жұмыста күн активтілігінің 23-ші циклына кіретін 2001-2007жж аралығында Тянь-Шань станциясында (теңіз деңгейінен 3340м биіктікте) орналасқан нейтронды монитор тіркеп отырған космостық сәулелердің интенсивтігі мәндерін уақытқа тәуелділігі бойынша графиктерін тұрғызып Форбуш-эффектілерін есептедік, және құлау(понижение)

эффектілерінің тек 3%тен жоғары жағдайларды ғана есепке алдық себебі одан төменгі жағдайларда ескермеуге болады (14 жағдай тіркелді). Осы теріп алынған уақыт кезеңдеріне сәйкес атмосфера қысымының өзгеруінің сараптамасы жасалды. Зерттеу нәтижесінде Форбуш-эффект құбылысынан кейін атмосфера қысымы 1-5 күн аралығында 2-6 мбар ұлғайғаны, ал келесі 2-7 күн аралығында 4-14 мбар төмендейтіні көрсетілді.

Қолданылған әдебиеттер тізімі:

1. М. И. Пудовкин «Влияние солнечной активности на состояние нижней атмосферы и погоду» <http://www.pereplet.ru/obrazovanie/stsoros/190.html>
2. М. Б. Богданов, А. Н. Сурков, А. В. Федоренко «Влияние космических лучей на атмосферное давление в высокогорных условиях» //ГЕОМАГНЕТИЗМ И АЭРОНОМИЯ, 2006, том 46, №2, с. 268-274//
3. «СПРАВОЧНИК ПО ГЕОФИЗИКЕ» Изд-во НАУКА, М.,1965.
4. Л. И. Дорман «Вариации галактических космических лучей», Изд-во МГУ, 1975

## ГРАВИТАЦИОННЫЙ ЗАХВАТ НАМАГНИЧЕННЫХ ЧАСТИЦ ВОКРУГ ЧЕРНОЙ ДЫРЫ ШВАРЦШИЛЬДА В ОДНОРОДНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Рахимов О.Г. Джапарова Р.К.

*Астрономический институт АН РУз*

*Ташкентский Педиатрический Медицинский Институт Минздрав РУз*

Частицы и поля играют важную в изучении астрофизических компактных объектов, таких как нейтронные звезды, белые карлики и черные дыры. Изучение взаимодействия между частицами и электромагнитным полем в искривленном пространстве-времени, также имеет астрофизический интерес, например, в случае сильного синхротронного излучения, выходящего из галактических ядер, которое можно быть объяснено существованием в тех областях очень сильных магнитных полей.

Известно, что метрика пространство-времени вокруг черной дыры Шварцшильда(2), которая характеризуется только массой имеет вид:

$$ds^2 = -\left(1 - \frac{2M}{r}\right) dt^2 + \left(1 - \frac{2M}{r}\right)^{-1} dr^2 + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\varphi^2. \quad (1)$$

Здесь:  $M$  - является общей массой черной дыры помещенной в асимптотически-однородное магнитное поле  $\mathbf{B}_0$ . Для простоты, направления полярной оси выбирается вдоль направления магнитного поля.

Используя уравнения Гамильтона-Якоби(2) для намагниченных частиц, получим уравнения движения.

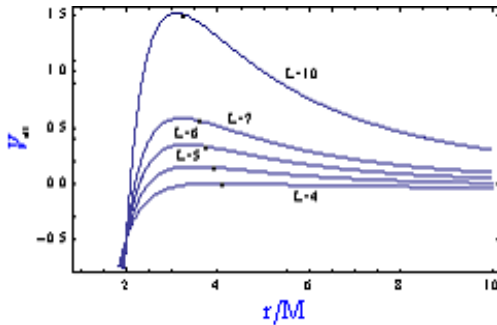
В частном случае имеем:

$$g^{\mu\nu} P_\mu P_\nu - m D^{\mu\nu} F_{\mu\nu} + m^2 = 0. \quad (3)$$

Здесь  $D^{\mu\nu}$  - тензор поляризации и он пропорционален магнитному моменту частиц,  $F_{\mu\nu}$  - является тензором электромагнитного поля.  $P_\mu$  - обобщенный импульс и  $m$  - масса частицы. Рассмотрим эффективный потенциал(3), полученный из уравнения движения, который можем получить из уравнения (3) и оно имеет вид:

$$V_{\text{эфф}} = \frac{1}{2} \left( \frac{l^2}{r^2} - \eta \right) \left( 1 - \frac{2M}{r} \right) - \frac{M}{r} \quad (4)$$

Компьютерный анализ уравнения (4), нам дает явный вид областей которые, частица может иметь стабильные и нестабильные движения. Ниже приведено график при разных значениях параметра магнитной взаимодействия  $\beta$  и углового момента  $l$ .



В графике приведены кривые эффективного потенциала для разных значениях углового момента. Целью данной работы являлось определение влияния магнитного момента частиц на радиусы стабильных орбит. В результате мы получили аналитические выражения для сечения захвата намагниченных частиц черной дырой Шварцшильда. Выявлено, что частицы с магнитным моментом являются более стабильными чем частицы которые не имеют спина, т.е. намагниченные частицы совершают круговые орбиты в более близких расстояниях от компактного объекта чем классических частиц.

### Литература:

- 1) Зельдович Я.Б., Новиков И.Д. Теория тяготения и эволюция звезд, Москва "Наука" (1971)
- 2) Мизнер Ч., Торн К., Уиллер Дж. Гравитация, Москва, "Мир", (1977).

## МОДЕЛЬ К-ЭССЕНЦИИ И ГАЗ ЧАПЛЫГИНА

Ж. М. Сагидуллаева, О. В. Разина

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

Модели скалярных полей в космологии и гравитации довольно успешно описывают ряд важных проблем в современной космологии (сущность темной энергии и темной материи, ускоренное расширение Вселенной, космическая эволюция и т.д.). Некоторые частные модели к-эссенции соответствуют унифицированной модели темной энергии и темной материи – обычному и обобщенному газу Чаплыгина. Газ Чаплыгина представляет собой идеальную “экзотическую” жидкость, подчиняющуюся уравнению состояния  $p = -\frac{A}{\rho^\alpha}$ , где  $A$  и  $\alpha$  – положительные постоянные. Рассмотрим случай, при  $\alpha = 1$ .

Действие модели к-эссенции

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} [R + 2K(X, V)]$$

рассмотрим совместно с однородной и изотропной метрикой Фридмана-Робертсона-Уокера (ФРУ)

$$ds^2 = dt^2 - a(t)^2(dx^2 + dy^2 + dz^2).$$

Для ФРУ  $X = \frac{\dot{\phi}^2}{2}$ ,  $\sqrt{-g} = a^3$ ,  $R = -6\left(\frac{\ddot{a}}{a} + \frac{\dot{a}^2}{a^2}\right)$ .

Рассмотрим случай, когда Лагранжиан к-эссенции имеет вид  $K=X-V(\phi)$ ,  $V(\phi)$ -потенциал скалярного поля. Далее варьируя данное действие по  $a$  и  $\phi$ , находим уравнения Эйнштейна и Клейн-Гордона для ФРУ. В результате вычислений, получаем решения этих уравнений.

Функция скалярного поля

$$\phi = \phi_0 t^\lambda,$$

где  $\phi_0, \lambda$  – некие константы.

Масштабный фактор

$$a = e^{\frac{\lambda \varphi_0^2 t^{2\lambda}}{4(1-2\lambda)}}.$$

Параметр Хаббла

$$H = \frac{\lambda^2 \varphi_0^2 t^{2\lambda-1}}{2(1-2\lambda)}$$

Потенциал скалярного поля

$$V = \frac{3\lambda^4 \varphi_0^4 t^{2(2\lambda-1)}}{4(1-2\lambda)^2} - \frac{\lambda^2 \varphi_0^2 t^{2(\lambda-1)}}{2} + V_0,$$

где  $V_0$  – константа интегрирования.

Плотность энергии и давление

$$\rho = \frac{3\lambda^4 \varphi_0^4 t^{2(2\lambda-1)}}{4(1-2\lambda)^2},$$

$$p = -\frac{A4(1-2\lambda)^2}{3\lambda^4 \varphi_0^4 t^{2(2\lambda-1)}}.$$

Параметр уравнения состояния

$$\omega = -1 + \frac{2(1-2\lambda)^2}{3\lambda^2 \varphi_0^2 t^{2\lambda}}.$$

Рассмотрели модель  $k$ -эссенции совместно с газом Чаплыгина для случая  $p = -\frac{A}{\rho}$ .  
Нашли соответствующее решение и восстановили потенциал скалярного поля.

## **ИЗУЧЕНИЕ УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ВО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ КОСМИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ С ПЛОТНОЙ МИШЕНЬЮ И СРАВНЕНИЕ С ДАНЫМИ БОЛЬШОГО АДРОННОГО КОЛЛАЙДЕРА**

Садыков Т.Х., Покровский Н.С., Застрожнова Н.Н., Таутаев Е.М., Жамауова Т.К.

*ТОО «Физико-технический институт», г.Алматы, Казахстан*

На Высокогорной научной станции космических лучей расположенной в горах Тянь-Шаня на высоте 3340 метров над уровнем моря проводилась регистрация частиц космического излучения. Экспериментальные данные были получены на комплексных установках «Адрон-9» и «Адрон-44».

В связи с опубликованием результатов полученных в ЦЕРНе на ускорителе Большого адронного коллайдера (БАК) [1] имеется возможность сравнить некоторые характеристики взаимодействий частиц космического излучения с ускорительными результатами.

Этот интерес объясняется тем, что в работах БАК на детекторе CMS в протон-протонных столкновениях при исследовании угловых корреляций с использованием двумерных корреляционных функций появляются четко выраженные структуры для пар частиц не предсказанные модельными расчетами. Нечто похожее наблюдалось ранее, в ионных столкновениях на ускорителе RHIC в Брукхевенской национальной лаборатории.

Следует отметить, что первые указания на корреляции частиц с малым отклонением в азимутальных углах и большой протяженностью по полярным углам (псевдобыстроте) были получены еще раньше - более 25 лет тому назад - в космических лучах в сотрудничестве «Памир» [3], как раз при энергиях, соответствующих энергиям LHC.

Тогда такие события получили название веерных событий (fan-shaped), а само явление - выстроенности (alignment) - из-за схожести на узкий горный хребет, протянувшийся через всю плоскость, перпендикулярную оси столкновений, и проходящий через точку ее пересечения с этой плоскостью. Доля зафиксированных событий с подобным построением является статистически значимой для событий со сверхвысокими энергиями.

Кроме этого, парные структуры наблюдали при экспозиции РЭК в горах Тянь-Шаня [4], несколько позже в 1979 году такие же структуры были обнаружены японо-бразильской коллаборацией на горе Чакалтайя и в эксперименте «Памир».

Таким образом эксперименты в космических взаимодействиях являются как бы разведчиками при сверхвысоких энергиях взаимодействия.

В данной работе проводится исследование угловых корреляций с использованием двумерных корреляционных функций для событий зарегистрированных в космических лучах на установках «Адрон-9» и «Адрон-44» по методу применяемому в работах БАК [1].

Были получены хорошо выраженные парные структуры почти аналогичные результатам полученным в работе [1].

#### Литература

1. Luis A. Anchordoqui et al «Searching for the Layered Structure of Space at the LHC» arXiv:1012.1870v2 [hep-ph]
2. ALICE Collaboration, V. Abelev et al., “Pseudorapidity density of charged particles in p–Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  TeV,” arXiv:1210.3615 [nucl-ex]
3. L. T. Baradzei et al. [Pamir Collaboration], Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 50N11, 46 (1986)
4. Ж.С.Такибаев, Т.Х.Садсков, «Парное образование пионных кластеров в области энергий 25 ТэВ» Известия АН Каз ССР, 1977? сер. Физ.-мат. №4, стр.15-19.

### **ИЗУЧЕНИЕ КОЭФИЦИЕНТА НЕУПРУГОСТИ ВО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ КОСМИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ С МИШЕНЬЮ ПРИ ЭНЕРГИЯХ БОЛЬШЕ $10^{13}$ ЭВ**

Садыков Т.Х., Застрожнова Н.Н., Таутаев Е.М., Жамауова Т.К.

*ТОО «Физико-технический институт» г.Алматы, Казахстан*

В данной работе было исследовано распределение коэффициентов неупругости вторичных частиц из ливней, образованных частицами космического излучения при энергии выше  $10^{13}$  эВ. . Использование комплексной установки состоящей из рентгеноэмульсионной камеры и ионизационного калориметра позволило для каждого события измерить координаты вторичных гамма-квантов их энергии -  $E_\gamma$  и значение первичной энергии –  $E_0$ . Экспериментальные данные основываются на 446 событиях.

Известно, что в среднем, энергия передаваемая в  $\pi^0$ -мезоны или в мягкую компоненту космических лучей в акте составляет в p-N взаимодействиях  $\sim 0,17$ , в  $\pi$ -N-взаимодействиях  $\sim 0,25$ , в то же время, в экспериментах имеющих на вооружении только рентгеноэмульсионные камеры, происходит отбор тех взаимодействий, где в нейтральную компоненту выделяется энергия на частицу не менее  $E_{пор}$ ... Естественно, что большинство экспериментаторов, оперируя среднемировыми данными, закладывают в своих вычислениях величину парциального коэффициента неупругости равную  $K \sim 0,25$

На рисунке 1 приведено распределение по величине  $K = \sum E_\gamma / E_0$  для всех анализируемых взаимодействий.

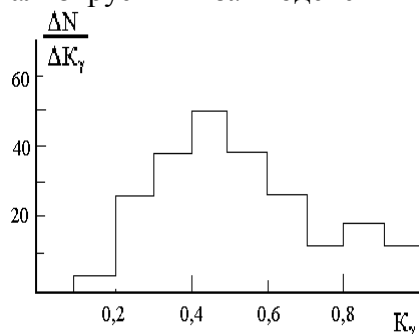


Рисунок 1 - Доля энергии первичной частицы, переданная в нейтральную компоненту

взаимодействия –  $E_0$ . В расчет закладывалось априорное распределение по  $K_\gamma$  для адронов космического излучения, показатель спектра адронов космических лучей и пороговая энергия регистрации гамма-квантов, Полученные нами значения  $K_\gamma$  находятся в хорошем согласии с результатами расчета. При рассмотрении представленных данных нетрудно сделать вывод о том, что при отборе событий по величине  $\sum E_\gamma$  неизбежно завышение значения  $K_\gamma$  вне зависимости от диапазона энергий.

Среднее значение величины  $K_\gamma = 0,46 \pm 0,05$ . Как видно, разногласие между общепринятыми параметром неупругости взаимодействия  $K = 0,25$  и нашими экспериментальными данными остается. Данное противоречие нетрудно объяснить, имея в виду наличие порога регистрации гамма-квантов  $E_{\gamma\text{пор}}$ , порога отбора событий по суммарной энергий гамма-квантов семейства  $\sum E_\gamma$  и крутопадающего спектра космических лучей  $N(\geq E) \sim E^{-1,8}$ .

С целью оценки влияния этих факторов на величину  $K_\gamma = \sum E_\gamma / E_0$  нами был проведен расчет ожидаемых значений  $K_\gamma$  в зависимости от суммарной энергии гамма-квантов семейств  $\sum E_\gamma$  и полной энергии

## ИЗУЧЕНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ОТРАЖАТЕЛЕЙ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ

Спанова Г.А., Такибаев Н.Ж., Жумабекова В.Н.

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

Известно, что бериллий и его металлические соединения широко используются в атомной промышленности. Это связано с особыми свойствами бериллия, являющегося одним из лучших отражателей тепловых нейтронов. Бериллий является незаменимым материалом в атомных реакторах, поскольку он обладает высокими эксплуатационными характеристиками, а бериллиевые соединения отличаются, как правило, большой химической стойкостью [1-2].

При оценке поля радиации исследовательского реактора, в котором бериллиевый металл используется как отражатель, например, как в исследовательском тестовом реакторе в Японии, следовало, что структура бериллиевого металла как-то влияет на величину полного сечения нейтронов на бериллиевом металле, и возможно меняет (смещает) известную закономерность функции рассеяния  $S(\alpha, \beta)$  в этих случаях.

В данной работе исследуются физические и структурные особенности различных видов бериллиевых металлов, используемые в качестве отражателей тепловых нейтронов в атомных реакторах, их влияния на величину полного сечения ядерных реакций с тепловыми нейтронами, основанных на современной теоретической базе.

Сделан анализ механических свойств (прочность на разрыв и растяжения, хрупкость и пластичность и т.д.) бериллиевых материалов разных марок (S-200F, S-65-H, I-220-



Н); влияния нейтронных пучков на физико-механические свойства (накопление гелия, распухание, изменение параметров элементарной ячейки, изменение прочности и микротвердости) и микроструктуру реакторных марок бериллия (образование дислокаций, микротрещин, пор и т.д.) [3]; проведены расчеты и исследованы свойства ядра  $Be^9$ , как отражателя тепловых нейтронов и показано, что ядро  $Be^9$  обладает уникальными структурными особенностями - частицы каждой пары этой трехчастичной ( $n+\alpha+\alpha$ ) системы резонансно взаимодействуют между собой, образуя связанное состояние с гибкими и упругими «пружинными» свойствами. Эти свойства и определяют высокие отражательные особенности ядра  $Be^9$ .

Литература

1 Chakin V.P., Kazakov V.A., Teykovtsev A.A., 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.

2 Tsuchiya K. 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.

3 Жумабекова В.Н., Такибаев Н.Ж., Спанова Г.А., Карсыбаев Б., Нусипалиева М. Физические особенности бериллиевых металлических отражателей // Известия НАН РК, серия физико-математическая.-2013. -2(288).-С. 28-31.

## **КОСМОЛОГИЯ МОДЕЛИ G-ЭССЕНЦИИ. РЕШЕНИЕ БЕЗ ПЕРЕСЕЧЕНИЯ ФАНТОМНОГО РАЗРЫВА.**

Д.Н. Талипова, О.В. Разина

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

Современная космология берет начало в работах российского ученого А. А. Фридмана, который в 1922 году нашел уравнения Эйнштейна, описывающие расширяющуюся Вселенную. В 1929 году наблюдения Э. Хаббла подтвердили это предсказание. Действие g-эссенции в общем виде записывается следующим образом

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} [R + 2K(\chi, Y, \varphi, \psi, \Psi)]. \quad (1)$$

Действие (1) рассмотрим совместно с метрикой Фридмана-Робертсона-Уокера (ФРУ)

$$ds^2 = dt^2 - a(t)^2(dx^2 + dy^2 + dz^2). \quad (2)$$

Рассмотрим случай, когда скалярно-фермионный лагранжиан имеет вид

$$K = X + Y - V_2(u). \quad (3)$$

Уравнения движения в этом случае запишутся в виде

$$3H^2 - \rho = 0, \quad (4)$$

$$2\dot{H} + 3H^2 + p = 0, \quad (5)$$

$$\ddot{\phi} + 3H\dot{\phi} = 0, \quad (6)$$

$$\dot{\psi} + \frac{3}{2}H\psi + iV_{2u}\gamma^0\psi = 0, \quad \dot{\bar{\psi}} + \frac{3}{2}H\bar{\psi} - iV_{2u}\bar{\psi}\gamma^0 = 0, \quad (7)$$

$$\dot{\rho} + 3H(\rho + p) = 0, \quad (8)$$

где  $\rho = \frac{1}{2}\dot{\phi}^2 + V_2$  и  $p = \frac{1}{2}\dot{\phi}^2 + V_{2u} - V_2$ .

Система уравнений (4)-(8) имеет решение

$$a = e^{\frac{2}{3}\int \frac{dt}{t-te^{1-t}}}, \quad (9)$$

$$H = \frac{2}{3(t-te^{1-t})}, \quad (10)$$

$$\dot{\phi} = \phi_0 e^{-2\int \frac{dt}{t-te^{1-t}}}, \quad (11)$$

$$\psi_0 = N_0 e^{-iB_0}, \quad \psi_1 = N_1 e^{-B_1}, \quad \psi_2 = N_2 e^{iB_2}, \quad \psi_3 = N_3 e^{iB_3}, \quad (12)$$

$$N_k = C_k e^{\int \frac{dt}{t-te^{1-t}}}, \quad k=0,1,2,3. \quad (13)$$

$$B_k = \int \frac{dt \left( -4e^{\int \frac{2dt}{t-te^{1-t}}} \right) \left( 1 - e^2 \frac{(t-1)^t}{(t+1)^t} \right)}{3(t-te^{1-t})^2 c} - \int \frac{\phi_0^2 dt}{ce^{\int \frac{2dt}{t-te^{1-t}}}}, \quad k=0,1,2,3. \quad (14)$$

$$V_2 = -\frac{1}{2}\phi_0^2 e^{-4\int \frac{dt}{t-te^{1-t}}} + \frac{4}{3(t-te^{1-t})^2}, \quad (15)$$

Параметры уравнения состояния и замедления

$$\omega = -e^2 \frac{(t-1)^t}{(t+1)^t}, \quad q = \frac{1}{2} - \frac{3}{2} e^2 \frac{(t-1)^t}{(t+1)^t}. \quad (16)$$

Рассмотрели модель g-эссенции, с лагранжианом вида (3). Нашли точное аналитическое решение рассматриваемой модели. Восстановили соответствующий потенциал. Нашли параметры уравнения состояния и замедления.

# НЕКОТОРАЯ КОСМОЛОГИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ БЬЯНКИ I В F(T) ГРАВИТАЦИИ

С.С. Беков, К.Р. Мырзакулов

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

В данной работе мы исследуем некоторую однородную и анизотропную метрику Бьянки I в теории  $F(T)$  гравитации [1, 2]. Уравнения движения соответствующее однородной и анизотропной метрике типа Бьянки I в  $F(T)$  гравитации имеет вид

$$F - 4F_T \left( \frac{\dot{A}\dot{B}}{AB} + \frac{\dot{B}\dot{C}}{BC} + \frac{\dot{C}\dot{A}}{CA} \right) = 2k^2 \rho, \quad (1)$$

$$2F_T \left( \frac{\dot{A}\dot{B}}{AB} + 2\frac{\dot{B}\dot{C}}{BC} + \frac{\dot{C}\dot{A}}{CA} + \frac{\ddot{B}}{B} + \frac{\ddot{C}}{C} \right) - 4F_{TT} \left( \frac{\dot{B}}{B} + \frac{\dot{C}}{C} \right) \times \left[ \left( \frac{\ddot{A}}{A} - \frac{\dot{A}^2}{A^2} \right) \cdot \left( \frac{\dot{B}}{B} + \frac{\dot{C}}{C} \right) + \left( \frac{\ddot{B}}{B} - \frac{\dot{B}^2}{B^2} \right) \cdot \left( \frac{\dot{C}}{C} + \frac{\dot{A}}{A} \right) - \left( \frac{\ddot{C}}{C} - \frac{\dot{C}^2}{C^2} \right) \cdot \left( \frac{\dot{A}}{A} + \frac{\dot{B}}{B} \right) \right] - F = 2k^2 p, \quad (2)$$

$$\dot{\rho} + 3H(\rho + p) = 0, \quad (3)$$

В данной работе мы выбираем функцию  $F(T)$  как

$$F(T) = 2n\sqrt{-T} + mT^l \ln(-T) + \gamma, \quad (4)$$

где  $n, m, \gamma, l, a$  являются постоянными величинами. Для этой метрики скаляр кручения равен

$$T = -2 \left( \frac{\dot{A}\dot{B}}{AB} + \frac{\dot{A}\dot{C}}{AC} + \frac{\dot{B}\dot{C}}{BC} \right)$$

Решение будем искать в пространстве-времени де Ситтера, где  $A = A_0 t^a$ ,  $B = B_0 t^b$ ,  $C = C_0 t^c$ . На рисунке 1 построен график зависимости параметра уравнения состояния  $\omega$  от времени  $t$  при значения  $a = c = 1$ ,  $b = 1.3$ ,  $n = \sqrt{6} \cdot 2.3 \cdot 10^{-18} (0.26 - 1)$ ,  $m = 0.26$ ,  $\gamma = 15$ ,  $l = -2$ .

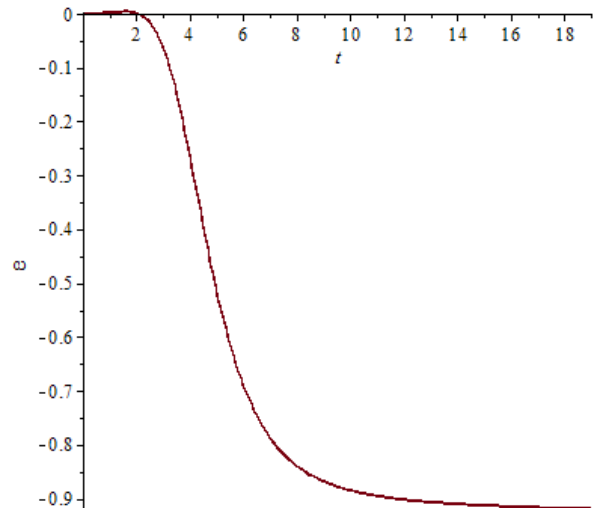


Рисунок 1. Представлена зависимость параметра уравнения состояния  $\omega$  от времени  $t$ .

## СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Sharif M., Shamaila Rani.  $F(T)$  Models within Bianchi Type I Universe // Modern Physics Letters A. - 2011. - Vol. 26, №22, - P. 1657. DOI: 10.1142/S0217732311036127.

2. Sharif M., Shamaila Rani. K-essence Models and Cosmic Acceleration in Generalized Teleparallel Gravity // Physal Scripta. - 2011. - Vol. 84, №5. - P. 055005. DOI: 10.1088/0031-8949/84/05/055005.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ С МЕТАЛЛИЧЕСКИМ БЕРИЛЛИЕМ

Жумабекова В.Н., Хасанов М.К.  
*КазНУ им. аль-Фараби.*

В работе рассматривается моделирование взаимодействия тепловых нейтронов в интервале энергий (0.01 эВ - 5 эВ) с металлическим бериллиевым материалом при температуре материала 296 К, также изложен алгоритм моделирования когерентного упругого рассеяния нейтронов в формате ENDF/B – 6 и алгоритм программного комплекса BRAND для моделирования некогерентного неупругого рассеяния тепловых нейтронов в модели идеального газа. Для реализации процесса моделирования написано код на языке C++. В данном теоретическом эксперименте металлический бериллий размерами 10x20x20 см, которое находится при температуре 296 К, облучается нейтронами монохроматической энергии 0.5 (эВ). Результатом моделирования является регистрация нейтронов покинувших размеры данной пластинки и на основе этих результатов строятся энергетический спектр нейтронов после взаимодействия с данным материалом.

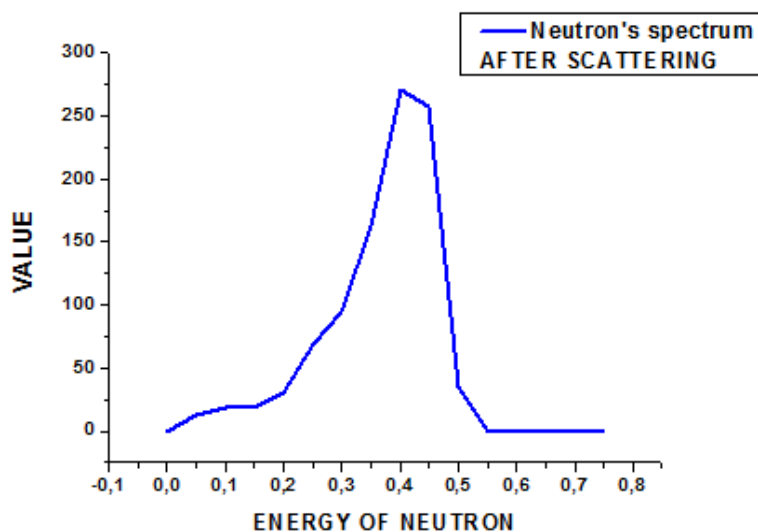


Рисунок-1. Энергетический спектр нейтронов после взаимодействия с данным материалом.

### Литература:

1. Франк-Коменский А.Д. Моделирование траекторий нейтронов при расчете реакторов методом Монте-Карло, Москва, Атомиздат 1978.

## ФОРМИРОВАНИЕ СТРУКТУР В НЕЛИНЕЙНОЙ КВАРК-ГЛЮОННОЙ ЭВОЛЮЦИИ

А.Т.Темиралиев<sup>1</sup>, А.К.Данлыбаева<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Физико-технический институт, Алматы, Казахстан

<sup>2</sup>Казахский национальный университет им.аль-Фараби, Алматы, Казахстан

Для высокоэнергичных адронов и ядер характерна высокая плотность КХД-партонов и линейное приближение по партонной плотности становится не применимым. Линейные уравнения ДГЛАП [1] для поперечного потока энергии с функциями расщепления в рамках теории возмущений КХД и реджеонный подход ВFKL [2] к эволюции структурных функций сталкиваются с проблемой учёта плотности сливающихся партонов. Анализ адронных столкновениях, выполненный с помощью монте-карло моделирования демонстрируют доминирующую роль непертурбативных степеней свободы для потока поперечной энергии в несколько десятков гигаэлектронвольт и резко неоднородной, турбулентнойприроды рождения поперечной энергии глюонов [3]. В современном понимании ядерных соударений при высоких энергиях важная роль отводится нелинейнымвзаимодействиям в плотной партонной среде[4]. Мы вводим нелинейное уравнение кварк-глюонного каскада  $x_{t+1}=f(x_t, R)$  исходя из экспериментальных данных по структурным адронам  $f(x)$ , используя метод отображений из теории нелинейной динамики. Положительные и отрицательные члены в  $f(x)$  отвечают росту и убыванию партонов по доле импульса  $x$  за счёт конкурирующих процессов глюонного излучения и кварк-глюонного слияния. Ренорм-групповой анализ численного моделирования указывает на возникновение устойчивых кварк-глюонных структур (аттракторов) при высоких энергиях столкновения адронов (ядер), соответствующее возрастанию управляющего параметра  $R$ . Дальнейшее повышение энергии приводит к последовательным раздвоениям (бифуркациям) в фазовом пространстве аттракторных траекторий. Показано наличие фрактальной структуры в каскадном множественном рождении партонов, что ведёт к восстановлению масштабной (скейлинговой) инвариантности. При достаточно высоких энергиях возникает хаотическое кварк-глюонное состояние с примесью устойчивых кварк-глюонных структур. Характерные для КХД асимптотическая свобода и конфайнмент есть проявления фрактальности на всех пространственно-временных масштабах адрона и изолированных устойчивых кварк-глюонных аттракторных состояний.

### Литература

1. Yu. Dokshitzer \\\ Sov.Phys. JETP 46 (1977) 1649; V.N. Gribov and L. N. Lipatov \\\ Sov.Nucl. Phys. 15 (1972) 438, 675; G. Altarelli, G. Parisi \\\ Nucl. Phys. B 126 (1977) 298;
2. K.J. Eskola et al "Nonlinear corrections to the dglap equations in view of the her data" /hep-ph/0211239 2003, CERN-TH/2002-322
2. Липатов Л.Н. ЯФ23 642(1976); Fadin V.S., Kuraev E.A., Lipatov L.N. Phys. Lett. B 60 50 (1975); Балицкий Я.Я. Липатов Л.Н. ЯФ28 1597 (1978); Fadin V S, Lipatov L N Phys. Lett. B 429 127 (1998); Ciafaloni M, Camici G Phys. Lett. B 430 349 (1998); Kotikov A V, Lipatov L N Nucl.Phys. B 582 19 (2000)
3. SjoE strand T Comp. Phys. Commun. 82 74 (1994); Gyulassy M, Rischke D H, Zhang B Nucl. Phys. A 613 397 (1997)
4. А.В. Леонидов «[Плотная глюонная материя в соударениях ядер](#)» УФН175(2005)345–366;

# СИНГУЛЯРНОСТИ И УСКОРЕННОЕ РАСШИРЕНИЕ ВСЕЛЕННОЙ

П.Ю. Цыба

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

В настоящее время в эволюции Вселенной приняты следующие фазы: инфляция, стадия излучения, стадия доминирования материи и стадия ускоренного расширения Вселенной [1]. С открытием факта ускоренного расширения согласно которому 75% плотности энергии Вселенной существует в форме некоторой субстанции (называемой темной энергией) с большим отрицательным давлением, обеспечивающим ускоренное расширение, стало ясно, что мы далеки от ясности в понимании космологических процессов. Является ли эта субстанция вакуумом с уравнением состояния  $-1$ , или же это квинтэссенция с уравнением состояния  $-1 < \omega < -1/3$ , или же это фантомная энергия с уравнением состояния  $\omega < -1$  еще предстоит выяснить в космологических экспериментах.

Модели предложенные для теоретического описания этого явления содержат различные типы сингулярностей. Чтобы исключить эти критические точки в космологических сценариях, были предложены модели, позволяющие их избежать. Одним из путей решения проблемы являются экспериментальный сценарий развития и модели пульсирующих сценариев развития Вселенной.

В [2, 3] было предложено исследовать проблемы астрофизики и космологии методом функций Вейерштрасса. В качестве моделей приведем два примера космологических сценариев (1) и (2) являющиеся редукциями функции Вейерштрасса.

**Пример 1.** Представим параметр Хаббла в виде

$$H = \wp(t, 12c^2, 8c^3) = -c + 3c \left( \sin \left[ (3c)^{\frac{1}{2}} t \right] \right)^{-2}. \quad (1)$$

**Пример 2.** Возьмем параметр Хаббла в виде

$$H = \wp(t, 12c^2, -8c^3) = c + 3c (\sinh(3c)^{\frac{1}{2}} t)^{-2}. \quad (2)$$

Предложенные циклические модели Вселенной основанные на периодических свойствах редукций эллиптической функции Вейерштрасса. Эти модели космологических циклических сценариев обладают свойством космологического ускорения. Для них изучена эволюция параметра уравнения состояния для темной энергии в пространстве-времени Фридмана-Леметра-Робертсона-Уокера.

## СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

- 1 Komatsu E. Seven-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Cosmological Interpretation // *Astrophys. J. Suppl.* – 2011. – Vol.192, №192. – P. 18.

2 Bamba K., Yesmakhanova K., Yerzhanov K., Myrzakulov R. Reconstruction of the equation of state for the cyclic universes in homogeneous and isotropic cosmology // Central European Journal of Physics. – 2013. – Vol. 11, №4. – P. 397.

3 Bamba K., Debnath U., Yesmakhanova K., Tsyba P., Nugmanova G., Myrzakulov R. Periodic Cosmological Evolutions of Equation of State for Dark Energy // Entropy. – 2012. – Vol. 14, № 11. – P. 2351.

## ANOMALOUS VARIATION IN GPS TEC PRIOR TO THE 26 MAY 2013 BULUNG'UR, EARTHQUAKE: KITAB GPS STATION

H. E. Eshkuvatov

<sup>1</sup>*Institute of Nuclear Physics, Ulughbek, Tashkent 100214, Uzbekistan*

<sup>2</sup>*Ulugh Beg Astronomical Institute, Astronomicheskaya 33, Tashkent 100052, Uzbekistan*  
e-mail: [husan@astrin.uz](mailto:husan@astrin.uz)

On 26-May-2013, at 11:08 (LT), the M = 5.7 Bulung'ur earthquake occurred in Uzbekistan. The epicenter with Geographic Latitude (N) 39°92' and Longitude (E) 67°39' was located in the territory of the Bulung'ur district of Samarkand region at the distance less than one hundred kms from the GPS station operating in Kitab. This favorable setting allowed us to test the capability of the GPS system to detect the ionospheric perturbations produced by a moderate size earthquake. To identify the anomalous values of TEC we calculate the differential TEC (dTEC) which is obtained by subtracting monthly averaged diurnal vTEC from the values of observed vTEC at each epoch of the day. This procedure removes normal diurnal variations of vTEC. Anomalies are occurred 1-7 days before the local earthquakes and we regard them as an ionospheric electromagnetic precursors. In our preceding study [1] we produced Total Electron Content (TEC) time series Tashkent and Kitab and applied them to detect anomalous TEC signals preceding or accompanying the local earthquakes occurred in years 2006 – 2009. High magnitude local earthquake have ionospheric precursors (the sample result is shown in Fig. 1)

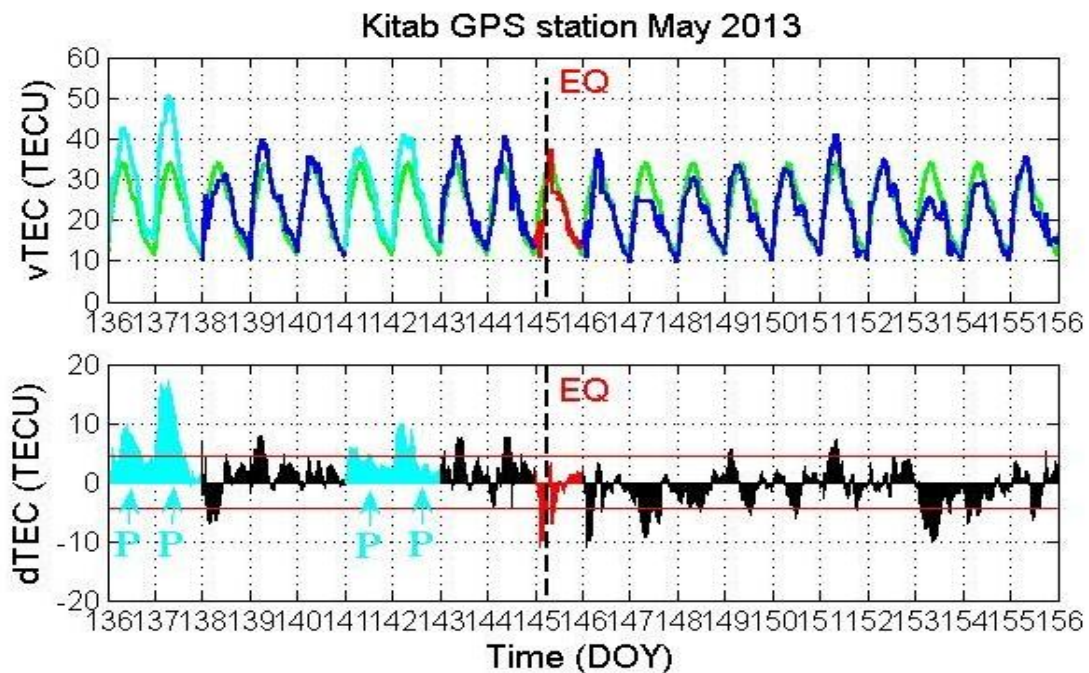


Fig.1. Vertical and Differential TEC variations Kitab for Bo'lung'ur,Uzbekistan M=5.7 EQ occurred on 26-May-2013 in comparison with the monthly mean. P character denotes the precursor day.

### References

[1] Tojiev, S.R., Ahmedov, B.J., Tillayev, Y.A., Eshkuvatov, H.E. Ionospheric anomalies of local earthquakes detected by GPS TEC measurements using data from Tashkent and Kitab stations. *Advances in Space Research* **52**, 1146-1154, 2013.

## PLASMA MAGNETOSPHERE OF DEFORMED NEUTRON STARS

J.R.Rayimbaev

*Ulugh Beg Astronomical Institute, Tashkent 100052, Uzbekistan*

We study magnetosphere of deformed neutron stars in slowly rotating geometry with deformation parameter  $h$ . This work is dedicated influence of  $h$  to the Goldreich-Julian (GJ) charge density  $\rho_{GJ}$ .

The expression of GJ charge density  $\rho_{GJ}$  for non-Kerr spacetime with  $h$  has been given in [1].

The non-Kerr spacetime metric is given as:

$$ds^2 = -N^2(1+h)dt^2 + N^{-2}(1+h)dr^2 + r^2d\theta^2 + r^2\sin^2\theta d\varphi^2 - 2\omega(1+h)r^2\sin^2\theta d\varphi dt$$

Here  $N = 1 - M/r$  is the gravitational lapse function,  $h = \epsilon(M/r)^3$  is deformation parameter of the star and  $\epsilon$  is deformation coefficient.

As a result of calculations the GJ charge density:

$$\rho_{GJ} = -\frac{\Omega B_0}{2\pi c} \frac{1}{N(1+h)} \frac{f(\eta)}{\eta^3 f(1)} \left[1 - \frac{k}{\eta^3} (1+h)\right]$$

Where  $\eta = r/R$ ,  $k = \frac{2I}{R^3}$ ; R and I radius and moment of inertia of the star.

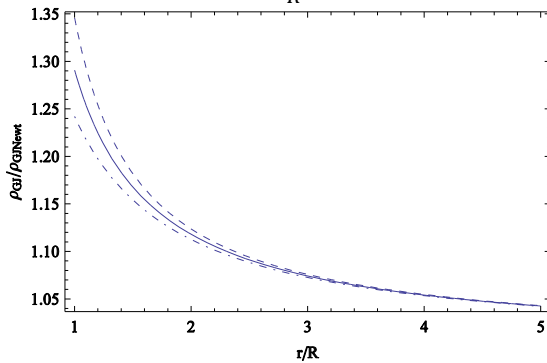


Fig.1 Radial dependence of the  $\rho_{GJ}$  normalized by the Newtonian formulation, for different value of the deformation coefficient of the space-time. Here dashed line is corresponding to  $\epsilon = -10$ , solid line is  $\epsilon = 0$ , and dot dashed line is  $\epsilon = 10$ .

With increasing the module of negative values of  $\epsilon$  the value of the  $\rho_{GJ}$  at the star surface increases then it decay with increasing the radial coordinate faster and accelerating components of the electrical fields at the star surface than that one in pure Schwarzschild case. In the case of positive value of  $\epsilon$  we observe opposite.

References:

1. Muslimov A, Tsygan B. 1992, *MNRAS*, 255,61
2. V.S.Morozova, B.J.Ahmedov, V.G.Kagramanova. 2008, *APJ*,684:1359-1365.



## УЛЬТРА-СУЫҚ АТОМДАРДАҒЫ АНГАРМОНИКАЛЫҚ ЭФФЕКТИЛЕРДІ ЗЕРТТЕУ

Абдурахманов Ж.З., Жаугашева С.А.

*Әл-Фараби атындағы Қазақ Ұлттық университеті, Алматы қ., Қазақстан*

Релятивистік эффектілерді ескере отырып байланыс күйдің энергетикалық спектрін анықтау жолы ұсынылды. Релятивистік әсерлесумен байланысы бар түзетулері: потенциалды әсерлесу түзетулер және конституенттік массалар арқылы ескеріледі.

Тунельдеу механизмін немесе ыдырау енін анықтаудың сипаттамасы берілді. Ультра суық атомдардың массалары мен толқындық функциялары релятивистік емес Гамильтонианның тәуелдік мәнімен анықталады, мұнда кинетикалық энергия конституенттік массамен негізгі күйлердің түзілуімен анықталады және потенциалдық энергия Фейнманның мүмкін болатын диаграммаларын калибрлеуші өріспен ауыстыру арқылы қоюмен анықталады.

Шашырау фазасы есептелінді:

$$\text{Sin } \delta_l = - \frac{-4 g \int x^{\frac{1+r}{2r}+l}}{\sqrt{2\text{Gamma}(1+r+2rl)}} \int_0^{rm} du u^{l+1} e^{-u-\frac{1}{2}(xu)^{\frac{1}{r}}} J_l(ku);$$

Орбиталық кванттық санның мәндерінде және  $r=0.15$ ;  $rm=50$ ;  $\mu=1$ ;  $g=0.1$ ; үшін шашырау фазасының сан мәндері 1 кестеде келтірілді.

1 кесте – шашырау фазасының сандық мәндері

L	x	k	Sin $\delta_l$
<b>0</b>	<b>0.034804849086131316</b>	<b>0.00002</b>	<b><math>-7.519914250505627 \times 10^{-7}</math></b>
0	0.034804849086131316	0.5	$-6.015943361629672 \times 10^{-7}$
<b>1</b>	<b>0.03502878640423802</b>	<b>0.00002</b>	<b><math>-1.087312847437328 \times 10^{-12}</math></b>
1	0.03502878640423802	0.5	$-1.72162328717914 \times 10^{-8}$
<b>2</b>	<b>0.03524262764511411</b>	<b>0.00002</b>	<b><math>-3.106386161136057 \times 10^{-18}</math></b>
2	0.03524262764511411	0.5	$-9.798360478302275 \times 10^{-10}$

### ҚОЛДАНЫЛҒАН ӘДЕБИЕТТЕР ТІЗІМІ

1. H. Feshbach, Ann. Phys. (NY) 5, 357 (1958).
2. I. Bloch, J. Dalibard, and W. Zwerger, Many-body physics with ultracold gases // Rev. Mod. Phys. 80, 885 (2008).
3. Боголюбов Н. Н., Ширков Д.В. Введение в теорию квантованных полей – М.: Наука, 1976. – 436 с.

## ОБ ОДНОЙ МОДЕЛИ ФРУ В ТЕОРИИ F(T) ГРАВИТАЦИИ

С.А. Алдабергенов, К.Р. Мырзакулов

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

В данной работе мы исследуем однородную, изотропную и плоскую модель Фридмана-Робертсона-Уокера (ФРУ) в рамках модифицированной теории  $F(T)$  гравитации [1, 2].

Метрика ФРУ имеет вид.

$$ds^2 = dt^2 - a(t)(dx^2 + dy^2 + dz^2), \quad (1)$$

Тогда уравнения движения для этой метрики примут вид

$$12\dot{N}^2 F_T + F = 2k^2 \rho \quad (2)$$

$$48\dot{N}^2 \ddot{N} F_{TT} - (12\dot{N}^2 + 4\ddot{N}) F_T = 2k^2 p \quad (3)$$

$$\rho_m + 3H(\rho_m + p_m) = 0 \quad (4)$$

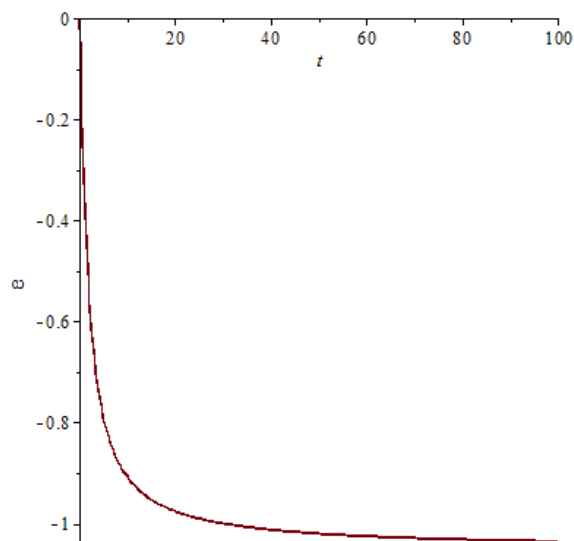
где  $N = \ln a$ .

Для данной работе функцию  $F(T)$  мы выберем в виде

$$F(T) = 2\alpha\sqrt{-T} + \beta T + \gamma, \quad (5)$$

где  $\alpha, \beta, \gamma$  являются постоянными величинами.

Решение будем искать как степенная зависимость масштабного фактора от времени  $N = \lambda t^n$ . При значения  $\alpha = 0, \gamma = 1.95, n = 0.5, \beta = \lambda = 1$ . Как видно из Рисунка 1 при  $t \rightarrow \infty$  параметр уравнения состояния  $\omega \rightarrow -1$ , что соответствует стандартной космологической модели.



### СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Myrzakulov R. F(T) gravity and k-essence // General Relativity and Gravitation. - 2012. - Vol. 44, №12. - P. 3059-3080.
2. Myrzakulov R. Accelerating universe from F(T) gravity // European Physical Journal C. -2011. - Vol. 71, №9, - 1752.
3. Sharif M., Rani Shamaila. Generalized teleparallel gravity via some scalar field dark energy models // Astrophysics and Space Science. - 2013. - Vol. 345, №1. - P. 217.

# МОДИФИЦИРОВАННЫЙ ГАЗ ЧАПЛЫГИНА В КОСМОЛОГИИ К-ЭССЕНЦИИ

Г.С. Алтаева, К.Р. Мырзакулов

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

В настоящее время Вселенная находится в фазе ускоренного расширения [1, 2]. Основной моделью описывающей данное ускорение является модель темной энергии. Параметр уравнения состояния темной энергии близок к  $\omega \approx -1$ .

В данной работе мы исследуем модель некоторого газа для однородного и изотропного пространства Фридмана-Робертсона-Уокера (ФРУ) в космологии к-эссенции [3]. В качестве такого газа будем рассматривать модифицированный газ Чаплыгина (МГЧ).

Действие для к-эссенции имеет вид

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} \left( \frac{1}{2k^2} R + K(X, \phi) \right), \quad (1)$$

где  $R$  - скалярная кривизна пространства,  $K(X, \phi)$  - лагранжиан  $k$  - эссенции с неканоническим членом,  $X = \frac{1}{2} \dot{\phi}^2$ ,  $\phi$  - функция скалярного поля.

Действие (1) будем рассматривать совместно с однородной и изотропной метрикой ФРУ.

Используя уравнение МГЧ, параметр уравнения состояния для нашей модели запишем в виде

$$\omega = A - \frac{B}{\rho^{\alpha+1}}, \quad (2)$$

где  $A, B$  постоянные величины,  $0 < \alpha \leq 1$ . Здесь

$$\rho = \beta (\sigma t^{n-1})^2 - \gamma + e^{-\lambda \sigma^n}, \quad (3)$$

где

$$\phi = \sigma t^n,$$

$$\beta = \sqrt{6} H_0 (\Omega_{m_0} - 1) = \sqrt{6} \cdot 2.3 \cdot 10^{-18} (0.26 - 1), \quad \gamma = \Omega_{m_0} = 0.26.$$

На рисунке 1 построен график зависимости параметра уравнения состояния  $\omega$  от времени  $t$  при  $\sigma = 2, \lambda = -1.5, n = -1.5, A = 0.999, B = 1.333$ .

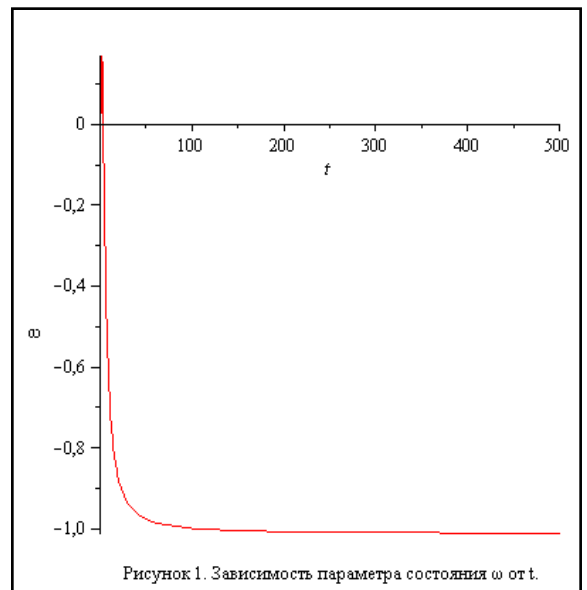


Рисунок 1. Зависимость параметра состояния  $\omega$  от  $t$ .

## СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1 Perlmutter S. et al. Measurement of omega and lambda from 42 high-redshift supernovae // The Astrophysical Journal. - 1999. – Vol. 517, №2. – P. 565-586.

2. Riess et al. Observational evidence from supernovae for an accelerating universe and a cosmological constant // The Astronomical Journal. – 1998. – Vol. 116, №3. – P. 1009-1038.

3. Armendariz-Picon C., Damour T., Mukhanov V.F. k-inflation // Physical Letters B. – 1999. – Vol. 458, №7, - P. 209-218.

## **СИЛЬНЫЕ ФЛУКТУАЦИИ В НАЧАЛЬНЫХ УСЛОВИЯХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ТЯЖЕЛЫХ И ЛЕГКИХ ЯДЕР ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ**

А.Х. Аргынова, А.Ш. Гайтинов, А.А. Локтионов  
*Физико-технический институт, Алматы, Казахстан*

Проблема конфайнмента-деконфайнмента адронов является одной из наиболее актуальных и сложных проблем в изучении фундаментальных свойств барионной материи. Широкие исследования по физике ионов высоких энергий позволили сформулировать подходы к анализу процессов фазового перехода из адронной в кварк-глюонную фазу в виде задач 3-х мерного сканирования данных в широком спектре масс, энергий и степени асимметрии сталкивающихся ядер. На коллайдере RHIC (Брукхейвен) к 2012 г. выполнены первые исследования Au-Au взаимодействий по программе «BeamEnergyScan», а к 2017 г. запланировано выполнение второй фазы программы. Для сканирования данных по массам в ЦЕРНе (Женева) в мишенном эксперименте NA-61 запланировано изучение совокупности взаимодействий легких Be-Be (2011-2013 гг.) и тяжелых Ar-Ca (2015 г.), Xe-La (2016 г.) ядер и продолжение анализа p-p и Pb-Pb (2017 г.) соударений при энергиях от 13А до 158А ГэВ. Для решения проблем деконфайнмента в новых экспериментах к 2017-2018 гг. готовятся коллайдер NICA (ОИЯИ, Дубна) и установка с фиксированной мишенью FAIR (немецкий GSI-центр, Дармштадт).

В настоящей работе на ограниченной статистике решена актуальная задача 3-х мерного анализа начальных условий во взаимодействиях легких – (C, O, Ne), средних – (Si, S) и тяжелых – (Au, Pb) ионов с тяжелыми – (Ag/Br) и легким – (C/N/O) ядрами эмульсии при энергиях от 3.7 А ГэВ до 200 А ГэВ. В этих мишенных экспериментах заряженные частицы, рожденные в множественных процессах, и заряженные фрагменты-спектаторы в виде протонов,  $\alpha$ -частиц и более тяжелых осколков регистрируются в строго одинаковых условиях, что создает идеальную основу для изучения начальных условий в соударениях ядер. Результаты анализа показали, что начальные условия взаимодействий наиболее сильно зависят от массы сталкивающихся ядра, напротив, не зависят от энергии в пределах достигнутой экспериментальной точности. С увеличением параметра удара, при переходе от центральных соударений ядер к периферическим начинают нарастать эффекты нелинейности в поведении множественных и фрагментационных процессов. Физическая причина роста этих флуктуаций заключается в новом эффекте - нерегулярном процессе образования тяжелых фрагментов-спектаторов, проявляющимся в нерегулярно-разрывном характере распределения масс многозарядных фрагментов в соударениях легких ядер. Относительные флуктуации в этом случае скорее должны описываться «большими скачками» по Леви, а не малым гауссовским разбросом вокруг среднего значения. В целом картина многозарядного фрагментирования резко отличается от процессов однозарядного фрагментирования, в которых распределения масс однозарядных фрагментов показывают наиболее плавный и непрерывный – гауссовский характер изменения при переходе от центральных соударений к периферическим. Новый эффект возникновения нерегулярно-разрывных распределений масс тяжелых фрагментов, обнаруженный при анализе флуктуаций в отдельных событиях взаимодействия ядер, особенно резко проявляется в соударениях легких ядер.

Вывод о резком различии процессов многозарядного и однозарядного фрагментирования во взаимодействиях ядер, обусловленном нерегулярностью процессов образования тяжелых фрагментов-спектаторов с сильными, -существенно превышающим и гауссовские,- флуктуациями начальных условий может быть полезным при подготовке новых перспективных экспериментов по физике ионов высоких энергий. Практически из него следует необходимость регистрации как легких, так и тяжелых фрагментов-спектаторов.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ДАЛЬНИХ И БЛИЖНИХ КОРРЕЛЯЦИЙ ВО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ЯДЕР ЗОЛОТА 10.7 А ГЭВ С ЯДРАМИ ФОТОЭМУЛЬСИИ

А.Ш. Гайтинов<sup>1</sup>, И.А.Лебедев<sup>1</sup>, А.И.Федосимова<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Физико-технический институт, Алматы, Казахстан

<sup>2</sup>Казахский Национальный университет имени Аль-Фараби, Алматы, Казахстан

Флуктуации и корреляции являются признаками фазового перехода. В частности фазовый переход кварк-глюонной фазы к адронной фазе может привести к существенным флуктуациям в распределениях вторичных частиц. Большие флуктуации плотности энергии из-за формирования сгустков вторичных частиц ожидаются, если фазовый переход имеет первый порядок. Второй порядок фазового перехода может привести к увеличению флуктуаций плотности энергии вследствие дальних корреляций в системе [1].

Для исследования дальних и ближних корреляций во взаимодействиях ядер золота <sup>197</sup>Au 10,7 А-ГэВ с ядрами фотоэмульсии использовался событийный анализ в псевдобыстротных распределениях вторичных частиц на основе метода Херста. В работе [2] показано, что использование этого метода позволяет оценить "силу" и "длину" многочастичных корреляций в псевдобыстротных распределениях вторичных частиц, отличать флуктуации динамически коррелированных распределений вторичных частиц от стохастических, связанных со статистическими причинами.

В результате анализа обнаружено, что показатель Херста  $h$  имеет существенную корреляционную зависимость от множественности ливневых частиц. Во-первых, наблюдается рост показателя  $h$  с увеличением множественности в интервале  $n_s$  от 150 до 400. Во-вторых, при множественностях от 50 до 150 обнаруживается довольно большое количество событий с высоким показателем  $h > 0.8$ .

Среднее значение показателя Херста для взаимодействий ядер золота с легкими ядрами фотоэмульсии представляет собой пикообразное поведение с максимумом в области  $n_s = 100$ . В этой области наблюдаются и события с наиболее высокими значениями показателя  $h$ .

На основе поведения кривой Херста проведено выделение событий с дальними, ближними корреляциями и событий смешанного типа.

В результате детального анализа обнаружено, что события различных типов имеют различные фрагментационные характеристики. Большинство событий с дальними корреляциями являются процессами полного разрушения ядра снаряда, в которых многозарядные фрагменты отсутствуют. В событиях смешанного типа наблюдается множественное образование многозарядных фрагментов. Кроме того, эти два типа существенно отличаются по множественности вторичных частиц.

На основе исследования зависимости множественности быстрых частиц  $n_s$  от числа фрагментов ядра мишени для событий различных типов обнаружено, что наиболее

значительные многочастичные корреляции проявляются в центральных взаимодействиях ядер золота и ядер CNO группы, т.е. ядер существенно отличающихся по объему, атомному весу, заряду. Такие события характеризуются полным разрушением ядра мишени и распадом ядра снаряда на несколько многозарядных фрагментов.

Работа поддержана грантом МОН РК №1563/ГФ.

### Список литературы

[1] T.J. Tarnowsky et al. Quark-Gluon Phase Transition with Correlations and Fluctuations in Heavy Ion Collisions from the STAR Experiment // Proc.of DPF-2009, Detroit, MI, July 2009, eConf C090726

[2] I.A.Lebedev, B.G.Shaikhatdenov The use of Hurst method for rapidity correlations analysis // J.Phys.G:Nucl.Part.Phys. 23 (1997) 637

## ИЗУЧЕНИЕ РЕАКЦИИ ${}^7\text{Li}(d,t){}^6\text{Li}$ ПРИ ЭНЕРГИИ 25 МэВ

Н. Буртебаев<sup>1</sup>, А. Дуйсебаев<sup>1</sup>, Н.В. Глущенко<sup>1</sup>, Ж.К. Керимкулов<sup>1</sup>, М. Насурлла<sup>1</sup>, А. Amar<sup>2</sup>,  
С.Б. Сакута<sup>3</sup>, С.В. Артемов<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Институт ядерной физики, Алматы, Казахстан

<sup>2</sup>Университет Танта, Танта, Египет

<sup>3</sup>Институт ядерной физики АН РУз, Ташкент, Узбекистан

<sup>4</sup>Национальный исследовательский центр «Курчатовский Институт» Москва, Россия

В более ранних работах проводился анализ процесса  ${}^7\text{Li}(d,t){}^6\text{Li}$  для энергий дейтронов 18 [1] и 12 [2] МэВ. В первой работе был применен формализм, комбинирующий метод искаженных волн (МИВ) и дисперсионные соотношения, что позволило параметризовать дифференциальное сечение через вершинную константу. При этом анализ данных проводился только для области передних углов, где доминирует процесс передачи нейтрона. Анализ данных при энергии 12 МэВ проводился в рамках МИВ для полного углового диапазона, как с учетом вклада процесс передачи нейтрона, так и вклада механизма передачи альфа-кластера, приводящий к росту сечений в области задних углов.

В нашей работе мы провели анализ процесса  ${}^7\text{Li}(d,t){}^6\text{Li}$  при энергии дейтронов 25 МэВ в полном угловом диапазоне методом связанных каналов реакций, где учли механизмы передачи нейтрона и альфа-кластера, а также интерференцию этих процессов. Экспериментальные дифференциальные сечения исследуемой реакции были измерены на циклотроне ИЯФ.

В расчетах реакции  ${}^7\text{Li}(d,t){}^6\text{Li}$  во входном канале были использованы потенциалы, найденные из анализа данных по упругому рассеянию дейтронов выполненные для широкого интервала энергии в рамках стандартной оптической модели, включая новые данные по упругому рассеянию при  $E=25$  МэВ. Потенциалы для системы  ${}^6\text{Li} + t$  были взяты из работы [2] (таблица 1). Параметры потенциала связанного состояния систем использованных при расчетах взяты также из работы [2] и представлены в таблице 2.

Таблица 1 – Параметры потенциалов использованные при расчетах реакции  ${}^7\text{Li}(d,t){}^6\text{Li}$

Система	$V_0$ (МэВ)	R (фм)	a (фм)	$W_S$ (МэВ)	$R_w$ (фм)	$a_w$ (фм)
${}^7\text{Li} + d$	75,9	1,17	0,9	10,7	1,325	0,75
${}^6\text{Li} + t$	113,0	1,15	0,74	20,2	1,22	0,8

Таблица 2 – Связанные состояния и параметры потенциалов для реакции  ${}^7\text{Li}(d,t){}^6\text{Li}$

Состояние	$V_0$ (МэВ)	R (фм)	a (фм)
$d \oplus n, 1s$	39,8	2,00	0,6
${}^6\text{Li} \oplus n, 1p$	43,3	2,94	0,5
$d \oplus \alpha, 2s$	60,5	2,4	0,5
$\alpha \oplus t, 2p$	55,5	2,94	0,7

В ходе анализа экспериментальных данных реакции (d,t) при  $E=25$  МэВ удалось корректно воспроизвести экспериментальные данные в области главного максимума и в задней полусфере. В области средних углов добиться описания не удалось. Здесь вероятно необходимо будет включить для анализа и вклады других механизмов.

1 Гуламов И.Р., Мухамеджанов А.М., Ни Г.К. // Ядерная физика. – 1995. – Т. 58, № 10. – С. 1789-1795.

## ИЗУЧЕНИЕ ЯВЛЕНИЯ ПОДЪЕМА СЕЧЕНИЙ В ПЕРЕДНЕЙ ПОЛУСФЕРЕ УГЛОВ НА ОСНОВЕ МУЛЬТИКЛАСТЕРНОЙ СТРУКТУРЫ ЛЕГКИХ ЯДЕР

К.А. Гриднев<sup>1</sup>, В.В. Дьячков<sup>2</sup>, А.В. Юшков<sup>2</sup>

<sup>1</sup> СПбГУ, Санкт-Петербург, Россия; <sup>2</sup> НИИЭТФ КазНУ им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан

В физике упругого рассеяния легких ионов на легких ядрах хорошо известно явление подъема дифференциальных сечений в передней полусфере углов намного выше резерфордского сечения, иногда на порядок [1]. Анализ в рамках модели сильно поглощающего ядра как целого не позволяет точно описать угловые распределения и тем самым объяснить это явление. В данной работе сделана попытка объяснения эффекта подъема сечения на основе рассмотрения легких ядер как сильно альфа-кластеризованных структур: ядро  ${}^{12}\text{C}$  состоит из трех альфа-кластеров,  ${}^{16}\text{O}$  – четырех альфа-кластеров и так вплоть до ядра  ${}^{40}\text{Ca}$ . Для выявления альфа-кластерных эффектов в дифракционном рассеянии на сильно поглощающем ядре была использована формула Ахиезера-

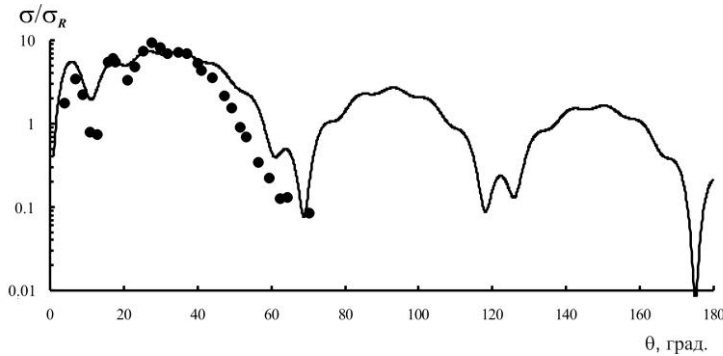
$$\text{Померанчука [2]} \quad \sigma(\theta) = |A(\theta)|^2 = \left| \frac{iR}{\theta} J_1(kR\theta) \right|^2 = \frac{R^2}{\theta^2} J_1^2(kR\theta).$$

Это сечение выражает полное поглощение внутри сферы взаимодействия, то есть рассеяние происходит на черном, абсолютно поглощающем, ядре радиуса R.

Описание сечения мультикластерной структуры ядра при пространственной дифференциации альфа-кластеров можно представить в виде

$$\sigma'(\theta) = \left| \sum_{i=1}^n A_i(R_i, \theta) \right|^2 = \left| \sum_{i=1}^n \frac{iR_i}{\theta} J_1(kR_i\theta) \right|^2 = \left| \sum_{i=1}^n i \cdot a_i \cdot J_1(kR_i\theta) \right|^2,$$

где  $A_i(R_i, \theta)$  – амплитуда на  $i$ -й кластерной подструктуре ядра;  $a_i = \frac{R_i}{\theta}$  – относительный статистический вес дифракционного рассеяния на  $i$ -ом кластере ядра;  $n$  – количество кластерных структур в ядре. Для двух мультикластерных структур, где при  $i=1$  кластерной структурой является само ядро с радиусом  $R$ , при  $i=2$  кластерной структурой является альфа-кластер с радиусом  $R$  альфа-частицы.



На рисунке представлены результаты фитирования мультикластерных параметров к экспериментальным данным по упругому дифракционному рассеянию 139 МэВ альфа-частиц на альфа-

кластерном ядре  $^{12}\text{C}$  [1]. Из оптимальной подгонки видно, что при  $a_1=14,8$ ;  $R_1=2,5$  фм;  $a_2=20$ ;  $R_2=0,44$  фм наилучшем образом описывается подъем сечений выше резерфордовского для легких ядер за счет альфа-частичной моды упругого рассеяния (осцилляции с большим периодом, распространенная и на заднюю полусферу). Из рисунка также видно хорошее описание обычного фраунгоферовского рассеяния падающих альфа-частиц на ядре как целом (осцилляции с малым периодом).

#### Литература

1. E.H.Esmael, S.A.H.Abou Steit, M.E.M.Zedan, and M.Y.M.Hassan // Density-dependent effect on  $\alpha$ - $^{12}\text{C}$  elastic scattering // J.Phys. G: Nucl. Part. Phys. 17 (1991) 1755-1768
2. Блохинцев Д.И. Основы квантовой механики.– М.: Наука, 1976.– 664 с.

## КВАНТОВАНИЕ ЧЕРНЫХ ДЫР

К.К. Ержанов, А.Еркинбай

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

Уравнению Шредингера и его решениям уделяется большое внимание в квантовой механике. Но помимо описания микромира его можно использовать, например, для описания процессов, проходящих в черной дыре. В частности для квантования черной дыры.

Перепишем уравнение Шредингера в декартовых координатах как:

$$-\frac{\hbar^2}{2M} \left( \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} \right) + V(r)\Psi(x, y, z) = E\Psi(x, y, z) \quad (1)$$

Общий член потенциальной энергии запишем в следующем виде:

$$V = V_0(r)^{2/3} = V_0(x^2 + y^2 + z^2)^{1/3} \quad (2)$$

Подставляя выражения (2) в (1) получим уравнение в таком виде:



$$-\frac{\hbar^2}{2M} \left( \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} \right) + V_0(x^2 + y^2 + z^2)^{1/3} \Psi(x, y, z) = M_p c^2 \sqrt{n} \Psi(x, y, z) \quad (3)$$

Что бы разделить переменные представим волновую функцию в виде:

$$\Psi(x, y, z) = X(x)Y(y)Z(z) \quad (4)$$

Соответственно частный случай для  $X(x)$  можно записать как следующее дифференциальное уравнение:

$$-\frac{\hbar^2}{2M} \left( \frac{X'''(x)}{X'(x)} \right) + V_0(x)^{1/3} - M_p c^2 \sqrt{n} = 0 \quad (5)$$

Решение данного дифференциального уравнения будет иметь следующий вид:

$$X(x) \rightarrow \frac{\left(\frac{3}{7}\right)^{4/7} x^{3/2} C[1] \Gamma\left[\frac{3}{7}\right] \text{HypergeometricPFQ}\left[\frac{3}{7}, \frac{4}{7}, \frac{10}{7}, -\frac{9}{49} \sqrt{ax}^{7/6}\right]}{\left(\sqrt{ax}^{7/6}\right)^{3/7} \Gamma\left[\frac{10}{7}\right]} + \frac{1}{7 \Gamma\left[\frac{13}{7}\right]} \left(3\left(\frac{3}{7}\right)^{3/7} \left(\sqrt{ax}^{7/6}\right)^{3/7} \Gamma\left[\frac{10}{7}\right]\right) \quad (6)$$

Таким образом нами найдено выражение для волной функции  $X(x)$  для квантованной черной дыры.

1. D. Momeni, Koblandy Yerzhanov, Ratbay Myrzakulov arXiv:1009.0130v3.
2. G. t Hooft, [arxiv:gr-qc/9310026].
3. L. Susskind, J. Math. Phys. 36, 6377-6396 (1995).

## РЕШЕНИЕ КОСМОЛОГИЧЕСКИХ ЗАДАЧ В МОДЕЛЯХ F(T)-ГРАВИТАЦИИ.

К.К. Ержанов, У.А. Уалиханова.

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

Возьмем действие для модели  $F(T)$  – гравитации в следующем виде [1]-[2]:

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} \left[ \frac{1}{2k^2} F(T) + L_m \right] \quad (1)$$

где  $T$  – кручение скалярного поля,  $L_m$  – лагранжиан материи.

Модифицированное уравнение Фридмана и уравнение непрерывности имеют следующий вид [1]-[2]:

$$-2TF_T + F = 2k^2 \rho_m \quad (2)$$

$$-8\dot{H}TF_{TT} + (2T - 4\dot{H})F_T - F = 2k^2 p_m \quad (3)$$

$$\dot{\rho}_m + 3H(\rho_m + p_m) = 0 \quad (4)$$

Для решения данных уравнений примем что  $F(T)$  зависит от  $T$  следующим образом:

$$F = e^T \quad (5)$$

Тогда решением системы уравнений (2)-(4) будут являться следующие уравнения:

$$\rho_m = \frac{-2Te^T + e^T}{2k^2} \quad (6)$$

$$p_m = \frac{-8\dot{H}Te^T + (2T - 4\dot{H})e^T - e^T}{2k^2} \quad (7)$$

Для данного случая  $\rho_{eff}$  и  $p_{eff}$  будут иметь следующую зависимость:

$$\rho_{eff} = \frac{3H^2}{k^2} - \rho_m = \frac{3H^2}{k^2} - \frac{e^T - 2Te^T}{2k^2} \quad (8)$$

$$p_{eff} = \frac{-2\dot{H} + 3H^2}{k^2} - p_m = \frac{-(2\dot{H} + 3H^2)}{k^2} - \frac{-8\dot{H}Te^T + (2T - 4\dot{H})e^T - e^T}{2k^2} \quad (9)$$

Тогда эффективный параметр состояния примет следующий вид:

$$\omega_{eff} = \frac{p_{eff}}{\rho_{eff}} = 1 + \frac{4\dot{H}(1 - e^T - 2T)}{6H^2 - e^T + 2Te^T} \quad (10)$$

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1) Ержанов К.К., Уалиханова У.А. Вестник ЕНУ. С. 197-200, 2013
- 2) Myrzakulov R. Eur. Phys. J. C 71, 1752 (2011). [\[arXiv:1006.1120\]](https://arxiv.org/abs/1006.1120)

### ВОССТАНОВЛЕНИЕ ПОТЕНЦИАЛА СКАЛЯРНОГО ПОЛЯ ПО ИЗВЕСТНОМУ МАСШТАБНОМУ ФАКТОРУ В БИГРАВИТАЦИОННОЙ МОДЕЛИ

К. К. Ержанов А. Р. Асенов

*Евразийский Национальный Университет им. Л. Н. Гумилева г. Астана*

Возьмем масштабный фактор в следующем виде:

$$a = \exp^t$$

Уравнения Фридмана для скалярного поля в бигравитационной модели объединим в следующем виде:

$$\frac{a''}{H^2 a} = \frac{K'}{2HK} - \frac{1}{2}(1 + K\Omega_k) - \frac{4\pi G}{H^2} (p_\phi + \sqrt{K}P - \frac{\Lambda}{8\pi G}) \quad (1)$$

где  $a' = \frac{da}{dt}$ ,  $\Omega_k = \frac{k^2}{H^2}$ ,  $H = a'/a$ .

После подстановки получаем следующее выражение:

$$\frac{3}{2} + 4\pi G p_\phi - \frac{\Lambda}{2} = \frac{K'}{2K} - \frac{Kk^2}{2} - 4\pi G \sqrt{K} P \quad (2)$$

если  $p_\phi = \text{const}$ ,  $P = 0$ , то параметр  $K$  будет иметь следующее значение:

$$K = \frac{2(1.5 + 4\pi G p_\phi - \frac{\Lambda}{2})}{e^{2(1.5 + 4\pi G p_\phi - \frac{\Lambda}{2})(x+C1)} + k^2} \quad (3)$$

используя  $K=1+\phi^2$ , найдем потенциал скалярного поля:

$$\begin{aligned} \varphi = C2 \pm & (\sqrt{e^{2c(x+C1)} + k^2} (-ik \text{Log}[2\sqrt{c - e^{2c(x+C1)} - k^2} \sqrt{e^{2c(x+C1)} + k^2} - \\ & - 2i(-c + e^{2c(x+C1)} + k^2)] - \sqrt{2c - k^2} \text{Log}[(4ce^{-2cx} (c(e^{2c(x+C1)} + 2k^2) - \\ & - k(e^{2c(x+C1)}k + k^2 - \sqrt{2c - k^2} \sqrt{2c - e^{2c(x+C1)} - k^2} \sqrt{e^{2c(x+C1)} + k^2})))] / \\ & / (k(2c - k^2)^{\frac{3}{2}})) / (2ck\sqrt{B(e^{2c(x+C1)} + k^2)}), \end{aligned} \quad (4)$$

здесь  $c = 1.5 + 4\pi G p_\phi - \Lambda/2$ .

Литература:

1. T. Clifton, P. G. Ferreira, A. Padilla and C. Skordis, Modified Gravity and Cosmology, Phys. Rept. 513, 1 (2012) [arXiv:astro-ph.CO/1106.2476].

## ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ДАРБУ ДЛЯ ОДНОЙ ОБОБЩЕННОЙ СПИНОВОЙ МОДЕЛИ

М.Б. Жасыбаева, Г.К. Мамырбекова, Н.Г. Нугманова

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

В данной работе исследуется одно из (2+1)-мерных обобщений уравнения Ландау-Лифшица, которое имеет [1]

$$\begin{aligned} iS_t + \frac{1}{2}([S, S_y] + 2iuS)_x + \frac{1}{\omega}[S, W] &= 0, \\ u_x I - \frac{i}{2}S[S_x, S_y] &= 0, \\ iW_x + \omega[S, W] &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $u$  неизвестная скалярная функция (потенциал),  $W$  - неизвестный трехкомпонентный векторный потенциал, спин  $S = \sum_{j=1}^3 S_j(x, y, t) \sigma_j$  неизвестная матрица с  $\sum_{j=1}^3 S_j^2 = 1$  и  $\sigma_j$  - матрицы Паули, причем  $S^2 = I$  и  $\text{tr}S = 0$ .

Уравнение (1) имеет пару Лакса [2]

$$\begin{aligned} \Phi_x &= M(\lambda)\Phi = -i\lambda S\Phi, \\ \Phi_t &= N(\partial_y, \lambda)\Phi = 2\Phi_y + \lambda V_1 + \frac{i}{\lambda + \omega}W - \frac{i}{\omega}W, \end{aligned} \quad (2)$$

где

$$V_1 = 2Z = \frac{1}{2}([S, S_y] + 2iuS), \quad W = \begin{pmatrix} W_3 & W^- \\ W^+ & -W_3 \end{pmatrix}.$$

Спектральный параметр  $\lambda$  удовлетворяет  $\lambda_x = 0$ ,  $\lambda_t = 2\lambda\lambda_y$ .

Точные решения уравнения (1) найдены методом преобразования Дарбу [3]. Для этого нами выведены коэффициенты уравнения (2), удовлетворяющие симметрию:

$$\begin{aligned} KSK^{-1} &= -\bar{S}, \\ KM(\lambda)K^{-1} &= \overline{M(\bar{\lambda})}, \\ KN(\partial_y, \lambda)K^{-1} &= \overline{N(\partial_y, \bar{\lambda})}, \end{aligned} \quad (3)$$

где  $K = -i\sigma_2$ . Таким образом, для уравнения (1) построено преобразование Дарбу с непостоянным спектральным параметром. Определены дополнительные ограничения на спектральные параметры для найденного преобразования Дарбу. Представлены явные решения уравнения (1) для случая векторного поля  $W = 0$ . Случай  $W \neq 0$  будет предметом дальнейших исследований.

#### СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Myrzakulov R., Vijayalakshmi S., Nugmanova G., Lakshmanan M. A (2+1)-dimensional integrable spin model: Geometrical and gauge equivalent counterpart, solitons and localized coherent structures // Physics Letters A. – 1997. – Vol. 233. – P. 391-396.
2. Myrzakulov R., Мамырбекова G.K., Nugmanova G.N., Lakshmanan M. Integrable (2+1)-dimensional spin models with self-consistent potentials, [arXiv:1305.0098].
3. Gu C. H., Hu H. S., Zhou Z. X. Darboux Transformations in Integrable Systems // Springer. – 2005. – Vol. 25. – P. 310.

### THE EXCLUSIVE RARE DECAY $B \rightarrow K^* \bar{l} l$ IN A RELATIVISTIC QUARK MODEL

D. Minal, S.A. Zhaugasheva, N. Khabyl, G.C. Nurbakova  
Al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan

The theoretical study of the exclusive rare decays proceeds in two steps. First, the effective Hamiltonian for such transitions is derived by calculating the leading and next-to leading loop diagrams in the standard model and by using the operator product expansion and renormalization group techniques. Second, one needs to evaluate the matrix elements of the effective Hamiltonian between hadronic states.

We employ a relativistic quark model [1] to calculate the decay form factors. This model based on an effective Lagrangian which describes the coupling of hadrons  $H$  to their constituent quarks. The coupling strength is determined by the compositeness condition  $Z_H = 0$  [2] where  $Z_H$  is the wave function renormalization constant of the hadron  $H$ . All calculations of physical observables are straightforward. The model has only a small set of adjustable parameters given by the values of the constituent quark masses and the scale parameters that define the size of the distribution of the constituent quarks inside a given hadron.

At the quark level, the rare semileptonic decay  $b \rightarrow s l^+ l^-$  can be described in terms of the effective Hamiltonian:

$$H_{eff} = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} \lambda_t C_i(\mu) Q_i(\mu),$$

where  $\lambda_t = V_{ts}^+ V_{tb}$ ,  $Q_i(\mu)$  - local operators.

The matrix element of the exclusive transition  $B \rightarrow K^* \bar{l} l$  is defined by

$$\begin{aligned} M(B \rightarrow K^* \bar{l} l) = & \frac{G_F}{2} \frac{\alpha \lambda_t}{2\pi} \{ C_9^{eff} \langle K^* | \bar{s} O^\mu b | B \rangle \bar{l} \gamma^\mu l \\ & + C_{10} \langle K^* | \bar{s} O^\mu b | B \rangle \bar{l} \gamma^\mu \gamma^5 l \\ & - \frac{2m_b}{q^2} C_7^{eff} \langle K | \bar{s} i \sigma^{\mu\nu} (1 + \gamma^5) q^\nu b | B \rangle \bar{l} \gamma^\mu l \}. \end{aligned}$$

We calculate the transition form factor of the transition  $B \rightarrow K^*$  and use them to evaluate differential decay rates. Also we calculate matrix elements and form factors for the decay  $B \rightarrow K^* \bar{l} l$  and compare their behavior with those calculated in [3].

[1] M.A. Ivanov, M.P. Locher and V.E. Lyubovitskij, *Few Body Syst.* **21**, 131 (1996) [arXiv:hep-ph/9602372]; M.A. Ivanov, V.E. Lyubovitskij, *Phys. Lett. B* **408**, 435 (1997) [arXiv:hep-ph/9705423].

[2] A. Salam, *Nuovo Cim.* **25**, 224 (1962); S. Weinberg, *Phys. Rev.* **130**, 776 (1963); K. Hayashi, *et. al.*, *Fort. der Phys.* **15**, 625 (1967).

[3] A. Ali, P. Ball, L. T. Handoko and G. Hiller, *Phys. Rev. D* **61**, **074024** (2000) [arXiv:hep-ph/9910221].

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА $HT^+$ МОЛЕКУЛЯРНОГО ИОНА ВОДОРОДА. СВЕРХТОНКАЯ СТРУКТУРА.

С.А. Жаугашева, А.К. Бекбаев, Г. Амантай

*Казахский Национальный Университет им. аль-Фараби Алматы, Казахстан*

В данной работе рассматривается сверхтонкая структура, которая в дальнейшем может иметь большое значение для изучения конечных свойств размерности тритона, к примеру, форм-фактор, радиус Земаха и т.д. Представленные нами систематические расчеты релятивистских поправок ведущих порядков для вибрационных состояний  $HT^+$  молекулярного иона водорода, это первые полные неэмпирические расчеты, которые могут быть использованы для прецизионной спектроскопии. Проведены расширенные расчеты релятивистских поправок ведущих порядков для ро-вибрационных состояний. Они включают в себя расчеты, которые не были опубликованы для данного изотопа водорода.

В рамках нашего подхода рассмотрена трехтельная кулоновская система [1,2], в которой определены энергетический спектр и волновая функция (ВФ) с учетом релятивистских поправок. Волновая функция для состояния с общим орбитальным моментом  $L$  и с пространственной четностью  $\pi = (-1)^L$  запишем следующим образом:

$$\psi_{LM}^{\pi}(\mathbf{R}, \mathbf{r}_1) = \sum_{l_1+l_2=L} Y_{LM}^{l_1 l_2}(\hat{\mathbf{R}}, \hat{\mathbf{r}}_1) G_{LM}^{l_1 l_2}(R, r_1, r_2) \quad (1)$$

$$G_{l_1 l_2}^{L \pi}(R, r_1, r_2) = \sum_{n=1}^N \{C_n \operatorname{Re}[e^{-\alpha_n R - \beta_n r_1 - \gamma_n r_2}] + D_n \operatorname{Im}[e^{-\alpha_n R - \beta_n r_1 - \gamma_n r_2}]\} \quad (2)$$

где комплексные экспоненты,  $\alpha$ ,  $\beta$  и  $\gamma$ , генерируются псевдослучайным образом.

Когда показатели  $\alpha_n$ ,  $\beta_n$  и  $\gamma_n$  реальны, метод показывает медленную сходимость для молекулярного типа кулоновских систем. Таким образом, использование комплексных показателей показывает, то, что колебательный характер вибрационной части волновой функции должен иметь хорошую сходимость [3, 4].

Ведущие поправки к нерелятивистской энергии определяются гамильтонианом Брейта-Паули. Спин зависимая часть гамильтониана Брейта-Паули для системы с частицами со спином  $1/2$  имеет следующий вид:

$$H_{HFS} = -\frac{e^2}{c^2} \sum_{j \neq i} \frac{Z_i Z_j c_s^{(j)} [\mathbf{r}_{ij} \times \mathbf{p}_j] s_j}{2m_j^2 r_{ij}^3} + \frac{e^2}{c^2} \sum_{j \neq i} \frac{Z_i Z_j (c_F^{(i)} [\mathbf{r}_{ij} \times \mathbf{p}_j] s_j - c_F^{(j)} [\mathbf{r}_{ij} \times \mathbf{p}_j] s_j)}{2m_j^2 r_{ij}^3} + \sum_{i>j} \left\{ \left[ \frac{\mu_i \mu_j}{r_{ij}^3} - 3 \frac{(\mu_i \mathbf{r}_{ij})(\mu_j \mathbf{r}_{ij})}{r_{ij}^5} \right] - \frac{8\pi}{3} \mu_i \mu_j \delta(\mathbf{r}_{ij}) \right\} \quad (3)$$

### Список литературы:

- [1] M.Dineykhan, S.A.Zhaugasheva, N.Sh.Toinbaeva and A.Jakhanshir, J.Phys.B: At. Mol. Opt. Phys. 2009. V.42. P.145001.
- [2] M.Dineykhan, S.A.Zhaugasheva, N.Sh.Toinbaeva, Jour.Phys.B: At. Mol. Opt. Phys. 2010. V.43. P.015003.
- [3] Frolov A M and Smith V H Jr 1995 *J. Phys. B: At. Mol. Opt.Phys.* 28 L449
- [4] Korobov V I 2000 Phys. Rev. A 61 064503

## МИКРОМОЩНЫЕ УЗЛЫ РАДИОЭЛЕКТРОННОГО ТРАКТА НЕЙТРОННОГО ДЕТЕКТОРА

В.В. Оскомов, А.Н. Седов, Н.О. Садуев, О.А. Каликулов, К.О. Мендибаев, А.И. Жумабаев, Е.С. Мухамеджанов, Б.А. Искаков, Д.М. Байгарашев, Е.М. Таутаев, И.Е. Кенжина

*НИИЭТФ КазНУ им. Аль-Фараби, Алматы, Казахстан*

При разработке полевой и портативной радиометрической аппаратуры определяющими критериями оптимизации конструкции являются потребляемая мощность, вес, габариты.

С целью снижения потребляемой мощности в детекторе использованы современные радиоэлектронные компоненты. В аналоговых узлах (усилитель, дискриминатор, преобразователь напряжения) использованы оригинальные схемные решения, позволяющие добиться снижения потребляемой мощности. Частотная характеристика усилителя была оптимизирована с целью получения максимального отношения сигнал/шум.

На основании проведенных экспериментальных исследований были определены наиболее оптимальные уровни питающих напряжений, а так же определена конструкция детектора нейтронов для дистанционного определения влагозапаса в снеге.

Блок высокого напряжения физически состоит из транзисторного ключа, трансформатора, умножающего выпрямителя и RC- фильтра

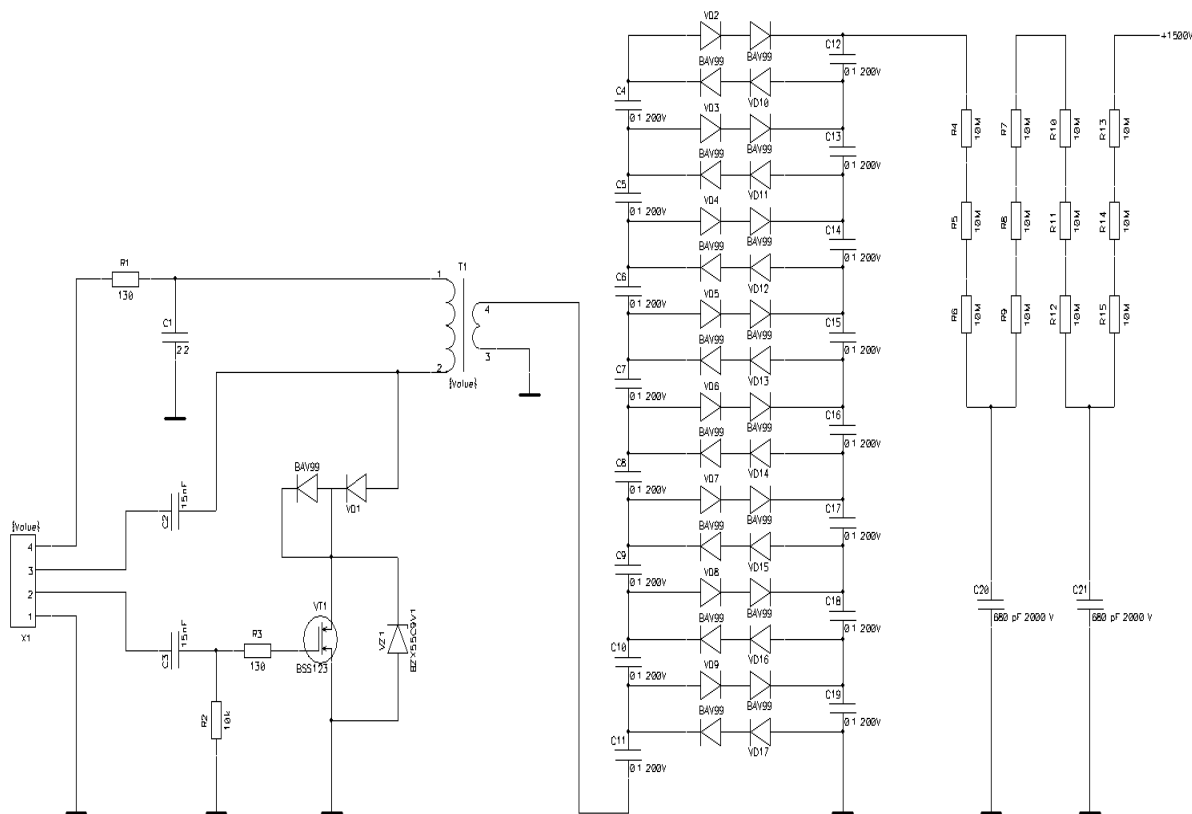


Рисунок 1 - Принципиальная схема источника высокого напряжения для детектора нейтронов

### ТРИТИЙДІ ҰСТАУ УАҚЫТЫ МЕН ГАЗ БӨЛІНУ ҮЛЕСІ

А.А. Куйкабаева<sup>1</sup>, И.Л. Тажибаева<sup>2</sup>  
<sup>1</sup>әл-Фараби атындағы ҚазҰУ, <sup>2</sup>ИАЭ НЯЦ РК

Бридер материалы ретінде тритийлі керамиканың жарамдылығын бағалағанда негізгі шама 0 – 1- ге дейінгі грануладан шығатын тритийдің ағынының газбөліну үлесі. 1-ден грануладан тритийдің ағынының тұрақталғаны делінді.

G(t) [атом] t уақыттағы шеңберде қалған газдың мөлшері:

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

Немесе өлшемсіз түрде

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

мұндағы  $G_0$  – уақыттың бастапқы кезіндегі үлгідегі газ мөлшері.  
Шеңберден  $t$  уақыт аралығында бөлінген газ:

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

Газбөлінуінің өлшемсіз үлесі:

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

Тритийдің шеңбердегі орташа концентрациясы:

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

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

диффузия коэффициентінің шамасына (яғни материал құрылымы және үлгі температурасы), гранула радиусіне және литий керамикасында тритийдің бастапқы пайда болуына кеткен уақытқа байланысты.

## РЕАКТОРЛЫҚ СӘУЛЕЛЕНДІРУ ҮРДІСІНДЕГІ ЛИТИЙ КЕРАМИКА ҮЛГІСІНЕН ТРИТИЙ АҒЫНЫНЫҢ ӨЗГЕРУІ

А.А. Куйкабаева<sup>1</sup>, И.Л. Тажибаева<sup>2</sup>  
<sup>1</sup>әл-Фараби атындағы ҚазҰУ, <sup>2</sup>ИАЭ НЯЦ РК

Үлгінің температурасы сатылы өзгергендегі шеңберден шыққан газ ағынының өзгеруін қарастырамыз. Диффузиялық теңдеуді литийдің біркелкі таралуын ескере отырып материал көлемімен 1-ші ретті шекаралық жағдайда шешеміз.

**Керамика үлгісін сатылы қыздыру.** Шеңбер тәрізді керамика үлгісінде тритий үзіліссіз және біркелкі бөлінеді.  $t_1$  уақытта үлгі  $T_1$  температурада ұсталынады. Содан кейін үлгі температурасы  $T_1$  мәнінен  $T_2$  – ге көтеріліп  $t_2$  уақыт бойы ұсталынады және т.с.с.  $T_1$  -ден  $T_2$  - ге қыздырған кезде диффузия коэффициенті  $D_1$  шамасынан  $D_2$  шамасына өзгереді де газдың ағыны да бірден жоғарылайды. (мұндағы  $T_1 < T_2$ , ал  $D_1 < D_2$ ). Газбөліну ағыны  $T_2$  «жаңа» температурада екі компоненттен тұратынын ескеру керек: Ағыны  $D_2$  диффузия коэффициентімен басқарылатын  $T_2$  температурада туған жаңа молекулалар:

$$J_2(t) = S Q \left[ \frac{r_0}{3} - \frac{2 r_0}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^2} \exp\left\{-\frac{n^2 \pi^2 D_2 t}{r_0^2}\right\} \right], \quad (1)$$

мұндағы  $J_2$  [атом/с] —  $T_2$  температураға бөлінетін тритий атомының толық ағыны,  $S = 4\pi r_0^2$  [см<sup>2</sup>] — шеңбер грануланьң беттік ауданы;  $r_0$  [см] — шеңбер радиусы;  $Q$  [атм/(см<sup>3</sup>·с)] — көз қуаты (газдың бөліну жылдамдығы) және  $T_2$  температурада шеңберден белсенді шығатын  $T_1$  температурада туған  $t_1$  1-ші уақытта бөлініп үлгермеген «ескі» молекулалар (диффузиясы  $D_2$  коэффициент диффузиясымен басқарылады). Шеңберден шығатын осындай типті молекулалар ағыны



$$J_1(t) = \frac{2 \langle C_{T_1} \rangle SD_2}{r_0} \sum_{n=1}^{\infty} \exp \left\{ -\frac{n^2 \pi^2 D_2 t}{r_0^2} \right\}, \quad (2)$$

мұндағы  $\langle C_{T_1} \rangle$  [атом/см<sup>3</sup>] бірінші жақындаудағы  $t_1$  уақыттағы  $T_1$  температураға үлгіні қыздырғандағы орташа концентрациясы:

$$\langle C_{T_1} \rangle = \frac{r_0^2 Q}{D_1} \left( \frac{1}{15} - \frac{6}{\pi^4} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^4} \exp \left\{ -\frac{n^2 \pi^2 D_1 t_1}{r_0^2} \right\} \right). \quad (3)$$

Егер  $T_1$  температурада  $t_1$  ұстау уақыты диффузияның тұрақты стационарлы жағдайын қалыптастыратындай жеткілікті үлкен болса,

$$\langle C_{T_1, \infty} \rangle = \frac{r_0^2 Q}{15 D_1}, \quad (4)$$

есептеуді жеңілдетеді.

## COMPUTER MODEL OF THE GROVER'S ALGORITHM

A.S. Kussainov<sup>1,2</sup>, S.G. Kussainov<sup>3</sup>, G.B. Turmaganbet<sup>2</sup>

*Physics and Technology Department, al-Farabi Kazakh National University<sup>1</sup>;*

*National Nanotechnology Open Laboratory, al-Farabi Kazakh National University<sup>2</sup>;*

*E-mail: [arman.kussainov@gmail.com](mailto:arman.kussainov@gmail.com);*

*K.I. Satpaev Kazakh National Technical University<sup>3</sup>.*

We have implemented and tested the basic steps of the Grover's algorithm for searching the unsorted database using Matlab software. The quantum algorithm of Lov Grover achieves this using  $O(N^{1/2})$  queries [1]. The generalization of the Grover's algorithm is known as the amplitude estimation and is now an essential component of practically every quantum algorithm [2].

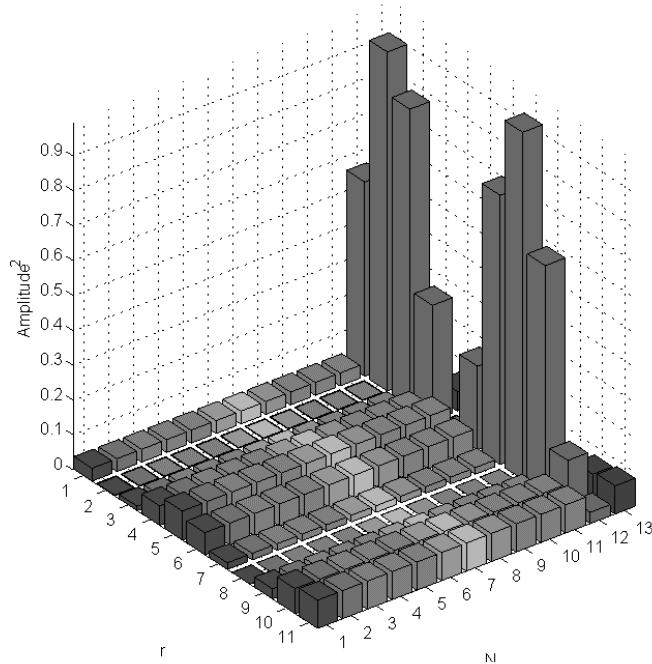


Figure 1. Bar diagram displaying the squared measurement amplitude probability distribution for

Our simple the  $N=13$  states superposition after  $r = 11$  iterations of computer model of the Grover's algorithm. The Grover's algorithm includes the oracle machine whose behavior is determined by the basic set of the quantum mechanical operators. We have implemented a simple version of the oracle algorithm described in [3]. The algorithm starts from the simulated quantum states superposition that is treated later with the Grover's diffusion operator and its modification known as the Grover's iteration. The freedom of choice for the initial superposition of states is provided. Projection operator and measurement procedure are implemented using the basic Dirac bra-ket notation in the separate Matlab functions. The optimal time for a near-optimal measurement as a function of the number's of the Grover's iteration is demonstrated, see Fig.1. Extension to the space with multiple targets is available.

**Acknowledgments.** The work is done at the National Nanotechnology Open Laboratory with the help of research grant №2532/ГФЗ provided by the Science Committee at the Ministry of Science and Education of Republic of Kazakhstan.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Комитета Науки МОН РК №2532/ГФЗ в ДГП на ПХВ "Национальная нанотехнологическая лаборатория открытого типа" РГП на ПХВ "КазНУ им. аль-Фараби" Министерства образования и науки РК.

#### References

1. Nielsen M.A., Chuang I.L. Quantum computation and quantum information/ Cambridge University Press.- 2000.-Ch.6.-P.248.
2. Quantum algorithm zoo.-<http://math.nist.gov/quantum/zoo>
3. Grover's algorithm.-[http://en.wikipedia.org/wiki/Grover's\\_algorithm](http://en.wikipedia.org/wiki/Grover's_algorithm)

## **ПЕРЕХОД МАТЕРИИ ОТ СОСТОЯНИЯ НЕОДНОРОДНОЙ ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ В МОДИФИЦИРОВАННЫЙ ГАЗ ЧАПЛЫГИНА.**

Ш.Р. Мырзакул, Т.Р. Мырзакул

*Евразийский Национальный Университет им.Л.Н. Гумилева, Астана, Казахстан*

Природа темной энергии, которое создает ускоренное расширение Вселенной до конца не известна. Существуют различные модели темной энергии. Одним из известных из них является модель модифицированного газа Чаплыгина, которая хорошо согласуется с наблюдениями.

Уравнение состояния модифицированного газа Чаплыгина впервые введены в работе [1]. Она приведена в виде

$$p = B\rho + \frac{A}{\rho^n} \quad (1)$$

где  $p$  - давление газа,  $\rho$  - плотность энергии газа,  $A$  и  $B$  - постоянные. В другой работе [2] была рассмотрена модель неоднородной вязкой жидкости. Уравнение состояние такой жидкости имеет вид

$$p = \omega(\rho)\rho - 3H\zeta(H), \quad (2)$$

Авторами работы [2] были получены следующие параметры, описывающие расширение Вселенной

$$a = e^{\frac{k}{\sqrt{3}} \left(-\frac{A}{1+B}\right)^{\frac{1}{2(n+1)}} (t-t_0)}, \quad H = \frac{k}{\sqrt{3}} \left(-\frac{A}{1+B}\right)^{\frac{1}{2(n+1)}}, \quad \rho = \left(-\frac{A}{1+B}\right)^{\frac{1}{n+1}}, \quad \text{при } A < 0. \quad (3)$$

Однако эти различные термодинамические состояния материи при определенном выборе параметра вязкости могут переходить в друг друга. Целью нашей работы является определение параметра вязкости при переходе от модели неоднородной вязкой жидкости к модели модифицированного газа Чаплыгина.

Сопоставив уравнения (1) и (2), получим связь между моделями модифицированного газа Чаплыгина и вязкой жидкостью в виде

$$\zeta(H) = \frac{\omega - B}{k^2} H - A \frac{k^{2n} H^{-2n-1}}{3^{n+1}} \quad (4)$$

Таким образом нами была получена зависимость параметра вязкости от постоянной Хаббла в случае модифицированного газа Чаплыгина.

Литература

1. Benaoum H. B. Modified Chaplygin Gas Cosmology //Advances in High Energy Physics. - 2012. Vol. 2012, N 357802. - 12p.
2. Riess A. G., [Filippenko](#) A. V., [Challis](#) P. and et al. Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant //Astron. J. – 1998. – Vol.116, №3. – P. 1009-1038.
3. Myrzakul Sh. Sebastiani L. and Murzakulov R. //Astrophysics and space Science, DOI: 10.1007/s10509-014-1799-9.

## ФРУ КОСМОЛОГИЯ ПОЛИТРОПНОГО ГАЗА

Ш.Р. Мырзакул, Н.А. Мырзакулов

*Евразийский Национальный университет им.Л.Н.Гумилева, Астана, Казахстан*

Целью нашей работы является создание космологической модели Вселенной заполненной политропным газом. Мы работаем в такой пространстве-времени определяемой метрикой Фридмана-Робертсона-Уокера виде

$$ds^2 = -dt^2 + a^2(t)dx^2 \quad (1)$$

Система уравнений Фридмана, описывающий эволюцию Вселенной с метрикой (1) имеет вид [1]

$$\frac{3}{k^2} H^2 = \rho \quad (2)$$

$$-\frac{1}{k^2} (2\dot{H} + 3H^2) = p \quad (3)$$

Для определения переменных в уравнениях (2) и (3) необходимо ввести еще одно равенство, которое описывает природу субстанции заполняющую Вселенную.

Предположив, что эта субстанция некий политропный газ. Нашей задачей является описание эволюции такой Вселенной.

Для этого рассмотрим модель политропного газа с уравнением состояния следующего вида [2]

$$p = -kp^{1+\frac{1}{n}} \quad (4)$$

Подставив (4) в (3) находим параметр Хаббла в виде

$$H = \sqrt{\frac{3^n}{3a^{\frac{3}{n}}C_1 + C_2}} \quad (5)$$

Здесь  $C_1$  и  $C_2$  являются константами интегрирования.

Затем из уравнения (5) и (2) получим зависимость плотности материи от масштабного фактора

$$\rho = \frac{3^{n+1}}{(3a^{\frac{3}{n}}C_1 + C_2)^n} \quad (6)$$

При  $C_2 = 0$ , масштабный фактор эволюционирует как

$$a(t) = \frac{12n3^n}{C_1 t^2} \quad (7)$$

Анализируя зависимость (7), ясно что с истечением времени Вселенная сжимается при такой модели.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. [Myrzakulov R.](#), [Sebastiani S.](#), [Zerbini S.](#) Inhomogeneous Viscous Fluids in a Friedman-Robertson-Walker (FRW) Universe // *Galaxies*. - 2013. - Vol. 1. - № 2. - P. 83-95
2. [Karami K.](#), [Safari Z.](#), [Asadzadeh S.](#) Cosmological constraints on polytropic gas model. - 2012. - Arxiv:1209.6374

### INHOMOGENEOUS VISCOUS FLUIDS IN FRW SPACE TIME

Myrzakul Sh. R., Maksutkhan T.  
L.N. Gumilev ENU, Astana, RK

It is a very well know fact that our universe is experiencing an accelerating expansion at the present time (Perlmutter et al. 1999; Tonry et al. 2003; Tegmark 2004; Riess et al. 1998, 2001). It is believed that an exotic form of energy with negative pressure called dark energy is responsible for the current observed accelerating expansion of the universe (Tegmark 2004; Spergel et al. 2003; Abazajian et al. 2004; Bennet et al. 2003). According to the recent observations we live in a nearly spatially flat Universe composed of approximately 4% baryonic matter, 22% dark matter and 74% dark energy. However, the observational data are far from being complete. It is not even know what is the current value of the dark energy effective equation of state (EoS) parameter  $\omega^{(de)} = p^{(de)}/\rho^{(de)}$  which lies close to -1: it could be equal to -1 (standard  $\Lambda$ CDM cosmology), a little bit upper than -1 (the quintessence dark energy) or less than -1 (phantom dark energy). In our investigation we suggest a simple mechanism to overcome this discrepancy by introducing bulk viscosity in the cosmic fluid.

The Friedman equations for the flat Friedman-Robertson-Walker (FRW)

$$\frac{3H^2}{k^2} = \rho, \quad -\frac{1}{k^2}(2H + 3\dot{H}^2) = p, \quad (1)$$

The fluid energy conservation law reads

$$\dot{\rho} + 3H(\rho + P) = 0 \quad (2)$$

in what follows, we will analyze the behavior of such a kind of fluids in FRW universe. In particular, we are interested in fluids which provide a viable cosmology today but a different future evolution with respect to the Cosmological Constant case.

In Eckart's theory [3] a viscous dark energy EoS is specified by

$$p = \omega(\rho)\rho - \Pi \quad (3)$$

here  $\Pi = -3H\xi(H)$  is the viscous pressure and  $\xi(H)$  is the bulk viscosity and it depends on the Hubble's parameter  $H$  only. On thermodynamical grounds, in conventional physics  $\xi$  has to be positive. This is a consequence of the positive sign of the entropy change in an irreversible process. In our case we solution for this case  $\xi(H) = 3(H)^n\tau$ , where  $\tau$  are constant parameters. Note that, here we have to assume  $\tau > 0$  since for negative  $\tau$  this from of bulk viscosity does not allow our models to cross PDL. A power-law expansion for the scale factor can be achieved for  $\tau = 1/2$ . It has been shown by Goliath and Ellis that some Bianchi models isotropise due to inflation.

We will investigate the cases of  $\omega(\rho) = -1$  and denoting all constants by  $\gamma = 3(-\tau k^2 n)^{1/n}$

we obtain that solution:  $H = \frac{1}{\gamma t^n}$ ,  $\rho = \frac{3}{\gamma^2 k^2 t^{2/n}}$ ,  $a = e^{\gamma t^{1-\frac{1}{n}}}$ , here  $n < 0, H > 0$ .

Compared with the vacuum solution  $\rho = const$  in our case inhomogeneous viscous fluid density increases, depending on the choice of the constant  $n$ .

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ТЕМНОЙ ЭНЕРГИИ С ТЕМНОЙ МАТЕРИЕЙ

Мырзакулов Н.А.

*Евразийский Национальный университет им.Л.Н.Гумилева, Астана, Казахстан*

Вопрос сингулярности имеет фундаментальное значение в современной космологии. В случае фантомной ТЭ, соответствующая связь может помочь решить проблему совпадения, но не вопрос сингулярности Большого разрыва [1,2]. В этой работе рассмотрена фантомная темная энергия (ТЭ) в сочетании с темной материей (ТМ). Показано, что возможно существование нестабильных решение де Ситтера.

Закон сохранения дается

$$\dot{\rho}_{DE} + 3H(1 + \omega)\rho_{DE} = 0 \quad (1)$$

в то время как первое уравнение Фридмана-Робертсона-Уокера (ФРУ)

$$\frac{3}{k^2} H^2 = \rho_{DE}. \quad (2)$$

Рассмотрим теперь модель, где фантомная темная энергия взаимодействует с темной материей.

Законы сохранения для темной энергии и темной материи можно представить в виде

$$\dot{\rho}_{DE} + 3H(1 + \omega)\rho_{DE} = -Q\rho_{DE}, \quad (3)$$

$$\dot{\rho}_{DM} + 3H\rho_{DM} = Q\rho_{DE}. \quad (4)$$

Здесь  $Q$  считаем равным  $bH$ . Тогда уравнение (3) может иметь следующее решение

$$\rho_{DE} = \rho_{DE}(0)a^{-3(1+\omega)-b}. \quad (5)$$

Здесь  $\rho_{DM}(0)$  является постоянной интегрирования. Тогда уравнение (3) и (4) с учетом (5) дает следующее решение

$$\rho_{DM} = \frac{ba^{-3}\rho_{DE}(0)}{-b-3\omega} \left( a^{-3\omega-b} - a_0^{-3\omega-b} \right) . \quad (6)$$

Второе уравнение ФРУ задается как

$$-\frac{1}{k^2}(2\dot{H} + 3H^2) = p = \omega\rho_{DE} = \omega\rho_{DE}(0)a^{-3(1+\omega)-b} . \quad (7)$$

Точным решением уравнения (6) в пространстве де Ситтера является

$$a(t) = a_0 e^{\frac{b}{3(1+\omega)}t}, \left( H = -\frac{b}{3(1+\omega)} \right) . \quad (8)$$

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. S.Nojiri., S.D.Odintsov. Is the future universe singular: Dark matter versus modified gravity // Physics Letters B. - 2010. - Vol. 686. - P. 44-48
2. [Yu. L. Bolotin](#), [A. Kostenko](#), [O.A. Lemets](#), [D.A. Yerokhin](#). Cosmological Evolution With Interaction Between Dark Energy And Dark Matter // Arxiv: 1310:0085.

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА МЕЗОНОВ СОСТОЯЩИХ ИЗ С И В КВАРКОВ, С УЧЕТОМ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ПОПРАВК

М. Динейхан, С.А. Жаугашева, Г.С. Нурбакова и Н. Хабыл  
*КазНУ им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан*

Энергетический спектр с релятивистской поправкой может быть определен методом нерелятивистской квантовой электродинамики (НКЭД). Данный метод был усовершенствован в работе [1]. Однако, в этой работе релятивистские поправки в рамках теории возмущения учитываются в основном к потенциалу взаимодействия, а поправка к кинетической части гамильтониана взаимодействия почти не учитывается. Учет релятивистской поправки к кинетической части гамильтониана, в обычном квантомеханическом формализме осуществляется только в рамках релятивистского уравнения Шредингера (УШ). Известно, что определения энергетического спектра и волновой функции (ВФ) связанного состояния, состоящих из нескольких тел из релятивистского УШ, с точки зрения математического вычисления почти невозможно. Поэтому учет релятивистского связанного состояния как потенциальной, так и кинетической части гамильтониана взаимодействия является одной из актуальных проблем современного теоретического исследования.

Нами определен энергетический спектр мезонов, состоящих из  $c$  и  $b$  кварков, релятивистские поправки к кинетической части гамильтониана взаимодействия учтены конститuentными массами составных частиц. Данный метод был предложен в работах [2,3]. При этом потенциал взаимодействия определяется диаграммой Фейнмана, полученный в результате обмена калибровочного поля. Масса связанного состояния определяется асимптотическим поведением корреляционной функции от соответствующих токов, с необходимыми квантовыми числами. Корреляционная

функция, которая выражается через квантово-полевые функции Грина представляется в форме функционального интеграла, что позволяет выделить необходимую асимптотику, а также точно выполнить усреднение по внешнему калибровочному полю.

В нашем подходе масса связанного состояния определяется в следующем виде:

$$M = \mu_1 + \mu_2 + \mu \frac{dE}{d\mu} + E(\mu); E(\mu_1, \mu_2) = E(\mu),$$

где  $\mu_1, \mu_2$  – конституентные массы двух частиц, а  $m_1, m_2$  – токовые массы,

$$\mu_1 = \sqrt{m_1^2 - 2\mu^2 \frac{dE}{d\mu}}; \mu_2 = \sqrt{m_2^2 - 2\mu^2 \frac{dE}{d\mu}}; \frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_1} + \frac{1}{\mu_2},$$

Энергетический спектр атома водорода определенный в рамках данного подхода выглядит следующим образом:

$$E(\mu) = -\frac{\alpha_{em}^2}{2n^2} \mu.$$

Результаты апробации свидетельствуют, что учет релятивистской поправки к кинетической части гамильтониана взаимодействия обеспечивает хорошее согласие с точными значениями, которые получены из релятивистского уравнения.

Литература:

1. Kinoshita T. and Nio M. Radiative corrections to the muonium hyperfine structure // Phys. Rev. D 53.p. 4909-4929, 1996.
2. Dineykhon M. et al. Mass spectrum bound state with relativistic corrections // Jour. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 42 145001, 2009.
3. Dineykhon M., Zhaugasheva S.A., Toinbaeva N.Sh. Energy eigenvalues of spherical symmetric potentials with relativistic corrections: analytic results // Jour. Phys. B: At.Mol.Opt. Phys. 43.015003, 2010.

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ ПАРА- И ОРТОПОЗИТРОНИЯ С УЧЕТОМ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ПОПРАВКИ

М. Динейхан           , С.А. Жаугашева, Г.С. Нурбакова и А. Исадыков  
КазНУ им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан

Для описания современных экспериментальных результатов, полученных как в атомной, так и в адронной физиках, необходимо учесть релятивистские поправки. Надежным инструментом определения энергетического спектра связанных состояний является нерелятивистское уравнение Шредингера (УШ).

В нашем подходе релятивистские поправки к кинетической части гамильтониана взаимодействия учитываются через конституентные массы составных частиц [1, 2].

Из УШ определим энергетический спектр позитрония. Гамильтониан взаимодействия записываем в следующем виде:

$$H = \frac{1}{2\mu} \mathbf{p}^2 - \frac{\alpha_{em}}{r} + V_{br} + V_{ann} + V_{lor}.$$

Здесь  $V_{br}$  – потенциал Брейта, который представляется в виде

$$V_{br}(r) = \frac{\pi\alpha}{\mu_e^2} \delta(\mathbf{r}) - \frac{\alpha}{2\mu_e^2} \left[ \mathbf{p}^2 + \frac{\mathbf{r}(\mathbf{r}\mathbf{p})\mathbf{p}}{r^2} \right] + \frac{3\alpha}{2\mu_e^2 r^2} (\mathbf{S}\mathbf{l}) + \frac{\pi\alpha}{\mu_e^2} \delta(\mathbf{r}) - \frac{8\pi\alpha}{3\mu_e^2} (\mathbf{S}_1\mathbf{S}_2)\delta(\mathbf{r}) + \frac{\alpha}{\mu_e^2 r^3} \left[ \frac{3(\mathbf{S}_1\mathbf{r})(\mathbf{S}_2\mathbf{r})}{r^2} - (\mathbf{S}_1\mathbf{S}_2) \right],$$

а  $V_{ann}$  – потенциал соответствующего аннигиляционного канала – дает вклад только в триплетное состояние и равен:

$$V_{ann}(r) = \frac{\pi e^2}{2\mu_e} \delta(\mathbf{r}) [3 + 4(\mathbf{S}_1 \mathbf{S}_2)] = \frac{3\pi\alpha}{2\mu_e} \delta(\mathbf{r}) + \frac{2\pi\alpha}{\mu_e} (\mathbf{S}_1 \mathbf{S}_2) \delta(\mathbf{r}).$$

Наконец,  $V_{lop}$  – потенциал, определяющий вклад петлевой поправки, представляется в виде

$$V_{lop}(r) = -g_1 \int_1^\infty d\xi_1 W_1(\xi) \frac{e^{-2m_e \xi r}}{r},$$

где использованы обозначения

$$g_1 = \frac{2\alpha_{em}^2}{3\pi}, W_1(\xi) = \left(1 + \frac{1}{2\xi^2}\right) \frac{\sqrt{\xi^2 - 1}}{\xi^2}.$$

Теперь из уравнения

$$H\psi = E\psi$$

Определим энергетический спектр и волновую функцию в рамках осцилляторного представления [3]. После некоторых вычислений и стандартных упрощений получим для энергетического спектра ортопозитрония:

$$\frac{E_s}{\mu_s} = \frac{\sigma_s^2}{8} - \frac{\alpha_{em} \sigma_s}{2} - \frac{5\alpha_{em} \sigma_s^3}{64} - \frac{g_1 \sigma_s^3}{2} \int_1^\infty dt \frac{W_1(t)}{(\sigma_s + 4t)^2}.$$

Вычислили энергетический спектр пара- и ортопозитрония и для расщепления этих уровней получили

$$\Delta v_{our} = 203393,761 \text{ МГц.}$$

Литература:

4. Dineykhan M. et al. Mass spectrum bound state with relativistic corrections // Jour. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 42 145001, 2009.
5. Dineykhan M., Zhaugasheva S.A., Toinbaeva N.Sh. Energy eigenvalues of spherical symmetric potentials with relativistic corrections: analytic results // Jour. Phys. B: At.Mol.Opt. Phys. 43.015003, 2010.
6. Dineykhan M. et al. Oscillatar Representation in Quantum Physics. Lecture Notes in Physics. Berlin: Springer\_Verlag. 1995. V. 26.

## ⁹Be ЯДРОСЫНЫҢ КЕЙБІР ЭЛЕКТРОСТАТИКАЛЫҚ ҚАСИЕТТЕРІ

Оразбеков Бақытжан, Жақсыбеков Арман

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

XX ғ. аяғында Паули-проекциялы мультикластерлік динамикалық модель (ПМДМ) негізінде  $A=6$  жеңіл ядролары толықтай зерттелді. Одан кейінгі жылдары осы модель  $A=9$  ядроларын зерттеуде қолданылды. Нәтижесінде, аталған ядролардың құрылымы мен қасиеттерін түсінуде [1], олардың динамикалық сипаттамалары мен ядролық астрофизикадағы маңызды қолданыстарға қажетті теориялық есептеулерін жүргізуде үлкен кадам жасалды. Осы тезисте  ${}^9\text{Be}$  ядросының  $(2\alpha+n)$  - моделіндегі толқындық функциясын қолданылды:

$$\Psi_{JM_j}^{tot} = \varphi_{J_\alpha=T_\alpha=0}(\alpha_1) \varphi_{J_\alpha=T_\alpha=0}(\alpha_2) \varphi_n(9) \Psi_{JM_j}(\mathbf{x}_1, \mathbf{y}_1), \quad (1)$$

мұндағы



$$\Psi_{JM_j}(\mathbf{x}_1, \mathbf{y}_1) = \sum_{ij} C_{ij} x_1^\lambda y_1^l e^{-\alpha_1 x_1^2 - \beta_1 y_1^2} \sum_{M_L M_S} C_{LM_L M_S}^{JM_J} \sum_{\mu m} C_{\lambda \mu m}^{LM_L} Y_{\lambda \mu}(\hat{x}_1) Y_{lm}(\hat{y}_1) \chi_{\frac{1}{2} M_S}^{(n)}.$$

Осы толқындық функцияны қолданып,  ${}^9\text{Be}$  ядросының орташа квадраттық зарядтық радиусы мен квадрупольдік моментінің формулаларын аналитикалық жолмен алдық.

Анықтамаларына сәйкес, бірбөлшекті модельде [2] орташа квадраттық зарядтық радиус:

$$\langle \mathbf{R}_{ch}^2 \rangle = \frac{1}{Z|e|} \int \mathbf{r}^2 \rho_{ch}(\mathbf{r}) d\mathbf{r}, \quad (2)$$

ал квадрупольдік момент:

$$Q = \sqrt{\frac{16\pi}{5}} \frac{1}{|e|} \langle \Psi_{JM_J=J}^{tot} | \sum_{k=1}^A \hat{e}_k Y_{20}(\mathbf{r}_k) | \Psi_{JM_J=J}^{tot} \rangle.$$

Үшбөлшекті модельде  ${}^9\text{Be}$  ядросының орташа квадраттық зарядтық радиусы мен квадрупольдік моменті үшін сәйкесінше келесідей өрнектерді алдық:

$$\langle \mathbf{R}_{ch}^2 \rangle = \frac{2Z\alpha}{Z} \left[ \langle \mathbf{R}_{ch}^2(\alpha) \rangle + \frac{\pi}{32} \sum_{ij} \sum_{i'j'} C_{ij} C_{i'j'} \frac{(2\lambda+1)!!(2l+1)!!}{2^{\lambda+l} \alpha_{ii'}^{\lambda+3/2} \beta_{jj'}^{l+3/2}} \left( \frac{2\lambda+3}{4\alpha_{ii'}} + \frac{2l+3}{8\beta_{jj'}} \right) \right],$$

$$Q = 16\sqrt{6}\pi Z \alpha \frac{C_{JJ20}^{JJ}}{\sqrt{2J+1}} \sum_{ij} \sum_{i'j'} C_{ij} C_{i'j'} \sum_{\varepsilon_1, \varepsilon_2} \delta_{\varepsilon_1+\varepsilon_2, 2} \left( \frac{1}{2} \right)^{\varepsilon_1} \left( \frac{1}{9} \right)^{\varepsilon_2} \frac{1+(-1)^{\varepsilon_1}}{\sqrt{(2\varepsilon_1+1)!(2\varepsilon_2+1)!}} \times \\ \times I(x_1^{\lambda+\lambda+\varepsilon_1+2}, \alpha_{ii'}) I(y_1^{l+l+\varepsilon_2+2}, \beta_{jj'}) \langle (\lambda l') L S' : J \parallel [Y_{\varepsilon_1}(\hat{x}_1) \otimes Y_{\varepsilon_2}(\hat{y}_1)]_{20} \parallel (\lambda l) L S : J \rangle.$$

Мұндағы интегралдар астындағы функциялардың пішіндері гаустық болғандықтан, оған қоса келтірілген матрицалық элементті есептеу аса қиындық туғызбайды.

Бұл модельдің бірбөлшекті модельмен салыстырғандағы артықшылығы,  ${}^9\text{Be}$  ядросының статистикалық сипаттамаларын жуықтап емес, аналитикалық әдіспен, яғни нақты әрі дәл есептеуге мүмкіндік береді.

[1] Жусупов М. А., Сахиев С. К., Каипов Т. Д. Изучение спектроскопических характеристик ядра  ${}^9\text{Be}$  в трехчастичной модели // Известия РАН, 1996 сер. физ., т.60. №11 с. 123-131.

[2] Бор О., Моттельсон Б. Структура атомного ядра. М., Мир. 1971, 1-т.

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ШИРИН СИЛЬНЫХ РАСПАДОВ $X \rightarrow J / \psi + 2\pi(3\pi)$ И $X \rightarrow D + \bar{D} + \pi$ В РЕЛЯТИВИСТКОЙ МОДЕЛИ КВАРКОВ

Жаугашева С.А., Сайдуллаева Г.Г., Нурбакова Г.С., Хабыл Н.  
Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан

В последнее десятилетие на В-фабриках было открыто большое количество новых состояний похожих на состояния чармония, но по ряду необычных свойств, они скорее могут быть интерпретированы как экзотические состояния. Данные состояния получили название XYZ-частицы. Первой и наиболее известной частицей из этого семейства

является  $X(3872)$ -мезон с квантовыми числами  $J^{PC} = 1^{++}$ .  $X(3872)$  - мезон был открыт коллаборацией Belle [1] в 2003 году в распадах  $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^- J/\psi$  и затем подтверждён коллаборациями CDF [2] и DØ [3] в инклюзивном рождении в  $p\bar{p}$ - взаимодействиях. Его масса оказалась близка к сумме масс псевдоскалярного и векторного D-мезонов, а его ширина меньше 2 МэВ, т.е. данный резонанс, является очень узким. Экспериментальный анализ его свойств показал, что X-мезон не может быть обычным двухкварковым чармонием. В настоящее время  $X(3872)$  – мезон рассматривается либо как сильно связанная молекула с энергией  $M_X - (M_{D^0} + M_{\bar{D}^0}) = -0.30 \pm 0.40$  МэВ, либо как тетракварк, являющийся связанным состоянием двух цветных дикварков.

Интерпретация  $X(3872)$  как тетракварка была предложена и применена для описания имеющихся экспериментальных данных в работе [4]. Используя эффективные лагранжианы для трёхчастичных взаимодействий с константами связи, были вычислены матричные элементы и ширины сильных распадов  $X \rightarrow J/\psi + 2\pi(3\pi)$  и  $X \rightarrow D + \bar{D} + \pi$  мезона [5]. На основе численного анализа показано, что в достаточно широкой области значений параметра  $\Lambda_X$ , характеризующего размер  $X(3872)$  – мезона.

$$\frac{\Gamma(X \rightarrow D^0 \bar{D}^0 \pi^0)}{\Gamma(X \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-)} \Big| = \begin{cases} 4.5 \pm 0.2 & \text{à } \hat{a} \hat{a} \hat{\delta}. \\ 10.5 \pm 4.7 & \text{ýêñî } \hat{a} \hat{\delta}. \end{cases}$$

Теоретические значения для ширин сильных распадов находится в согласии с экспериментальными данными.

Список литературы:

- 1 Choi S. K. et al. Belle Collaboration. Observation of a new narrow charmonium state in exclusive  $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^- J/\psi$  decays // Phys. Rev. Lett.- 2003.-Vol.91.- P.262001.
- 2 Acosta D. E. et al.[CDF Collaboration]. Observation of the narrow state  $X(3872) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$  in  $p\bar{p}$  collisions at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV // Phys. Rev. Lett.- 2004.-Vol.93. - P.072001.
- 3 Abazov V. M. et al. [DØ Collaboration] . Observation and properties of the  $X(3872)$  decaying to  $J/\psi \pi^+ \pi^-$  in  $p\bar{p}$  collisions at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV // Phys. Rev. Lett.- 2004.-Vol.93. - P.162002.
- 4 Dubnicka S., Dubnickova A.Z., Ivanov M.A., Körner J.G. and Saidullaeva G.G. A relativistic quark model with infrared confinement and the tetraquark state// AIP Conf. Proc.- 2011.- Vol.1343.- P.385.
- 5 Dineykhon M., Ivanov M.A., Saidullaeva G.G. Exotic States and Rare Bs-Decays in the Covariant Quark Model // Physics of Particles and Nuclei. -2012.-Vol.43, №6.- P.749-7825.

## <sup>9</sup>Be ЯДРОСЫНЫҢ МАГНИТТІК ЖӘНЕ ОКТУПОЛЬДІК МОМЕНТТЕРІ

Сайлаубек Дінмұхамед, Турсунбаев Нурбек

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

Осы тезисте кванттық механиканың математикалық аппаратын қолданып, <sup>9</sup>Be ядросының (2α+n)- үш кластерлік моделіндегі магниттік және октупольдік моменттерінің формулалары көрсетілген. Қарастырылып отырған ядро Паули-проекциялы мультикластерлік динамикалық моделінде (ПМДМ) зерделенген [1].

Үш бөлшектен құралған жүйенің  $\hat{\mu}$  магниттік моментінің өрнегі төмендегідей болады:

$$\hat{\mu} = \sum_{i=1}^3 \left[ \hat{\mu}(i) + \mu_0 m_N \frac{z_i}{m_i} \hat{\mathbf{1}}_i \right]. \quad (1)$$

мұндағы  $\mu_0$  – Бор ядролық магнетоны;  $\hat{\mu}(i)$  –  $i$ -ші бөлшектің ішкі магниттік моментінің операторы;  $\hat{\mathbf{1}}_i$  – массасы  $m_i$ -ге тең  $i$ -бөлшектің орбитальдық бұрыштық моменті;  $m_N$  – нуклон массасы.

(1) теңдеудегі  $\hat{\mathbf{1}}_i$  бұрыштық моменттерін ПМДМ-де өрнектеп, енді  $\hat{\lambda}$  және  $\hat{l}$  бұрыштық моменттері арқылы ядроның  $\mu$  магниттік моментінің өрнегін табамыз:

$$\begin{aligned} \mu = \sum_{ij} \sum_{i'j'} C_{ij} C_{i'j'} \left\{ \frac{1}{J+1} \mathbf{I}(x_1^{2\lambda+2}, y_1^{2l+2}) \left[ \left( \frac{1}{4} + \mu_n \right) J + \left( \frac{1}{4} - \mu_n \right) \frac{L(L+1) - S(S+1)}{J+1} \right] - \right. \\ \left. - \frac{4}{9} \frac{C_{JJ10}^{JJ}}{\sqrt{2J+1}} \mathbf{I}(x_1^{\lambda'+\lambda+2}, \alpha) \mathbf{I}(y_1^{l'+l+2}, \beta) \langle (\lambda'l') L'S' : J \parallel \hat{\mathbf{1}}_{10} \parallel (\lambda l) LS : J \rangle \right\} \end{aligned} \quad (2)$$

Ядроның  $\Omega$  октупольдік моментінің анықтамасына сәйкес [1] өрнегін келтірелік:

$$\Omega = -\sqrt{\frac{4\pi}{7}} \langle \Psi_{JM_J=J}^{tot} | \hat{M}_{30} | \Psi_{JM_J=J}^{tot} \rangle.$$

ПМДМ-дегі Якоби координаттары үш жиындтарының өзара бір мәнді байланысқанын (  $A_{\lambda_1 j_1 \lambda_2 j_2}^{L_1 L_2 Q_2}$  -түрлендіру көбейткішін) пайдалана отырып, октупольдік моменттің ақтық өрнегін жазамыз:

$$\begin{aligned}
\Omega &= -\sqrt{\frac{4\pi}{7}} \frac{C_{JJ30}^{JJ}}{\sqrt{2J+1}} \left[ \langle JJ \| \hat{M}_3(\sigma) \| JJ \rangle + \langle JJ \| \hat{M}_3(l) \| JJ \rangle \right] = \\
&= \frac{128}{81} \sqrt{21} \mu_0 \mu_N \sum_{\substack{ij \lambda l \\ i'j' \lambda' l'}} C_{ij}^{(\lambda l)} C_{i'j'}^{(\lambda' l')} I(x_1^2, \alpha) I(y_1^4, \beta) \langle (\lambda' l') L' S' : J \| [Y_2(\hat{r}_k) \times \hat{S}]_3 \| (\lambda l) LS : J \rangle + \\
&+ \frac{25}{81} \sqrt{21} \mu_0 \frac{Z_\alpha m_N}{m_\alpha} \frac{C_{JJ30}^{JJ}}{\sqrt{2J+1}} \sum_{\substack{ij \lambda l \\ i'j' \lambda' l'}} C_{ij}^{(\lambda l)} C_{i'j'}^{(\lambda' l')} \times \sum_{L_1=0}^{\lambda} \sum_{L_2=0}^l \sum_{L_3=0}^{\lambda'} \sum_{L_4=0}^{l'} \sum_{f_{31}, f_{34}} \frac{1 + (-1)^{\lambda + \lambda' + n}}{2} A_{\lambda l j_1 j_2}^{L L_1 L_2 Q_2} A_{\lambda' l' j_3 j_4}^{L' L_3 L_4 Q_2} \times \\
&\times \int_0^\infty x'^{m+2} e^{(-\mu_2^2 x'^2)} dx' \int_0^\infty y'^{m-n+2} e^{(-\omega_2^2 y'^2)} dy' \langle (j_3 j_4) L' S' : J \| [Y_2(\hat{y}') \times \hat{l}(\mathbf{y}')]_3 \| (j_1 j_2) LS : J \rangle,
\end{aligned} \tag{3}$$

мұндағы

$$n = L_1 + L_2 + L_3 + L_4, \quad m = \lambda + \lambda' + l + l'.$$

Оған қоса (2) және (3) формулаларындағы интегралдардың астындағы функциялардың пішіндері гаустық болғандықтан, олардың дәл нәтижелері оңай табылады, ал келтірілген матрицалық элементтердің есептелуі стандарттық тәсілдермен есептеледі.

Список литературы:

[1] Сахиев С. К. Каипов Т. Д. Октаупольный момент ядра  ${}^9\text{Be}$  в трехчастичной модели // Известия РАН, сер. физ., т.60. №11. 1996. с. 123-131.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ГАММА СПЕКТРОМЕТРОВ НА ПУЧКАХ РАДИОАКТИВНЫХ ЯДЕР

Валиолда Д.С.<sup>(а)</sup>, Джансейтов Д.М.<sup>(б)</sup>, Исадыков А.Н.<sup>(б)</sup>

<sup>(а)</sup> *Казахский Национальный Университет им. аль-Фараби (г. Алматы, Казахстан)*

<sup>(б)</sup> *Евразийский Национальный Университет им. Л.Н. Гумилева (г. Астана, Казахстан)*

Новое поколение ускорителей, позволяющих получать высокоинтенсивные (до 1014 частиц/с) пучки заряженных частиц от протонов и ядер гелия до ионов урана, позволили в настоящее время начать новый этап исследований с использованием пучков радиоактивных ядер. Это новое направление ядерной физики уже позволило обнаружить интересные явления, связанные со свойствами ядер, удаленных от области стабильности.

В ЛЯР имени Г.Н. Флёрва (ОИЯИ, г.Дубна, Россия) на сепараторе АКУЛИНА [1] проводятся исследования в области экзотических ядер. Особенно наибольший интерес связан с изучением двух протонного распада ядер. В 2013г. был проведен эксперимент по изучению двух протонного распада  ${}^{17}\text{Ne}$ . Данный эксперимент предусматривает экспериментальный поиск ветви двухпротонного распада первого возбужденного

состояния ядра  $^{17}\text{Ne}$ , находящегося при энергии возбуждения  $E^*=1,288$  МэВ и имеющего спин/четность  $J^\pi=3/2^-$ . В данном эксперименте предлагается искать слабую ветвь истинно двухпротонного распада этого состояния в реакциях  $^1\text{H}(^{18}\text{Ne}, d)^{17}\text{Ne}$  [2].

В эксперименте для регистрации гамма квантов используются два детектора состоящие из сцинтиллятора  $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$  [3] и ФЭУ компании Hamamatsu R7600-U200, расположенные на расстоянии 50мм от мишени. Детекторы  $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$  нацелены на регистрацию гамма квантов, испускаемых из первого возбужденного состояния  $^{17}\text{Ne}$  с известной энергией 1.288 МэВ [2].

Эффективность регистрации крайне сложно оценить, пользуясь известными литературными формулами [4], для данного эксперимента эффективность регистрации легче извлечь из померенных экспериментальных данных, так как в случае метода вторичных пучков есть множество факторов (например, прохождение гамма квантов через вещество (медь) мишени), которые могут ослабить гамма излучение, есть трудности с их определением. Эти факторы могут повлиять на оценку эффективности регистрации детекторов. Определение эффективности регистрации детекторов  $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$  была выполнена, в предположении об источнике гамма квантов вблизи мишени. Реальное вычисление эффективности затруднено наличием неравномерного количества материала мишени (медь) из экспериментальных данных. Для определения эффективности предполагалась аннигиляция позитрона с испусканием  $2\gamma$  квантов в противоположные стороны. Расположение детекторов позволяет учитывать данный процесс. В результате с учетом поправки, учитывающей эффективность поглощения детектора  $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$  и проходимость гамма квантов через слой вещества, определено значение эффективности регистрации гамма квантов с энергией 1,3 МэВ, равное 1,4% для данных детекторов Brilliance 380.

*Использованная литература:*

- [1] A.M.Rodin et al. "Status of ACCULINNA beam line". Nucl.Inst. and Meth.in Physics Research B204 (2003) 114-118.
- [2] L. V. Grigorenko et. al – "Possibility to study a two-proton halo in  $^{17}\text{Ne}$ " – PHYS.REVIEW C 71, 051604(R) (2005).
- [3] <http://www.detectors.saint-gobain.com/>.
- [4] К.Н. Мухин Экспериментальная ядерная физика Т.1. Физика атомного ядра. – Москва, Лань, 2008. - 384 с

**ОПТИМИЗАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ МАССИВА ДЕТЕКТОРОВ НА ОСНОВЕ CSI(TL)  
ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ПО  
ОПРЕДЕЛЕНИЮ 2P РАСПАДА В  $^{17}\text{NE}$ .**

Джансейтов Данияр Маралович

*Евразийский Национальный Университет (г.Астана, Казахстан)*

Ядро  $^{17}\text{Ne}$  может быть возможным кандидатом на одновременный двухпротонный распад[1]. Главной (и пока единственной) известной ветвью распада  $^{17}\text{Ne}$  с первого возбужденного состояния( $E^*=1,288$  МэВ) является гамма распад. Последовательноеиспускание двух протонов, при котором сначала должна получиться система  $^{16}\text{F}+p$ , авслед за этим  $^{16}\text{F}$  распался бы на  $^{15}\text{O}+p$ , запрещено законом сохранения энергии. Из этого следует, что одним из возможных экспериментов является поиск слабой ветвиистиннодвухпротонного распадаэтого состояния в реакции передачи

$^1\text{H}(^{18}\text{Ne}, d)^{17}\text{Ne}$ , при энергии пучка  $^{18}\text{Ne}$  25-35 МэВ/нуклон. При достижении достаточно хорошего энергетического разрешения  $\sim 300$  кэВ FWHM, возможно отделить искомое 1.288 МэВ резонансное состояние от фона, вызванного заселением 1.764 и 1.908 МэВ резонансных состояний. Такой эксперимент по обнаружению  $2p$  распада  $^{17}\text{Ne}$  был проведен в Лаборатории Ядерных Реакции в г.Дубна (Россия), на фрагмент сепараторе АКУЛИНА в апреле – мае 2013 г. На рисунке 1 приведена необходимая детектирующая система для эксперимента по изучению  $2p$  распада  $^{17}\text{Ne}$ , состоящая из двух многопроволочных камер для трекинга частиц, а также круглого и квадратного телескопов.

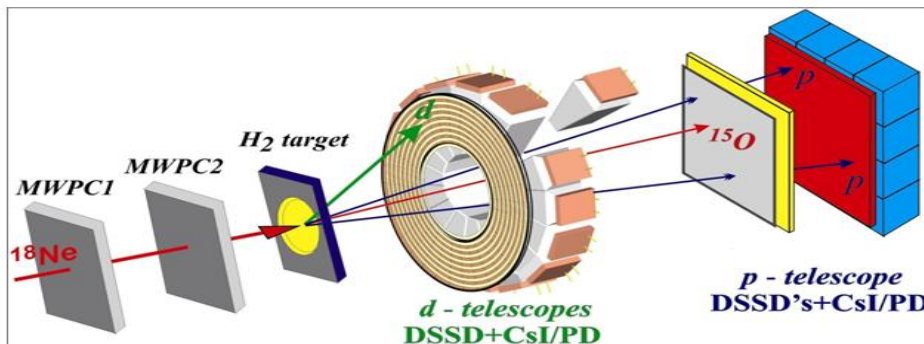


Рис. 1 Схема детекторов, расположенных в камере фрагмент – сепаратора АКУЛИНА. Для изготовления данной детекторной сборки были выбраны и исследованы несколько типов сцинтилляторов и фотоприемников.

#### Список литературы:

1. L.V. Grigorenko, Yu.L. Parfenova, and M.V. Zhukov. Possibility to study a two-proton halo in  $^{17}\text{Ne}$ . // Phys. Rev. C 71, 051604(R) (2005).

## PARTICLE ACCELERATION IN KERR-TAUB-NUT NAKED SINGULARITIES

A.A. HAKIMOV

*Ulugh Beg Astronomical Institute of the Uzbek AS, Tashkent, Uzbekistan*

We study the particle acceleration by Kerr naked singularities with nonvanishing gravitomagnetic charge. We consider a collision between particles dropped in from infinity at rest, which follow geodesic motion in the equatorial plane, with the proper angular momenta. Because of the absence of an event horizon, an initially infalling particle turns back as an outgoing particle, then collides with infalling particles. We found that when NUT charge of the naked singularity is less than critical value 0.0376, then minimal angular momentum of the particle to turn back is close to particle's angular momentum in Kerr naked singularity. And if NUT charge bigger critical value then for the particle which about to turn back doesn't need minimal angular momentum. All particles with nonzero angular momentum will turn back and collide with other infalling particles. Particles collide in the place where would have been the event horizon in the extremal case. The center of mass energy of collision is arbitrarily large.

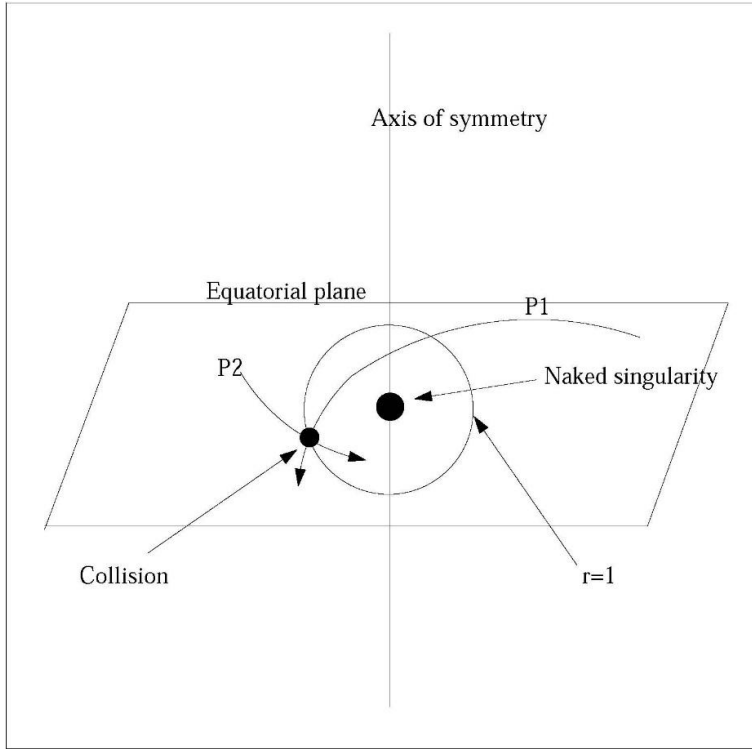
For simplicity and clarity we focus on the test particles following timelike geodesics in the equatorial plane. The KTN metric in Boyer-Lindquist coordinates  $(t, r, \theta, \phi)$  is given by

$$ds^2 = -\frac{\Delta}{\Sigma} dt^2 + \frac{\Sigma}{\Delta} dr^2 - \frac{4a(Mr + l^2)}{\Sigma} dt d\phi + \frac{1}{\Sigma} \left[ (\Sigma + a^2)^2 - a^2 \Delta \right] d\phi^2, \text{ where } \Sigma = r^2 + l^2,$$

$\Delta = r^2 - 2Mr - l^2 + a^2$ ,  $M$  is the total mass of the central object,  $a$  is the specific angular momentum of the black hole,  $l$  is the NUT parameter of the central object. The radius of the event horizon and the Cauchy horizon of the KTN spacetime are

$$r_{H,C} = M \pm \sqrt{M^2 - a^2 + l^2},$$

respectively, which are roots of the equation  $\Delta = 0$ . The existence of the horizons requires  $a^2 \leq M^2 + l^2$ . It then follows that when  $a > \sqrt{2}$  [20], there is no event horizon and the timelike naked singularity at  $r = 0, \theta = \pi/2$ , is exposed to asymptotic observers.



**Fig. 1.** Schematic diagram of a Kerr naked singularity with NUT charge. One of the particles which is initially ingoing turns back due to the angular momentum barrier, and it then collides with another

ingoing particle near  $r = 1$ . Both the particles follow the geodesic motion in the equatorial plane.

The center of mass energy of collision is arbitrarily large in the limit  $a \rightarrow \sqrt{2}^+$

## HIGH-TEMPERATURE CORROSION OF REACTOR GRAPHITES

Yevgen CHIKHRAI<sup>\*1</sup>, Timur KULSARTOV<sup>\*1</sup>, Vladimir SHESTAKOV<sup>\*1</sup>, Aliya MUKANOVA<sup>\*1</sup>, Inesh KENZHINA<sup>\*1</sup>, Saulet ASKERBEKOV<sup>\*1</sup>, Zhenis BEKISHEV<sup>\*1</sup>, Habibulla ABDULLIN<sup>\*2</sup>, Rinata NEMKAYEVA<sup>\*2</sup>, Nariaki SAKABA<sup>\*3</sup>, Taiju SHIBATA<sup>\*3</sup>, Junya SUMITA<sup>\*3</sup>

<sup>\*1</sup> Institute of Experimental and Theoretical Physics of Kazakh National University, Kazakhstan

<sup>\*2</sup> National Laboratory of Nanotechnology of Kazakh National University, Kazakhstan

<sup>\*3</sup> Nuclear Hydrogen & Heat Application Research Center, JAEA, Japan

Address: 71, al-Farabi Str, Almaty, Kazakhstan

Tel: +8-727-377-3260, Email: chikhray@physics.kz

Out-of-pile examination test concerning the gasification of oxidation-resistant reactor graphites in active zone in the event of its accidental contamination from the air and/or water are

carrying out in IETP KazNU in helium/steam mixture using high-temperature vacuum furnace during the last year. 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 was followed in full scale using industrial tubular vacuum furnace GSL-1600 which provides 1500-1600C and high-sensitive quadruple mass-analyzer RGA-100 at the second stage.

At present moment several samples of RGT graphite were tested under vacuum condition and in helium/moisture mixture (water content about 1ppmv) using linear heating with 10C/min rate.

The status of current activity, first results as well as test plan for post-corrosion examination will be presented.

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

## **МОДЕЛИРОВАНИЕ НАКОПЛЕНИЕ ТРИТИЯ В БЕРИЛЛИЕВОМ МАТЕРИАЛЕ ПОД НЕЙТРОННЫМ ОБЛУЧЕНИЕМ**

С.Кунаков, Н.Такибаев, Н.Кенжебаев

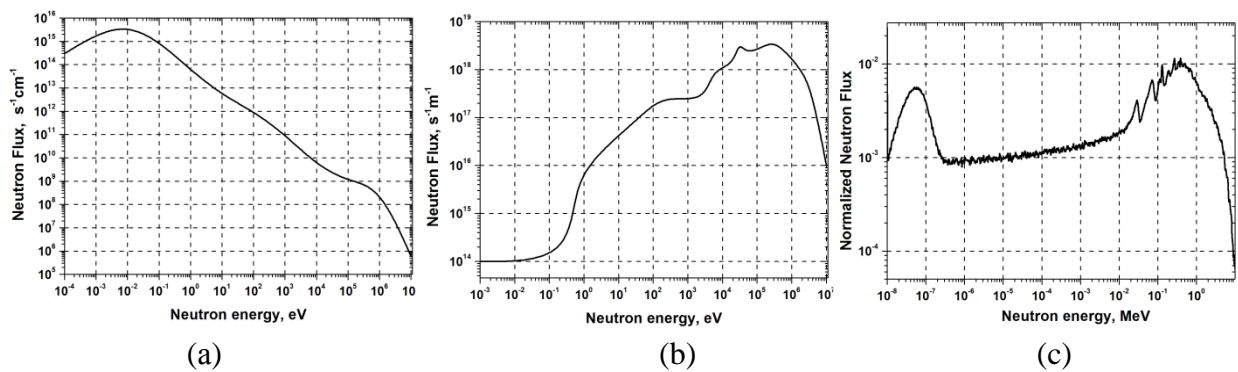
*Казахский Национальный Университет им.аль-Фараби, г.Алматы, Казахстан*

Из-за большого сечения рассеяния и низкого сечения поглощения бериллиевый материал широко применяется в реакторах в качестве нейтронного отражателя. Интенсивное облучение нейтронным потоком бериллия, приводит к потере ими рабочих характеристик и вероятности разрушения. Основными продуктами реакций идущей при взаимодействии быстрых нейтронов с бериллиевым материалам является гелий и тритий. Известно, что образующийся в результате ядерных реакций тритий и гелий существенно снижает работоспособность узлов и конструкций активных зон ядерных реакторов. В частности, такие явления, как охрупчивание, газовое распухание, согласно большинству гипотез, связаны с образованием, накоплением и поведением трития и гелия в материалах под облучением. Для образования трития нужно чтобы в бериллиевом материале при нейтронном облучении образовался  $Li^6$ , а для этого необходимо чтобы в нейтронном потоке были и тепловые и быстрые нейтроны.

Накопление трития и гелия в бериллиевом материале, напрямую зависит от спектра нейтронного потока. Нейтронный спектр это основная характеристика реактора и спектр бывает разным в зависимости от реактора. Чтобы понять кинетику образования гелия и трития, поставлено задача смоделировать накопления гелия и трития при разных нейтронных спектрах.

С этой целью была разработано и отлажено программа, который помогает считать концентрацию гелия и трития в зависимости от времени. В качестве нейтронного спектра были взяты три спектры экспериментальных реакторов таких как JMTR, JOYO и IPEN/MB-01. JMTR и JOYO японский реактор, а IPEN/MB-01 это бразильский реактор. На рисунке-1 приведены спектры трех реакторов. Как мы видим все они имеют разные спектры.





**Рисунок-1.** Нейтронные спектры реакторов IPEN/MB-01 (a), JOYO (b) и JMTR (c).

Литература:

- [1] Forrest B. Brown, Fundamentals of Monte Carlo Particle Transport, Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, USA, (2004)
- [2] Evaluated Nuclear Data File (ENDF), available online. URL <https://www-nds.iaea.org/exfor/endl.htm> (2013)
- [3] Joyo User`s Guidel, available online. URL [http://www.jaea.go.jp/04/oarai/joyo\\_users\\_guide/joyomk3/spectrum/index.html/](http://www.jaea.go.jp/04/oarai/joyo_users_guide/joyomk3/spectrum/index.html/) (2014)

## NEUTRONIC CALCULATIONS OF AN ACTIVE ZONE OF A PROTOTYPE OF A NUCLEAR POWER REACTOR ON FAST NEUTRONS OF BN-800

Kunakov S., Sultanov A., Akpanbetov A.  
International IT University, Almaty, Kazakhstan

In the work, a precision neutronic calculation of an active zone of a prototype of a nuclear power reactor on fast neutrons of BN-800. Functionality of the program MCNP5 complex intended for calculation of transfer of elementary particles by the Monte-Carlo method is considered. As a result, the work was determined relevance of the topic, methods of research and the further application in practice. [1-3]

In the work performed analysis of engineering data, is constructed a model of an active zone of the prototype reactor BN-800 and neutronic calculations of the reactor active zone.

The active zone of the reactor is modeled using software complex transport calculation of elementary particles MCNP5. Values of coefficient reproduction of neutrons are calculated. These calculations were conducted to verify the adequacy of the estimated model parameters of a real reactor installation, and also to research the operating parameters of the model, depending on the different positions of control rods.

### List of References

1. Fast Reactor Database, 2006 Update. International Atomic Energy Agency, 2006.
2. Criticality Calculations with MCNP5: A Primer, 2<sup>nd</sup> Edition. Los Alamos National Laboratory, 2003.
3. MCNP-5 Volume II: User`s Guide. Los Alamos National Laboratory, 2003.

## ПОСТУПАТЕЛЬНО-ВРАЩАТЕЛЬНЫЕ ДВИЖЕНИЯ ИСЗ В СТАЦИОНАРНОМ ПОЛЕ ТЯГОТЕНИЯ ХИЛЛА

М.Д.Шинибаев<sup>1</sup>, А.А.Беков<sup>1</sup>, К.С.Астемесова<sup>2</sup>, Д.И.Усипбекова<sup>2</sup>

<sup>1</sup>АО «Национальный центр космических исследований и технологий», г. Алматы;

<sup>2</sup>Казахский национальный технический университет им. К.И.Сатпаева, г.Алматы

Рассмотрим поступательно-вращательные движения ИСЗ в стационарном поле тяготения Хилла. Пусть  $A, B, C$  – главные моменты инерции ИСЗ, причем  $A = B = mC$ ,  $m \neq 0$ ,  $m > 0$ . Дифференциальные уравнения движения ИСЗ имеют вид [1]:

$$\ddot{\rho} - \rho \dot{\vartheta}^2 = -\frac{\mu}{\rho^2} + \nu\rho, \quad \frac{d}{dt}(\rho^2 \dot{\vartheta}) = 0, \quad \left. \vphantom{\ddot{\rho}} \right\} \quad (1)$$

$$\left. \begin{aligned} \dot{p} + nqr &= \varepsilon n \gamma' \gamma'', & \dot{q} - npr &= -\varepsilon n \gamma \gamma'', \\ \dot{r} &= 0, & n &= \frac{1-m}{m}, & \varepsilon &= 3 \frac{\mu}{R^3}, \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

$$p = \dot{\psi}_0 \gamma_0 + \dot{\theta}_0 \cos \varphi_0 + \omega_e \beta_0, \quad q = \dot{\psi}_0 \gamma'_0 - \dot{\theta}_0 \sin \varphi_0 + \omega_e \beta'_0, \quad r = \dot{\psi}_0 \gamma''_0 + \dot{\varphi}_0 + \omega_e \beta''_0, \quad \left. \vphantom{\dot{\psi}_0} \right\} \quad (3)$$

$$\left. \frac{d\gamma''}{dt} = \gamma_0 q_0 - \gamma'_0 p_0 + \omega_e \alpha''_0, \quad \omega_e = \dot{\vartheta}, \right\} \quad (4)$$

где направляющие косинусы  $\gamma = \sin \varphi \sin \theta$ ,  $\gamma' = \sin \theta \cos \varphi$ ,  $\gamma'' = \cos \theta$ ,  $\theta, \varphi, \psi$  – углы Эйлера,  $\omega_e$  – переносная угловая скорость ИСЗ,

$$\left. \begin{aligned} \dot{\psi} &= \dot{\psi}_0 - \omega_e \frac{\beta''_0 \gamma''_0}{1 - \gamma''_0{}^2}, & \dot{\varphi} &= r_0 - \dot{\psi}_0 \gamma''_0 - \omega_e \beta''_0. \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Допуская, что вращательные движения ИСЗ не вносят существенного вклада в его поступательные движения, интегрируем систему уравнений (1) для случаев орбит типов эллипс, парабола и круг. Затем интегрируются (2) в предположении  $\omega_e = 0$  [2]. Полученные углы Эйлера обозначим с нижним индексом «0». И, наконец, интегрируются (4) и (5) с учетом (3) в предположении  $\omega_e = \dot{\vartheta}$ .

Таким образом, можно проинтегрировать с точностью вплоть до  $O(k^2)$  систему дифференциальных уравнений (1)-(5) поступательно-вращательного движения ИСЗ в стационарном поле тяготения Хилла. Результаты интегрирования приведены в [1].

Решения  $\rho = \rho(t)$ ,  $\vartheta = \vartheta(t)$  не содержат вековых членов, а углы Эйлера получены как явные функции времени и они представлены в виде первых членов рядов по степеням малых модулей эллиптических интегралов первого рода.

### Литература

1. Шинибаев М.Д. Поступательно-вращательные движения твердого тела в стационарном и нестационарном поле тяготения Земли. – Алматы, «Ғылым», 2010.-132 с.
2. Шинибаев М.Д., Беков А.А. Вращательные движения твердого тела относительно центра масс в случае  $A = B = mC$  // «III Ержанов окулары», 1-бөлім. – Ақтөбе, 2010.- С. 307-312.

## РЕСУРСЫ И ЗАДАЧИ ЦЕНТРАЛЬНО-АЗИАТСКОЙ БАЗЫ ДАННЫХ ПО ЯДЕРНЫМ РЕАКЦИЯМ

М. Бакабаев, В.О. Курмангалиева, Н.Ж. Такибаев  
*Казахский Национальный Университет им.аль-Фараби, г.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.

## УПРУГОЕ ПИОН-ПРОТОННОЕ РАССЕЯНИЕ В $\Delta$ -РЕЗОНАНСНОЙ ОБЛАСТИ

Имамбеков О.И., Белисарова Ф.Б., Пасилтай А.Б.  
 НИИЭТФ, КазНУ им. Аль-Фараби, Алматы, Казахстан, [onlas@mail.ru](mailto:onlas@mail.ru)

При теоретическом рассмотрении реакции  $pp \rightarrow \{pp\}_s \pi^0$  на основе так называемой вох-модели (Рис.1), явно учитывающий возбуждение  $\Delta(1232)$  изобары в промежуточном состоянии, важным является корректный учет вклада виртуального пион-протонного рассеяния [1,2]. Особенно это важно в той кинематической области, где промежуточная  $\Delta(1232)$  изобара выходит на массовую поверхность, так как при этом вклад от этой амплитуды будет доминирующим. В связи с этим в данной работе рассмотрено свободное упругое пион-протонное рассеяние в  $\Delta$ -резонансной области. Соответствующие экспериментальные данные взяты из базы данных SAID [3].

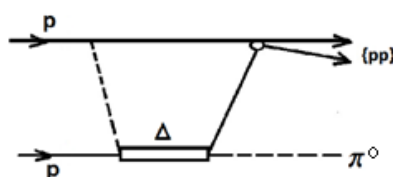


Рисунок 1 – Механизм реакции  $pp \rightarrow \{pp\}_s \pi^0$ . Вох-модель, явно учитывающий возбуждение  $\Delta(1232)$  изобары в промежуточном состоянии

Амплитуда упругого  $p\pi$ -рассеяния определяется из полюсной фейнмановской диаграммы с промежуточным образованием  $\Delta(1232)$  изобары. Найденное таким образом сечение процесса имеет следующий вид

$$\sigma_{p\pi}(\mu) = \frac{8\pi}{k^2} \frac{m_{\Delta}^2 \Gamma^2}{(\mu^2 - m_{\Delta}^2)^2 + m_{\Delta}^2 \Gamma^2} \quad (1)$$

Здесь  $\mu^2 = S$  – квадрат 4-импульса, текущего через  $\Delta$ -изобары.  $\Gamma$  – ширина  $\Delta$ -изобары, а  $m_{\Delta}$  – ее масса.

Рассчитанное по формуле (1) сечение хорошо согласуется с данными эксперимента из [3], в области образования  $\Delta$ -изобары и в дальнейшем будет использованы для теоретического анализа процесса  $pp \rightarrow \{pp\}_s \pi^0$ .

- [1] S.Dymov, V.Komarov, O.Imambekov et al.//Phys.Rev.C81, 2010, 044001; V.Komarov, T.Azaryan, D.Chiladze et al.//Phys.Rev.Lett.101, 2008, 102501
- [2] Yu.N.Uzikov, O.Imambekov //Proceedings of the International Baldin Seminar on High Energy Physics Problem, Sept., 2011, Dubna
- [3] <http://gwdac.phys.gwu.edu>

ON NATURE OF COLOR CENTERS IN QUARTZ WAVEGUIDE FIBERS

Amonov M.Z., Nuritdinov I.  
*Institute of Nuclear Physics AS RU, Tashkent, Ulugbek*  
 amonov@inp.uz

Color centers (CC) in  $\gamma$ -irradiated Polemico (USA) waveguide fibers (WF) with OH impurity at 1000 ppm were studied by means of optical spectroscopy and thermoluminescence (TL) methods. The  $\gamma$ -irradiation and measurements were conducted at temperatures of 9, 77 and 310 K from  $10^3$  rad to  $10^8$  rad.

In WF samples  $\gamma$ -irradiated at 310 K the CC appears in UV part of the spectrum under doses of  $10^3$  rad, and has maximal absorption at 210 nm that is caused by absorption of  $E'$ -center. Intensity of this absorption band (AB) sharply grows with irradiation dose and at doses of  $5 \cdot 10^4$  rad these intensities occur to be beyond capabilities of spectrophotometer. CC at 310 K in the visible part of the spectrum appears at doses of  $10^5$  rad, and has a maximum at 610 nm. Intensity of this peak grows linearly with dose and under dose of  $5 \cdot 10^6$  rad one can see AB at 550 nm in the right side of the spectrum. Intensities of these both AB's grow up to  $10^8$  rad.

In waveguide fiber samples irradiated at 9 and 77 K, the CC appears under  $\gamma$ -irradiation doses of  $10^4$  rad, and one can also observe intensive AB's with peaks at 210, 260, 330 and 550 nm. The CC's at 9 K occur to be stable, whereas those CC appearing at 77 and 310 K are instable. After 5-hour  $\gamma$ -irradiation at 77 and 310 K these CC's decay in WF.

The energy of charge activation from traps is determined by means of the TL methods, which has occurred to be equal to 0.03, 0.11, 0.14, 0.21 and 0.46 eV.

The CC decay kinetics is studied on AB peaks at 210, 260, 330 and 550 nm. It is established that AB at 210 nm corresponding to absorption of the  $E'$ -center has 3-stage decay: 210 and 550, 210 and 330, and 210 and 610 nm.

Based on conducted studies we have proposed CC and AB decay mechanisms as follows: decay of AB at 210 and 550 nm is related to relaxation of autolocalized  $V_k$ -centers (550 nm) on  $E'$ -center (210 nm)  $T_{rel}=70$  K.

Decay of AB at 210 and 330 nm is related to the relaxation of Cl-centers (decay of  $Cl_2^-$  in AB centers at 330 nm) with F-centers  $T_{rel}=85$  K. The third stage of  $E'$ -center decay of AB's at 210 and 610 nm takes place at the temperature of 310 K, and is related to recombination of electrons released from  $E'$ -centers with  $H'$ -centers.

Besides, in WF, containing OH impurities and  $\gamma$ -irradiated at 310 K, we have observed 2-stage growth of  $E'$ -centers depending on the  $\gamma$ -irradiation dose. Mechanisms of this phenomenon can be explained as follows: at  $\gamma$ -irradiation doses of  $10^5 \div 10^6$  rad accumulation of  $E'$ -centers occurs at the expense of formation of  $H'$ -center



Whereas at doses of  $10^6 \div 10^8$  rad at the expense of formation of  $H'$ -centers and  $H''$ -centers:



i.e. ultralinear growth of E'-centers in the range of doses of  $10^5 \div 10^6$  rad takes place at the expense of simultaneous formation of H' -centers and H'' -centers with filling of oxygen vacancies, existing in samples after extraction.

## **INFLUENCE OF THERMAL TREATMENT ON OPTICAL CHARACTERISTICS OF HfO<sub>2</sub>-HoO<sub>2</sub> CRYSTALS**

<sup>1</sup>Amonov M.Z., <sup>1</sup>Nuritdinov I., <sup>2</sup>Haydarov R.N.

<sup>1</sup>*Institute of Nuclear Physics AS RU, Tashkent, Ulugbek*

<sup>2</sup>*Samarkand State Architecture and Construction Institute*  
*amonov@inp.uz*

Influence of oxidizing and reducing thermal treatment of HfO<sub>2</sub> crystals stabilised by rare-earth ions of Ho<sup>3+</sup> (12 % moles). Thermal treatment of crystals in air conducted at the temperature of 2000 K, and in vacuum at 1300 K. At thermal treatment of crystals in air one can observe the following: 1) growth of absorption intensity within 380-200 nm; 2) blooming of a sample (i.e. increase of transmission) in 380-700 nm. At thermal treatment in air on the contrary to the treatment with oxygen one can see decrease of the absorption intensity within 380-200 nm and total increase of structureless absorption within 380-700 nm.

Hence, at annealing of crystals in oxidizing and reducing environment the mechanisms of processes leading to internal changes takes place symbatically.

Apparently, influence of thermal treatment on optical absorption of HfO<sub>2</sub>-HoO<sub>2</sub> crystals is related to changes in nonstoichiometry, caused by exchange of oxygen with medium. Annealing causes extraction of oxygen from crystal, with the following formation of free electrons and oxygen vacancies. The electrons are distributed among defects, filling primarily deeper levels. The main types of defects that can trap electrons in HfO<sub>2</sub>-HoO<sub>2</sub> are oxygen vacancies. The oxygen vacancies that trapped one or two electrons form structureless band in 380-700 nm, which is observed after high-temperature vacuum annealing.

Booming in the UV region (380-200 nm) at annealing in vacuum points on existence of other types of defects, which form deeper levels than anion vacancies. Such defects can be uncontrolled impurities of some transition metals. For a crystal containing impurities of such metal in a higher valence state, annealing will first lead to restoration of impurity accompanying by disappearance of charge transmission band (UV blooming), only after that shallow levels of vacancies will be filled.

## **ЦЕНТРОВ ОКРАСКИ $\gamma$ -ОБЛУЧЕНИЕМ В КРИСТАЛЛАХ НА ОСНОВЕ HfO<sub>2</sub>**

<sup>1</sup>Amonov M.Z., <sup>1</sup>Nuritdinov I., <sup>2</sup>Haydarov R.N.

<sup>1</sup>*Institute of Nuclear Physics AS RU, Tashkent, Ulugbek*

<sup>2</sup>*Samarkand State Architecture and Construction Institute*  
*amonov@inp.uz*

Absorption spectra in non-activated crystals based on HfO<sub>2</sub><sup>+</sup> and HfO<sub>2</sub>, TR<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (TR<sub>2</sub>O<sub>3</sub> - Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, Sc<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, Eu<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) induced by  $\gamma$ -irradiation with the dose of  $10^6 - 5 \cdot 10^6$  R at 300 K were studied. In non-activated crystals (apart from stabilized crystals Yb<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, Eu<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) one can see

formation of wide structureless band in the region of 270-700 nm, intensity of which in the UV part of spectrum at  $\lambda < 270$  nm falls up to blooming. Irradiation at temperature of 77 K even at the dose of  $6 \cdot 10^4$  R leads to blackening of these crystals caused by additional absorption band with maximum at 400-420 nm, indicating existence of a large number of trapping centers. It is most probable, that those primarily can be oxygen vacancies large number of which is located in stabilized crystals.

Dependence of  $\gamma$ -irradiation induced absorption intensity was studied for the wavelength of 400 nm on concentration of doped stabilizer. One can see that with increase of the concentration of the stabilized impurity the number of  $\gamma$ -induced color centers increases.

Study of absorption spectra in crystals based on  $\text{HfO}_2$  ( $\text{ZrO}_2$ ), stabilized by  $\text{YbO}_2$  and  $\text{Eu}_2\text{O}_3$ , demonstrated that the amount of defects determined by UV-absorption in these crystals is much higher than that in crystals stabilized by other  $\text{TR}^{3+}$  ions and edge of absorption is pronouncedly shifted to the long-wave part of the spectrum. Under  $\gamma$ -irradiation at the temperature of 77 K the color under the same doses is much less than that in non-activated crystals. If the induced absorption spectra in non-activated crystals belong to their own electron color centers, then reduction in absorption accompanied by Yb and Eu can be explained by formation of competitive electron trapping centers together with given stabilizers.

## **ПОЛУЧЕНИЕ НАНОТЕКСТУРИРОВАННОЙ ПОВЕРХНОСТИ КРЕМНИЯ МЕТОДОМ СЕЛЕКТИВНОГО ХИМИЧЕСКОГО ТРАВЛЕНИЯ, ИНИЦИИРОВАННОГО МЕТАЛЛИЧЕСКИМИ НАНОКЛАСТЕРАМИ СЕРЕБРА**

*Х.А. Абдуллин, Н.Р. Гусейнов, Ж.К. Калкозова, А.С. Айтова, Б.Д. Торбаева  
Национальная нанотехнологическая лаборатория открытого типа (ННЛОТ),  
КазНУ им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан*

Солнечная фотовольтаика является интенсивно развивающейся отраслью современных технологий возобновляемой электроэнергетики. Наиболее распространенными среди солнечных фотоэлементов (СЭ) являются кремниевые СЭ, доля которых на рынке составляет более 90%, а объем производства кремниевых СЭ и батарей на их основе постоянно растет. Кремний в видимой области спектра имеет высокий коэффициент отражения – более 30%. Поэтому кремниевые СЭ не используются без антиотражающих покрытий, которые создаются различными методами. В последнее время весьма перспективным является использование нанотекстурированных кремниевых СЭ [1-4].

В данной работе получены нанотекстурированные поверхности кремния методом селективного травления, инициированного металлическими нанокластерами. В качестве подложек использовались полированные пластины полупроводникового кремния р-типа проводимости с удельным сопротивлением 10 Ом\*см. Предварительная очистка кремниевых пластин проводилась в растворе  $\text{NH}_4\text{OH}:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}$  в объемном соотношении (1:1:4) при 80°C с последующей промывкой в деионизованной воде. Для создания текстурированной поверхности применена двухэтапная химическая обработка пластин. На первом этапе пластины погружались в водный раствор  $\text{AgNO}_3:\text{HF}:\text{H}_2\text{O}$  в течение 10-20 секунд, при этом на кремниевую подложку осаждался слой наночастиц серебра. При проведении экспериментов использованы растворы  $\text{HF}:\text{H}_2\text{O}$  с соотношением компонентов 1:4 и с концентрациями по  $\text{AgNO}_3$  4, 6, 8 и 10 мМ. Вторым этапом химической обработки было травление пластин кремния в растворе  $\text{H}_2\text{O}_2:\text{HF}:\text{H}_2\text{O}$  с объемным соотношением

компонентов 1:2:10. Применялись обработки с длительностью травления от 30 до 120 секунд с последующей тщательной промывкой в деионизованной воде.

После двух этапов обработки получены образцы с однородной черной поверхностью и с низким коэффициентом отражения света. Достигнуто уменьшение коэффициента отражения поверхности кремния с ~35% до 2%, что может быть использовано для повышения эффективности солнечных элементов.

Также исследован SERS эффект на поверхности кремния с наночастицами серебра. Показано, что заметный сигнал SERS от тестового вещества (родамина В) наблюдается даже при молярной концентрации  $10^{-12}$ .

#### Список литературы

1 Sivakov V., Voigt F., Hoffmann B., Gerliz V. and Christiansen S. Wet-Chemically Etched Silicon Nanowire Architectures: Formation and Properties // *Nanowires - Fundamental Research*. Dr. Abbass Hashim (Ed.), ISBN: 978-953-307-327-9, InTech, 45-80.

2 Abouda-Lachiheb M., Nafie N. and Bouaicha M. The dual role of silver during silicon etching in HF solution // *Nanoscale Research Letters*. -2012. – V. 7. – P. 455.  
<http://www.nanoscalereslett.com/content/7/1/455>.

3 Sanjay K., Srivastava N., Dinesh Kumar., Vandana Mukul Sharma., Ravi Kumar., Singh P.K. Silver catalyzed nano-texturing of silicon surfaces for solar cell applications // *Solar Energy Materials & Solar Cells*. – 2012. – V. 100. – P. 33–38.

4 Sharma P. and Wang Y.-L. Directional Etching of Silicon by Silver Nanostructures // *Applied Physics Express*. – 2011. – V. 4. – P. 025001.

## DENSITY FUNCTIONAL THEORY (DFT) INVESTIGATION ON THE STRUCTURE AND ELECTRONIC PROPERTIES OF ABO<sub>3</sub>-TYPE PEROVSKITES

B. Abdykadyrov

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

ABO<sub>3</sub>-type perovskites have been widely investigated because of their interesting applications in many fields, such as ferroelectric material, photorefractive effect, high static dielectric constants and large electro-optical coefficients, etc. In the ABO<sub>3</sub> structure, the A cation is a mono- or divalent cation, and the B cation is a penta- or tetra-valent transition metal atom. The properties of ABO<sub>3</sub>-type perovskites can be accurately interpreted by DFT. Many researchers have applied DFT to study on ABO<sub>3</sub>-type perovskites. Firstly the structure of caesium triiodoplumbates was originally determined by Muller [1]

We mainly focused on the calculations of the crystal structure, the band structure and DOS for the perovskite CSPbI<sub>3</sub>, RbPbI<sub>3</sub>, CsRbPb<sub>2</sub>I<sub>6</sub> using the GGA-PBE DFT functionals and pseudopotential methods. The purpose is to prove the feasibility and accuracy of calculation and investigate the performance of GGA-PBE DFT method in predicting the crystal structure, band structure and DOS of ABO<sub>3</sub>-type perovskites.

A pseudo-potential approach within the VASP code is used to optimize the cell geometry and to obtain the equation of state (EOS) for the perovskite CSPbI<sub>3</sub>, RbPbI<sub>3</sub>, CsRbPb<sub>2</sub>I<sub>6</sub> in orthorhombic phases. For such a procedure the generalized gradient approximation (GGA-PBE) [2] are used. The calculations are converged at energy cut-offs of 520 eV for all structures, respectively for the plane-wave basis set. The *k*-point integration is carried out with a mesh of



$4 \times 4 \times 3$  (960 k-points) through the Monkhorst-Pack method [3], for best convergence and relaxation to zero strains.

It is concluded that the nature of bandgaps for all three compounds is wide and direct at G-G point.

[1] C.K. Muller, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. 32 (1959) 1-18.

[2] J.P. Perdew, S. Burke, M. Ernzerhof. Phys. Rev. Lett., 77 (1996), p. 3865.

[3] H.J. Monkhorst, J.D. Pack Phys. Rev. B, 13 (1976), pp. 5188–5192.

## КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СИСТЕМ СОЛНЕЧНЫХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ

Б.А. Аканаев, С.М. Манаков

*Казахский национальный университет им. аль-Фараби, г. Алматы, пр. аль-Фараби, 71, Республика Казахстан.*

В работе исследуются ячейки солнечных преобразователей из GaAs на подложках NiSb [1] путем компьютерного моделирования электронной схемы. Полупроводниковые приборы на основе арсенида галлия (солнечные элементы, диоды с барьером Шоттки, диоды Ганна, резонансно-туннельные диоды) хорошо зарекомендовали себя и широко используются при детектировании, преобразовании излучения, в приеме-передающих устройствах СВЧ. Необходимым этапом разработки приборов является предварительное моделирование их характеристик с реальными физическими параметрами. Такими параметрами являются: Фототок  $I_{ph}$ , зависящее от температуры сопротивление шунта  $R_{sh}(T)$ , коэффициент неидеальности  $\eta$ , сопротивление нагрузки  $R_s$ , обратный ток насыщения  $I_s$  [2-4].

В системе нелинейных уравнений, описывающее наше устройство, предполагается, что шунтирующее сопротивление  $R_{sh}(T)$  зависит от температуры полупроводниковых элементов, составляющих ячейки солнечных преобразователей. Компьютерное моделирование такой сложной системы позволяет до полной сборки реального, дорогостоящего, оборудования проверить и оценить работу всех узлов как в штатных, так и экстремальных условиях. Вначале решается характеристическое уравнение, определяющее ток на выходе системы  $I_{out}$  в зависимости от выходного напряжения солнечной ячейки  $V_{out}$ . Затем находим аналитическое выражение для тока короткого замыкания  $I_{sc}$ , напряжение в разомкнутой цепи  $V_{oc}$ , динамического сопротивления  $R_{dyn}$  солнечной ячейки так же как различные выходные мощности: мощность, получаемую из солнечной ячейки  $P_{out}(I_{out})$ , мощность, рассеянная в джоулево тепло во внутренних компонентах ячейки  $P_{Joule\ Effect}(I_{out})$  и общей мощности солнечной ячейки  $P_{Solar\ Cell}(I_{out})$ . Затем в зависимости от температуры сопротивления шунта, определяется новое выражение для оптимального сопротивления нагрузки  $R_{Imp}$  соответствующей максимальной выходной мощности. Последнее позволяет оценить как экономические так и экологические последствия эксплуатации таких оборудований в государственном масштабе.

Ссылки.

- [1]. Айтхожин С.А. Патент РФ №2267565, МПК С 30 В. «Подложка для выращивания эпитаксиальных слоев арсенида галлия», 2006.
- [2]. A. Jain and A. Kapoor, Exact Analytical Solutions of the Parameters of Real Solar Cells Using Lambert W-Function, *Solar Energy Materials & Solar Cells*, 81, 269-277, 2004.
- [3]. A. Ortiz-conde, F. J. Garcia Sanchez, J. Muci, New Method to Extract the Model Parameters of Solar Cells from the Explicit Analytic Solution of their Illuminated I-V Characteristics, *Solar Energy Materials & Solar Cells*, 90, 352-361, 2006.
- [4]. J. Ding, R. Radhakrishnan, A New Method to Determine the Optimum Load of a Real Solar Cell Using the Lambert W-Function, *Solar Energy Materials & Solar Cells*, 92, 1566-1569, 2008. S. Yadir, S. Aazou, N. Maouhoub, K. Rais, M. Benhmida and E. Assaid, Illuminated Solar Cell Physical Parameters Extraction Using Mathematica, The 7th ACS/IEEE International Conference on Computer Systems and Applications, May 10-13, 2013.

## ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРНЫХ ОСОБЕННОСТЕЙ АНОДНОГО ПОРИСТОГО ОКСИДА АЛЮМИНИЯ С ПОМОЩЬЮ МЕТОДОВ АТОМНО-СИЛОВОЙ И СКАНИРУЮЩЕЙ ЭЛЕКТРОННОЙ МИКРОСКОПИИ

Б.Е. Алпысбаева (1), Х.А. Абдуллин (2), Н.Р. Гусейнов (2)

<sup>1</sup> *Лаборатория инженерного профиля КазНУ им. аль-Фараби МОН РК, пр. аль-Фараби, 71,*

*г. Алматы, Казахстан*

<sup>2</sup> *Национальная нанотехнологическая лаборатория открытого типа КазНУ им. аль-Фараби МОН РК, пр. аль-Фараби, 71, г. Алматы, Казахстан*

Пористый оксид алюминия (ПОА) привлек к себе внимание многих ученых в основном из-за своих структурных и физико-химических особенностей и доступностью метода формирования пористой пленки. ПОА находит применение в биосенсорах, катализаторах и фильтрах, в качестве высокоориентированного материала для получения на его основе различных наноструктурированных материалов [1-5]. Получение ПОА проходит в двух этапах, что позволяет получать высокоориентированный пористый материал с размерами пор от 30 нм и с различной толщиной [6-8]. Основным свойством ПОА является его инертность и диэлектрические свойства, что позволяет получать на его основе с помощью различных методов синтеза нанотрубки и нановолокна различных металлов и полупроводников [9-11]. Структура ПОА представляется как плотноупакованная гексагональная решетка с самоорганизованными пористыми ячейками, ориентированными перпендикулярно фронту анодирования диаметром от нескольких десятков до нескольких сотен нанометров (Рисунок-1). Основными параметрами такой пористой структуры являются: диаметр пор, толщина стенок ячейки, толщина пленки. Процесс формирования ПОА осуществляется в различных кислотах (щавелевая кислота, серная кислота, ортофосфорная кислота) с приложением различных значений напряжения. Размеры пор ПОА зависят от приложенного напряжения, так при высоких напряжениях размеры пор могут достигать сотни нм [12]. В процессе осуществления процесса анодирования на аноде протекают параллельно несколько реакций, каждый из процессов в свою очередь характеризуется своим выходом по току.

Также на процесс формирования и стабильность процесса существенно влияет температура применяемого электролита.

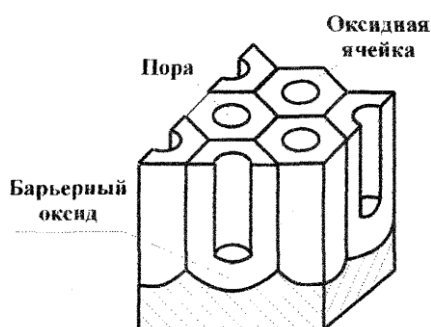


Рисунок-1. Схематическое изображение пленки ПОА

Исследование структурных особенностей ПОА с помощью современных методов исследования как атомно-силовая микроскопия и сканирующая электронная микроскопия позволяют оценить толщину пористой пленки, размеры пор и расстояние между центрами этих пор. Исследования структуры ПОА с помощью современных методов исследования содействуют усовершенствованию процесса анодирования и методов обработки пористой структуры. Также данные методики позволяют контролировать процесс анодирования и выявлять зависимости основных параметров ПОА от основных параметров процесса анодирования. Исследования проводились на оптическом микроскопе Leica DM 6000 M (Leica), атомно-силовом микроскопе Ntegra Therna (NT-MDT) и сканирующем электронном микроскопе Quanta 3D 200i (FEI Company).

#### **Экспериментальная часть и результаты.**

Процесс анодирования проводился в двух этапах. Для этого предварительно был обработан исходный материал – алюминиевая фольга (99,99 %). Алюминиевая фольга отжигалась в муфельной печи при температуре  $T=500\text{ }^{\circ}\text{C}$  в течении 3 часов. Затем проводилась первая стадия процесса анодирования в специально приготовленной ячейке в 0.4 М щавелевой кислоте  $(\text{COOH})_2$  при различных температурах. Процесс анодирования проводился при различных значениях напряжения от 30 до 100 В, что позволило изменять размеры пор и толщину пористой пленки. Далее удалялся полученный оксидный слой и процесс анодирования повторялся в аналогичных условиях, что и первая стадия процесса анодирования. Оксидный слой удалялся в смеси растворов  $\text{H}_3\text{PO}_4/\text{CrO}_3/\text{H}_2\text{O}$  при температуре  $70\text{-}80\text{ }^{\circ}\text{C}$ . Первая стадия проводилась в промежутке времени от 1 часа до 3 часов в зависимости от значения приложенного напряжения, тогда как вторая стадия процесса анодирования проводилась в промежутке времени от 15 минут до 1 часа, также в зависимости от значения приложенного напряжения.

После получения ряда пленок ПОА проводились исследования на атомно-силовом и сканирующем электронном микроскопах. По результатам (Рисунок-2) исследования были получены зависимости параметров пленок ПОА от основных параметров процесса анодирования.

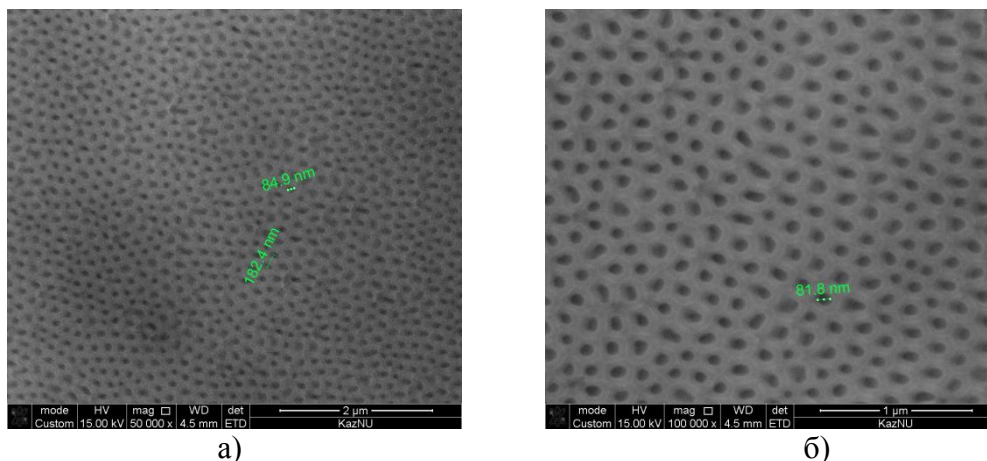


Рисунок-2. СЭМ изображения ПОА, полученные при различных условиях процесса анодирования: а – при напряжении 40 В; при напряжении – 100 В

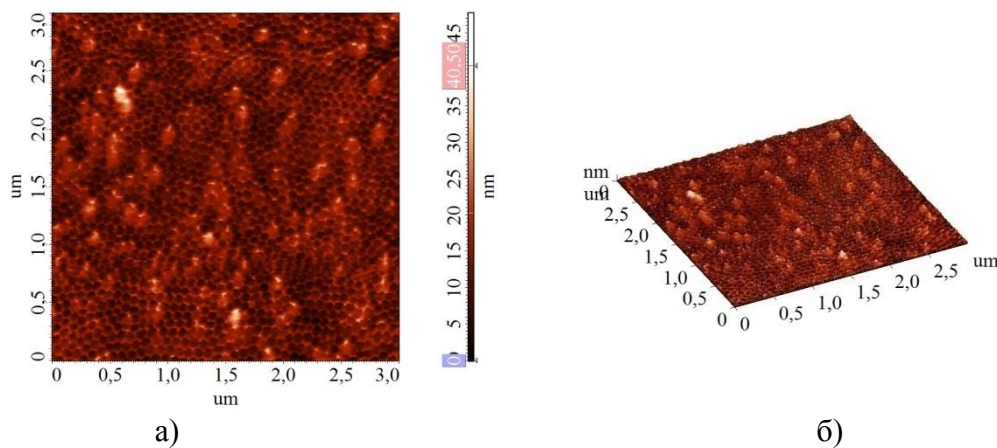


Рисунок-2. АСМ изображения ПОА:  
а – 2D изображение (3×3 мкм); б - изображение (3×3 мкм)

### Заключение

В результате проведенных экспериментальных работ были получены пленки ПОА с различными структурными параметрами. Структурные особенности ПОА были исследованы с помощью современных методов исследования как атомно-силовая микроскопия и сканирующая электронная микроскопия. С помощью АСМ и СЭМ были оценены толщины пленок, размеры пор и расстояние между центрами пор, дефекты структуры. Данные методики исследования позволяют получить информацию об структурных особенностях исследуемого материала и выявить зависимости структуры от основных параметров процесса анодирования, что позволяет усовершенствованию методики получения.

### Список использованных источников:

1. Davis ME. Ordered porous materials for emerging applications. Nature 2002;417(6891):813-21.
2. Adiga SP et al. Nanoporous membranes for medical and biological applications. Wiley Interdiscipl Rev: Nanomed Nanobiotechnol 2009;1(5):568-81.
3. Ren Y, Ma Z, Bruce PG. Ordered mesoporous metal oxides: synthesis and applications. Chem Soc Rev 2012;41(14):4909-27.

4. Wehrspohn RB. Ordered porous nanostructures and applications. In: Lockwood DJ, editor. Nanostructure science and technology, vol. 1. 2005, Springer.
5. Steinle ED et al. Ion channel mimetic micropore and nanotube membrane sensors. *Anal Chem* 2002;74(10):2416-22.
6. Fan Z et al. Nano-porous anodic aluminium oxide membranes with 6–19 nm pore diameters formed by a low-potential anodizing process. *Nanotechnology* 2007;18(34):345302.
7. Ono S, Saito M, Asoh H. Self-ordering of anodic porous alumina formed in organic acid electrolytes. *Electrochim Acta*. 2005;51(5):827-33.
8. Бондарева С.В., Махнева Г.М., Садакова Г.П. // Изв. ВУЗов. Химия и хим.технология. 1987. Т. 30. Вып. 3. С. 59-62.
9. Shi C et al. NiO nanotubes assembled in pores of porous anodic alumina and their optical absorption properties. *Chem Phys Lett* 2008;454(1-3):75-9.
10. Kondo T, Nishio K, Masuda H. Surface enhanced Raman scattering in multilayered Au nanoparticles in anodic porous alumina. *Appl Phys Exp* 2009;2(3):0320001.
11. Khodin A et al. Nanomorph silicon grown on template alumina substrate by plasma-enhanced CVD. *Mater Lett* 2009;63(29):2552-5.
12. Алпысбаева Б.Е., Абдуллин Х.А., Жумабекова В.Н., Карипханова А.А., Калкозова Ж.К. Структура пленок нанопористого оксида алюминия, полученных в процессе двухстадийного анодирования. ВЕСТНИК КазНТУ №6 (100), 2013, Серия Химико-металлургические науки, стр. 277-281.

## ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПЛЕНОК $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ , ЛЕГИРОВАННЫХ МЕДЬЮ

С.А. Дюсембаев, Ж.К. Толепов, Н.Р. Гусейнов, О.Ю. Приходько,  
 Н.Ж. Алмасов, Максимова С.Я  
*НИИЭТФ КазНУ им. аль-Фараби, г. Алматы, Казахстан*

Халькогенидные полупроводниковые системы Ge-Sb-Te широко используются в современных устройствах записи информации в качестве активного слоя в ячейках памяти нового поколения на основе фазовых переходов (PhaseChange Random Access Memory, или PCRAM). Исследования в области улучшения параметров данных систем являются одним из интересных направлений физики неупорядоченных сред. Примесная модификация таких систем существенно влияет на фундаментальные характеристики материала, например, таких как оптическая ширина запрещенной зоны.

Пленки состава  $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5\langle\text{Cu}\rangle$  получались методом ионно-плазменного высокочастотного распыления в плазме аргона при остаточном давлении  $\approx 1$  Па. Концентрация меди в пленках варьировалась от 4.5 до 16 at%. Толщина пленок менялась от 64 до 210 нм.

Типичные спектральные характеристики пропускания света пленок  $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5\langle\text{Cu}\rangle$  измерялись при температуре 300 K в интервале длин волн от 400 до 1500 нм на спектрофотометре ShimadzuUV 3600 показаны на рисунке.

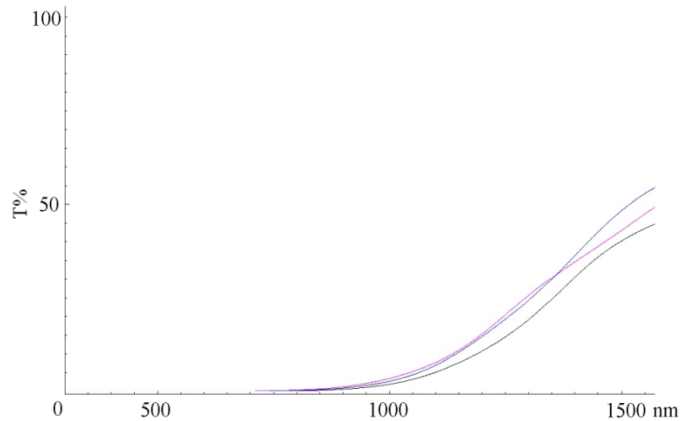


Рис. Типичные спектры оптического пропускания пленок  $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5\langle\text{Cu}\rangle$

Из спектральных характеристик рассчитывались коэффициенты поглощения света  $\alpha$  в области фундаментального поглощения и определялась величина оптической ширины запрещенной зоны  $E_g$  путем экстраполяции экспериментальных зависимостей  $(\alpha h\nu)^{1/2}$  на ось энергий  $h\nu$  (метод Тауца). Для нелегированных пленок  $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$   $E_g=0.78$  эВ.

Таблица

Состав пленок	$\text{Ge}_{17}\text{Sb}_{20}\text{Te}_{58}\langle\text{Cu}_{4.5}\rangle$	$\text{Ge}_{28}\text{Sb}_{21}\text{Te}_{40}\langle\text{Cu}_9\rangle$	$\text{Ge}_{17}\text{Sb}_{22}\text{Te}_{51}\langle\text{Cu}_8\rangle$
$E_g$ , эВ	1.13	0.79	0.89
Толщина, нм	64	100	200

Из таблицы видно, что примесь меди оказывает существенное влияние на величину  $E_g$  состава  $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ .

*Работа выполнена в рамках гранта 0938/ГФ2 КН МОН РК*

## MODELING OF QUANTUM NANOWIRES

Zhanabaev Z.Zh., Grevtseva T.Yu., Imanbayeva A.K.

*Institute of experimental and theoretical physics, Almaty, Kazakhstan, akmaral@physics.kz*

Semiconductors containing quantum-size structures, particularly nanowires, have been attracting considerable attention because of various applications in new optoelectronic devices. Modern methods of microscopy demonstrate the nanocluster structure of semiconductor thin films. These structures are irregular, self-affine and self-similar. Because of the fact nanoclusters can be considered as fractal and multi-fractal objects. Self-similarity means that similarity factors are equal each other for all variables. Self-affinity corresponds to different values of similarity factors for different variables.

We present a possibility to model morphology of semiconductors containing quantum wires by use of methods of nonlinear physics. We suggest the system of equation for the description of fractal evolution and used it for modeling of surfaces containing nanostructures

including quantum nanowires [1, 2]. According to this approach distribution of electrons, holes and impurities in a nanostructured semiconductor can be described via the map for alternation of fractal measure by the following way:

$$X_{k,i+1} = \left( \frac{1}{C_k} + \sum_{k=1}^3 \mu_{k,i} \right) \left| \frac{X_{k,i}}{X_{k,0}} \right|^{\frac{1}{\gamma_k}}, \quad \mu_{k,i+1} = -\frac{1}{\gamma_k} \left( \frac{1}{C_k} + \sum_{k=1}^3 \mu_{k,i} \right) \left| \frac{X_{k,i}}{X_{k,0}} \right|^{\frac{1}{\gamma_k}-1}, \quad (1)$$

where  $k = (1, 2, 3) \equiv (n, p, a)$ ,  $(n, p, a)$  describe distribution of electrons, holes and impurities correspondently,  $C_k$  is precision factor of resolution,  $\gamma_k$  is difference between fractal and topological dimensions,  $X_{k,0}$  is equilibrium concentration of electrons, holes and impurities,  $\mu$  is sign function.

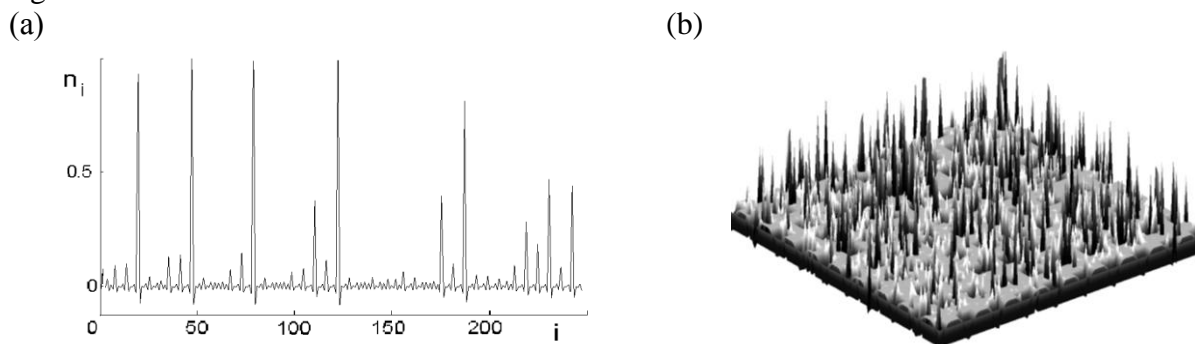


Figure 1. Realization of the map (a) and morphology (b) of quantum wires.

$$C_n = C_p = C_a = 0.9; \quad \gamma_n = \gamma_p = \gamma_a = 2.8; \quad n_0 = p_0 = 1, a_0 = 1; \quad \mu_0 = -1.$$

On the base of the map (1), describing evolution of a system according to condition of fractality of measure we can model morphology of quantum dots ( $\gamma > 2$ ), quantum wires ( $\gamma > 1$ ) and quantum wells ( $\gamma > 0$ ) located on a surface (topological dimension  $d = 2$ ). So, type of nanostructures can be determined by fractal dimensions of sets of electrons, holes and impurities in a nanocluster semiconductor. Fractal dimensions describe steady self-similar and self-affine sets. Result of computer simulation of a surface with quantum wires is shown in figure 1.

#### References

- [1] Z.Zh. Zhanabaev, and T.Yu. Grevtseva, Physical Fractal Phenomena in Nanostructured Semiconductors, Reviews in Theoretical Science 2, 211 (2014).
- [2] Z.Zh. Zhanabaev, Y.T. Kozhagulov, A Genetic Model for Scale-Invariant Neural Networks, Journal of Neuroscience and Neuroengineering 2, 1 (2013).

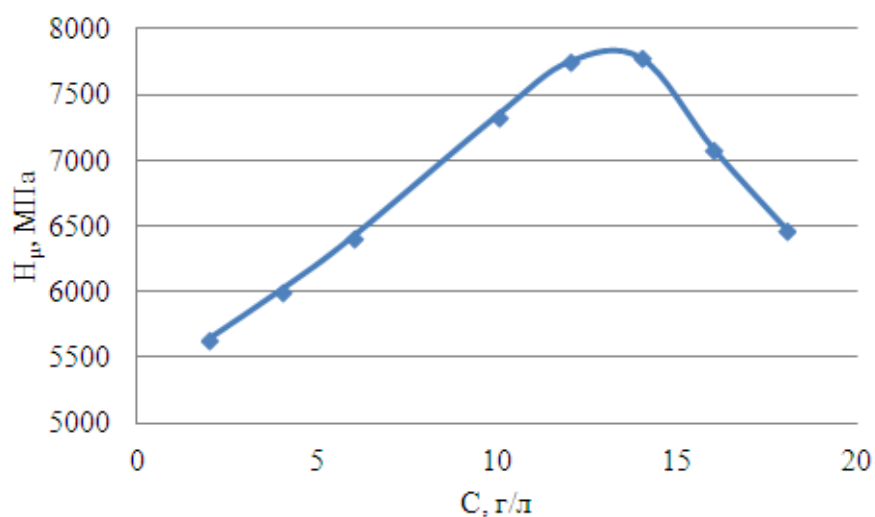
### КОМПОЗИЦИЯЛЫҚ ҚАПТАМАЛАРДЫҢ МИКРОҚАТТЫЛЫҒЫНА НАНОДИСПЕРСИЯЛЫҚ ФАЗАЛАРДЫҢ КОНЦЕНТРАЦИЯЛАРЫНЫҢ ҚАТЫНАСТАРЫНЫҢ ӘСЕРІН ЗЕРТТЕУ

Жанаева Л.П., Яр-Мухамедова Г.Ш.  
ал-Фараби атындағы ҚазҰУ, Алматы қаласы

Елімізде қорытпалардың микроқаттылығын анықтау тәсілін зерттеу 1940 жылдардан бері белгілі. Металдардың микроқаттылығын арнайы ПМТ-3 қондырғының көмегімен анықтау тәсілін белгілі ғалымдар М.М.Хрущев пен Б.С.Беркович ойлап тапқан. Негізінде ПМТ-3 қондырғы әр түрлі материалдардың микроскоптық аз көлеміндегі

микроқаттылығын анықтауға арналған. Қазіргі өнеркәсіптерде бұл тәсілді әр түрлі технологиялық операциялармен өңдеу процестері бөлшектерді жоғарғы қабатының химия-механикалық қандай дәрежеде әсер ететінін зерттеуде, сондай-ақ қорытпаларды құрылымдық жеке бөліктерінің, сонымен бірге қалыңдығы 0,1 мм-ден кем өте жұқа арнаулы әр түрлі детальдардың микроқаттылығын анықтау үшін пайдаланылады.

Микроқаттылық коррозиялық сынауға дейін анықталғандай ПМТ-3 қондырғының көмегімен инденторға 100 г жүк түсірілу арқылы анықталады, өлшенген микроқаттылықтың мәндері концентрация қатынасымен алынған электролитті нано-КЭҚ C/SiO<sub>2</sub> 2/18, 4/16, 6/14, 10/10, 12/8, 14/6, 16/4, 18/2, индентордың іздерінің өлшемдері - 30 мкм және дәнінің үлкен болғандықтан, осылай алынған микроқаттылықтың мәндері Виккерстің қаттылық мәніне сәйкес келеді. Алынған мәліметтерді салыстыру нәтижесінде, микроқаттылықты жасағаннан кейін азаятынын көреміз және де жасау уақыты артқан сайын алшақтықтың артқанын байқаймыз, нәтиже барысында кристалдық торлардың өзгеруімен байланысты деп санаймын.



Нано-КЭҚ  $j=6$  кА/м<sup>2</sup> және 333 К температурада алынған микроқаттылығының концентрацияға тәуелділігіне зерттеу жүргізілді, зерттеу нәтижесі суретте көрсетілген.

Зерттеу қорытындысы, шам күйесі мен кремний диоксидінің концентрациясының әртүрлі арақатынастары (C/SiO<sub>2</sub>) және тоқ тығыздығы композиттік электролиттік қаптамалардың микроқаттылығына бір қалыпты әсер етпейтіндігін көрсетті. Осыны біз графигімізден көре аламыз: 2-14 г/л-ге дейінгі шам күйесінің концентрациясында бір қалыпты өседі, ал 14-те максимумға жетеді, содан соң кеміп кетеді. Графиктің өсіп, кеміп кетуі ары қарай зерттеуді талап етеді.



# RESEARCH NANOCOMPOSITES BY METHOD SCANNING PROBE MICROSCOPY

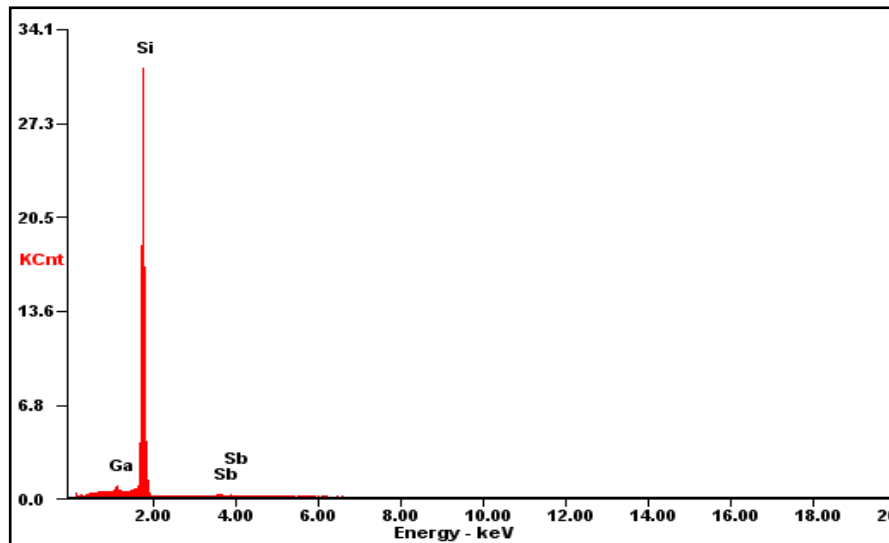
G.A. Ismailova<sup>1</sup>, F.F. Komarov<sup>2</sup>, N.B. Yssemberdyeva, F.B. Zhusipbekova, A.G. Kaliyeva, A. Nurgalieva, A.A. Markhabaeva

<sup>1</sup>*Al-Farabi Kazakh National University, Physical -Technical Faculty, Almaty, Kazakhstan*

<sup>2</sup>*Belarussian State University, Institute of Applied Physics Problems, Minsk, Belarus*

Due to the rapid development of technologies for the production of micro- and nanostructures based on Si with improved optoelectronic properties of a number of urgent problems associated with obtaining LED structures in the infrared and visible light, which allows the use of light instead of electrical pulse signal transmission in large-scale integrated circuits and thereby to increase the speed and reduce the size of circuit elements.

The sample that was researched, monocrystalline silicon ions implanted Ga (250 keV,  $3,5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ ) and Sb ( $350 \text{ keV}$ ,  $3,5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ ) at  $500^\circ \text{C}$  temperature and annealed for 30 minutes at a temperature of  $1100^\circ \text{C}$ . Image1 show the energy dispersive analysis and micrograph of the sample.



Element	weight %	atomic %
<i>Ga</i>	<i>2.01</i>	<i>0.85</i>
<i>Si</i>	<i>94.17</i>	<i>98.24</i>
<i>Sb</i>	<i>3.82</i>	<i>0.92</i>

Image 1 - energy dispersive analysis of single-crystal Si implanted Ga (250 keV,  $3,5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ ) and Sb ( $350 \text{ keV}$ ,  $3,5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ )

With the help of using scanning electron and atomic force microscopes energy dispersive analysis was made of implanted samples and the concentration was found embedded elements in single-crystal silicon. According to the results of analysis were obtained by energy dispersive elemental composition and atomic weight percent. Detected exact composition and concentration of ions III and V of the periodic table of elements embedded in monocrystalline silicon, which

corresponds to the optimal mode selected high-dose implantation ( implantation dose chosen for maximum concentrations in the order of 4-6 profiles at. %).

## **DISTRIBUTION OF PARTICLES SIZE OF NANOCRYSTALS IN Si OBTAINED BY METHODION IMPLANTATION**

G.A. Ismailova<sup>1</sup>, F.F. Komarov<sup>2</sup>, N.B. Yssemberdyeva, F.B. Zhusipbekova, A.G. Kaliyeva, M.O. Koshymova, A.A. Markhabaeva

<sup>1</sup>*Al-Farabi Kazakh National University, Physical -Technical Faculty,  
Almaty, Kazakhstan*

<sup>2</sup>*Belarussian State University, Institute of Applied Physics Problems,  
Minsk, Belarus*

Nowadays examining possible ways to improve the light-emitting abilities of silicon. One of the most promising approaches to enhance the optical emission of silicon is usage of quantum dimensional effect [1]. Getting fundamentally new results of basic and applied research in the physics of semiconductors, optoelectronics, nanophotonics, in particular related to the development of new techniques and conduct experiments on the integrated study of structural and optical properties of new composite layers allow a deeper understanding many physical processes in complex composite systems [2].

One of the main methods for creating nanostructures based on Si is an ion implantation with following thermal processing. Oversaturated solution of admixture is formed in surficial region of the matrix during high dose implantation process. After light annealing will lead to precipitation of admixtures into nanocrystals. Nanocrystals of semiconductors of IV group of periodic table and compounds  $A_3B_5$  are used for creation of stable composite layers of silicon, emitting in visible and near infrared band. [3].

Obtained samples were investigated by x-ray diffraction, wherein the chemical composition of nanocomposites was studied. We produced curve of correlation function by means of small angle X-ray scattering spectrum. Correlation function lets us to make conclusions about structure of particles and about size and form of particle. In curve of correlation function, which was produced by us, we can see reflexes, and it is responsible for particle's degree of dispersion and particle is spherical form. Function for particles distribution by size demonstrates that large quantity of particles has size 75 nm.

### **Bibliography**

1 K. D. Hirschman, L. Tysbekov, S.P. Dutttagupta, P.M. Fauchet. Silicon-based visible light-emitting devices integrated into microelectronic circuits// *Nature* - 1996. - V.384. – P. 338.

2 X. Luo, S. B. Zhang, and S. H. Wei. Chemical design of direct-gap light-emitting silicon. *Phys. Rev. Lett.*, vol. 89, no. 7, p. 076 802-1, Aug. 2002.

3 Arakawa, Y. Multidimensional quantum well laser and temperature dependence of its threshold current/ Arakawa Y., Sakaki H.// *Appl. Phys. Lett.* – 1982. – V.40 (11). P.939-943.

## **НОВЫЕ ОБЪЕМНО-ПОВЕРХНОСТНЫЕ ЗОНАЛЬНЫЕ ЦВЕТОВЫЕ ЭФФЕКТЫ В ТЕХНОЛОГИИ ТОПЛИВОСОДЕРЖАЩИХ КЕРАМИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ**

М.К.Кулбеков

*Казахский национальный педагогический университет им.Абая, Республика  
Казахстан, г.Алматы*

В середине второй половины прошлого столетия учеными Казахстана впервые в мировой практике были разработаны ресурсосберегающие технологии новых керамических материалов «золокерам», где в качестве основного и топливосодержащего сырья используется зола ТЭС. Результаты этих разработок были широко внедрены в промышленность нашей страны и зарубежом. Эффективное использование в данной технологии отходов теплоэнергетики (золы ТЭС) позволяет значительно сократить расходы природного сырья ( до 85%) и технологического топлива (до 50-80%). Это, в свою очередь, способствует решению некоторых важнейших задач по охране окружающей среды и созданию «зеленой технологии и энергетики».

При дальнейшем исследовании в этом направлении автором в конце XX века экспериментальным путем были установлены оригинальные объемно-поверхностные зональные цветовые эффекты в обожженных золокерамических образцах. (А.с. №777015-Б.И.,1980, №41,с.85; №1680666-Б.И., 1991,№36,с.102 ).

Предварительные результаты исследования диффузионных процессов переноса и горения запрессованного топлива в образцах в составе золы позволили сделать следующее предположение. Появлению полицветных зональных окрасок в объеме золокерамических образцов способствуют соответствующие переменные температурно-газовые режимы в слоях, обеспечивающие различную степень горения остаточного углерода золы и окисления железа. Однако следует отметить, что природа этих явлений на сегодняшний день до конца не изучена.

Выявленные новые цветовые эффекты служили научно-технологической основой для проведения дальнейших исследований и разработки новых видов отделочно-декоративных керамических материалов с различной долговечной объемно-поверхностной окраской радужного характера. Новые способы изготовления ресурсосберегающих полицветных керамических материалов защищены семью инновационными патентами Республики Казахстан.

## РАЗРАБОТКА ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ РЕЖИМОВ И ПОЛУЧЕНИЕ ОПЫТНЫХ ОБРАЗЦОВ КОМПОЗИТОВ НА ОСНОВЕ ПОЛИМЕРОВ И ОКИСИ ЖЕЛЕЗА

<sup>2</sup> В.И. Кирдяшкин, <sup>1,2</sup> А.И Купчишин, <sup>2</sup>М.К. Кылышканов, <sup>2</sup>А.П. Суржиков,

<sup>2</sup> Т.А. Щмыгалева

<sup>1</sup>*Казахский национальный педагогический университет имени Абая, Алматы Казахстан*

<sup>2</sup>*Казахский национальный университет имени аль-Фараби, Алматы, Казахстан*

Разработаны технологические режимы получения изделий соединений железа с использованием пучков электронов и гамма-квантов, которые включают в себя следующие операции: 1. Анализ имеющихся в промышленности полиэфирных смол. 2. Выбор полимерного связующего и соединения железа. 3. Подготовка компонентов к работе (промывка, удаление жиров и нежелательных веществ.). 4 Сушка компонентов. 5. Первичное размалывание компонентов до микронного уровня. 6. Углубленное размалывание компонентов до наноуровня. 7. Просеивание через специальные устройства и доведение порошка до заданных размеров. 8. Смешивание компонентов. 9. Получение гомогенной смеси. 10. Подготовка пресс-формы к работе (протирка специальными растворами). 11. Заливка смеси в пресс-форму. 12. Прессование гомогенной смеси под определенным давлением. 13. Сушка смеси при заданной температуре. 14. Выемка полученного образца. 15. Окончательная сушка образца. 16. Анализ поверхности материала. 17. Корректировка технологических режимов 18. Шлифовка и полировка композитного образца. 19. Физико-химический анализ полученных материалов. 20. Выдача рекомендаций. 21. Изготовление опытной партии композитных материалов. 22. Подготовка образцов композита на основе железа к детальным исследованиям структуры и свойств материала. При разработке технологии были выбраны следующие компоненты (полиэфирная смола и окись железа) и режимы изготовления образцов: 1) температура прессования и сушки 20 °С, давление – 10 н/м<sup>2</sup>, концентрация второго компонента – 5 и 10 %. Как следует из результатов в структуре композитов как с 5 %, так и с 10 % содержанием окиси железа видна мелкозернистая структура микро и наночастиц. Проведена работа по выбору параметров излучения электронов и ионов (энергия, интенсивность, доза облучения, температура и т.д.). Энергия электронов выбрана равной 2 и 4 МэВ (в соответствии с параметрами и характеристиками электронных ускорителей ЭЛУ-2 и ЭЛУ-6). Для обеспечения регулировки температуры облучаемых образцов во время эксперимента ток пучка (интенсивность потока электронов) регулировался в пределах 0,1 – 0,5 мка/см<sup>2</sup> с помощью накала инжектора с пульта управления ускорителем, а также изменением расстояния между облучаемым образцом и выходным окном ускорителя высокоэнергетических электронов.

## РАЗРАБОТКА РАДИАЦИОННОЙ ТЕХНОЛОГИИ ИЗГОТОВЛЕНИЯ СИСТЕМЫ ПОЛИМЕР-МЕТАЛЛ

<sup>2</sup>В.И. Кирдяшкин, <sup>1,2</sup>А.И. Купчишин, <sup>2</sup>Б.А. Тронин, <sup>2</sup>Т.А. Шмыгалева, <sup>1</sup>Н.Н. Ходарина

<sup>1</sup>Казахский национальный педагогический университет имени Абая, Алматы, Казахстан

<sup>2</sup>Казахский национальный университет имени аль-Фараби, Алматы, Казахстан

При прохождении электронов через волновод внутри катушки возникает индукционный электрический ток. В этом случае, измеряя величину этих полей вблизи пучка частиц, можно определять дозу облучения и другие параметры излучения. Генерируемые магнитные поля можно регистрировать с помощью катушек различной формы или датчиков Холла. При этом самым большим достоинством таких методов является то, что экспериментальные приборы, основанные на этих методах, являются полностью «прозрачными» для пучка заряженных частиц и дают возможность, не разрушая и не возмущая его, измерять ток пучка, интенсивность и дозу облучения частиц. Кроме этого поток электронов большой плотности в неплохом приближении может быть рассмотрен как ток, распространяющийся по бесконечно длинному проводу. Указанное приближение в значительной мере оправдано, потому что диаметр пучка частиц, движущихся в волноводе ускорителя всегда намного меньше транспортного пути частиц (в данном случае электронов). При этом измерение среднего тока пучка электронов производится с помощью магнитоиндукционного датчика У1. Причем сигнал, который поступает с датчика, зависит от импульсного тока пучка. Он поступает через нормализатор на электрический прибор «ток ускорителя», находящийся на панели приборов физических экспериментов (ППФЭ) с калибровочной обмоткой, который служит для идентификации показаний датчика. Увеличение напряженности электрического поля достигается постепенным и медленным (от импульса к импульсу) сканированием ускоренных электронных сгустков. Температура образцов во время облучения измерялась термопарой медь-константан и регулировалась в пределах 20 – 50 °С в зависимости от поставленной задачи. Следует заметить, что управление всеми видами работ на ускорителе ведется с пульта управления ускорителя ЭЛУ – 6 (ПУУ), в том числе работ, связанных с физико-химическими явлениями облучаемых материалов и при разработке радиационно-химических и радиационно-физических технологий, а также с панели приборов физических экспериментов в пультовом зале.

## РАЗРАБОТКА ТЕХНОЛОГИИ ИЗГОТОВЛЕНИЯ МАТЕРИАЛОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ИЗЛУЧЕНИЙ

<sup>1</sup>К.Б. Глебаев, <sup>1,2</sup>А.И. Купчишин, <sup>2</sup>Ф.Ф. Комаров, <sup>2</sup>В.М. Лисицын, <sup>2</sup>А.Д. Мурадов, <sup>2</sup>В.Х. Пак

<sup>1</sup>Казахский национальный педагогический университет имени Абая, Алматы, Казахстан

<sup>2</sup>Казахский национальный университет имени аль-Фараби, Алматы, Казахстан

Разработана радиационно-термическая технология получения порошков и нитевидных кристаллов азидов на основе серебра и др. Изготовлены опытные образцы азидов. Для получения порошка азидов серебра использовался метод «струя в струю».

В качестве исходных материалов брались материалы азотнокислого серебра, азид натрия и азотнокислого натрия, используемого в качестве маточного раствора. Технология получения материала включает в себя следующие процедуры: 1. Для получения 1г порошка азид серебра берутся навески азотнокислого серебра, азид натрия и азотнокислого натрия в количестве  $m_{\text{AgNO}_3} = 0,928$  г,  $m_{\text{NaN}_3} = 0,260$  г и  $m_{\text{NaNO}_3} = 0,850$ г. соответственно. 2. Предлагается несколько вариантов технологии. Производится облучение или электронами, или гамма-квантами, или же облучение вообще не производится (в этом случае облучение производится только на второй стадии технологии). При этом облучение ведется а) либо азотнокислого серебра; б) либо азид натрия; с) либо азотнокислого натрия; д) либо азотнокислого серебра плюс азид натрия; е) либо азотнокислого серебра плюс азотнокислый натрий; ж) либо азид натрия плюс азотнокислый натрий; з) либо азотнокислое серебро плюс азид натрия и плюс азотнокислый натрий. Облучение всех компонентов производится по отдельности и в отдельных пакетах (включая азотирование, науглероживание и обогащение кислородом). 3. Каждая из навесок растворяется в отдельных стаканах объемом в 100 мл дистиллированной воды. 4. Полученные растворы азотнокислого серебра и азид натрия сливаются «струя в струю» при их перемешивании в раствор азотнокислого натрия. 5. Изготовленный порошок  $\text{AgN}_3$  выдерживается в течение одного часа в маточнике. 6. Далее порошок отфильтровывается на воронке Бюхнера, промывается там же на фильтре дистиллированной водой и сушится. При этом все работы проводятся при красном свете. 7. В соответствии с поставленной целью и заданными условиями воздействия порошок облучается высокоэнергетическими частицами. С учетом изложенного было изготовлено несколько опытных образцов азид серебра, представляющие их себя нитевидные кристаллы.

## РАЗРАБОТКА РАДИАЦИОННОЙ ТЕХНОЛОГИИ ИЗГОТОВЛЕНИЯ МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ АЗИДОВ СЕРЕБРА

<sup>1</sup>К.Б. Тлебаев, <sup>1,2</sup>А.И. Купчишин, <sup>2</sup>В.М. Лисицын, <sup>2</sup>Б.А. Тронин, <sup>2</sup>В.Х. Пак

<sup>1</sup>Казахский национальный педагогический университет имени Абая, Алматы Казахстан

<sup>2</sup>Казахский национальный университет имени аль-Фараби, Алматы, Казахстан

Разработана радиационно-термическая методика выращивания нитевидных кристаллов азид серебра, заключающаяся в следующем: 1. Порошок  $\text{AgN}_3$ , полученный по описанной выше технологии в количестве 1,0 г, растворяется в 250 мл 5 % раствора аммиака  $\text{NH}_4\text{OH}$ . Готовый раствор фильтруется через стеклянный фильтр.

2. Далее отфильтрованный раствор разливают по бюксам диаметром 70 мм (около 80-100 мл в каждый), закрывают пленкой с несколькими отверстиями и ставят в закрытый бокс на несколько дней до полного исчезновения запаха аммиака.

3. Выпавшие кристаллы по истечении заданного времени переносятся на бумажный фильтр воронки Бюхнера, промываются дистиллированной водой и сушатся на воронке под тягой. Работы проводятся при красном свете.

4. При необходимости производится обработка нитевидных кристаллов потоками высокоэнергетического излучения.

Если возникает потребность в изготовлении большего (в N раз) количества азид серебра, то все технологические параметры соответственно умножаются на N (массы

исходных навесок азотнокислого серебра, азида натрия и азотнокислого натрия, объем дистиллированной воды и т.д.).

Далее, с учетом изложенного было изготовлено несколько опытных образцов азида серебра. Проведены работы по разработке методики облучения материалов высокоэнергетическими электронами (2 – 6 МэВ), ионами и тормозными гамма-квантами от электронов линейного ускорителя. В качестве мишени при этом выбиралось устройство на основе вольфрама. Образцы прижимались к гладкой поверхности устройства, которое охлаждалось проточной водой и облучались. Температура исследуемого материала поддерживалась равной 20 градусам Цельсия и измерялась термопарой медь-константан.

## **РАЗРАБОТКА ТЕХНОЛОГИИ РАДИАЦИОННОЙ ОБРАБОТКИ И ПОЛУЧЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ОБРАЗЦОВ НА ОСНОВЕ СМОЛ И ИОННЫХ КРИСТАЛЛОВ**

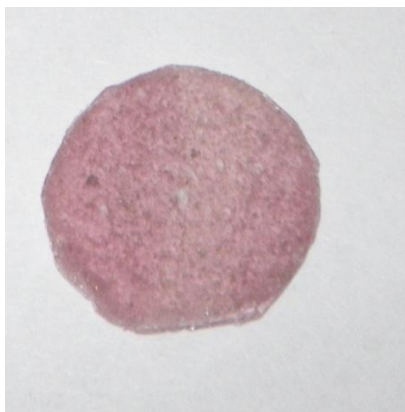
<sup>1</sup>К.Б. Тлебаев, <sup>1,2</sup>А.И. Купчишин, <sup>2</sup>В.М. Лисицын

<sup>1</sup>*Казахский национальный педагогический университет имени Абая, Алматы, Казахстан*

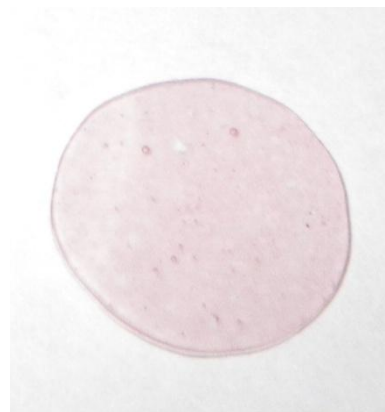
<sup>2</sup>*Казахский национальный университет имени аль-Фараби, Алматы, Казахстан*

Разработаны технологии и получены экспериментальные образцы полимерных (политетрафторэтилен и т.д.) и диэлектриков (КВг, КСл и др.). Технология изготовления включала в себя выполнение следующих процедур: 1. Выбор полимерного связующего. 2. Выбор второго компонента (политетрафторэтилен и диэлектриков КВг, КСл и др.). 3. Первичное измельчение материала до размеров 0,1 – 1 мм. 4. Вторичное измельчение второго компонента до размеров менее 10 мкм на специализированной мельнице (возможно дальнейшее измельчение с помощью специальных методов). 5. Очистка поверхностей частиц в растворителях (спирт, ацетон и т.д.). 6. Сушка компонентов. 7. Выбор концентраций компонентов. 8. Смешивание компонентов и постоянное перемешивание раствора до достижения равномерного распределения частиц по объему. 9. Подготовка формы к работе. 10. Заливка смеси в форму. 11. Прессование. 12. Сушка в течение заданного времени. 13. Выемка образца. 14. Дополнительная сушка материала. 15. Подготовка образца к испытаниям. 16. Корректировка технологии и метода. 17. Выпуск опытных образцов.

По описанной технологии были изготовлены пробные образцы систем: 1) Бромид калия + полиэфирная смола, 2) Хлорид калия + полиэфирная смола с концентрацией наполнителя 10, 30 и 50 %. В качестве примера на рисунке 1 представлены фотографии этих композитов. Температура прессования и сушки была равна 20<sup>0</sup> Цельсия, давление прессования 10 Па. Для обоих композитов наблюдается зернистая структура, равномерно распределенная по поверхности материала, причем для хлористого калия она выражена намного сильнее.



а)



б)

Рисунок 2 – Фотографии образцов композитов, изготовленных на основе полиэфирной матрицы и наполнителей KBr (а) и KCl (б) (30 %)

## РАЗРАБОТКА ТЕХНОЛОГИИ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ЛЮМИНОФОРНЫХ МАТЕРИАЛОВ

<sup>2</sup>В.И. Кирдяшкин, <sup>1, 2</sup>А.И Купчишин, <sup>2</sup>А.Т. Абдухаирова, <sup>2</sup>В.М. Лисицын

<sup>1</sup>Казахский национальный педагогический университет имени Абая, Алматы, Казахстан

<sup>2</sup>Казахский национальный университет имени аль-Фараби, Алматы, Казахстан

Выполнена работа по разработке технологии прессования и спекания композитных скнтилляционных материалов на основе пластиков. На основе проведенных исследований предложены основы модифицированной технологии, включающей в себя следующие этапы работ: 1. Анализ свойств и структуры имеющихся в промышленности полимеров. 2. Выбор полимерного связующего и люминофорного порошка. 3. Подготовка компонентов к работе (промывка, удаление жиров и нежелательных веществ.). 4 Сушка компонентов. 5. Первичное размалывание компонентов до микронного уровня. 6. Углубленное размалывание компонентов до наноуровня. 7. Просеивание через специальные устройства и доведение порошка до заданных размеров. 8. Смешивание компонентов. 9. Получение гомогенной смеси. 10. Подготовка пресс-формы к работе (протирка специальными растворами). 11. Заливка смеси в пресс-форму или на пластину. 12. Прессование гомогенной смеси под определенным давлением. 13. Сушка смеси при заданной температуре. 14. Выемка полученного образца. 15. Окончательная сушка образца. 16. Анализ поверхности материала. 17. Корректировка технологических режимов 18. Шлифовка и полировка композитного образца. 19. Физико-химический анализ полученных материалов. 20. Выдача рекомендаций. 21. Изготовление опытной партии композитных материалов. 22. Подготовка образцов к детальным исследованиям структуры и свойств композита. Были выбраны следующие компоненты (полиэфирная смола и оргстекло) и режимы изготовления образцов: 1) температура прессования и сушки 20 °С, давление – 1 н, концентрация второго компонента – 10 %. Далее по описанной технологии были изготовлены опытные образцы. На рисунке 1 в качестве примера приведена фотография одного из таких образцов на основе оргстекла.



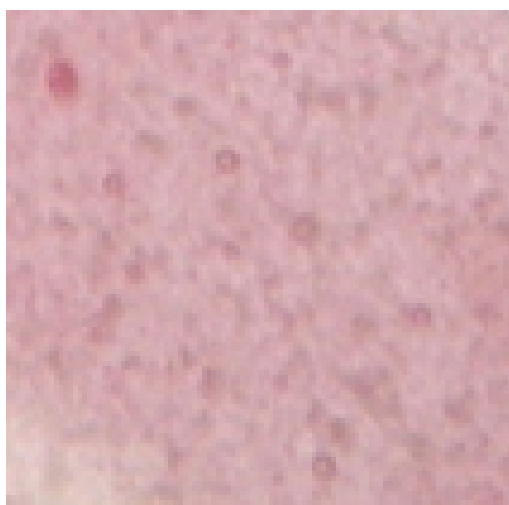


Рисунок 1 – Фотография композитного образца на основе полимерной матрицы и порошка оргстекла (10 %)

## РАМАНОВСКИЕ СПЕКТРЫ СИСТЕМЫ ПОЛИМЕРНАЯ СМОЛА-ШУНГИТ

<sup>1,2</sup>А.И., Купчишин, <sup>2</sup>М.К. Наурызбаев, <sup>1</sup>Е.В. Шмыгалев, <sup>2</sup>В.И. Кирдяшкиш,  
<sup>2</sup>А.Т. Абдухаирова

<sup>1</sup>Казахский национальный педагогический университет имени Абая, Алматы Казахстан

<sup>2</sup>Казахский национальный университет имени аль-Фараби, Алматы, Казахстан

Нами проведен цикл экспериментальных измерений спектров комбинационного рассеяния на новых полученных композитах на основе эпоксидной смолы и шунгита со следующим процентным содержанием компонентов а) 90 и 10 %, б) 70 и 30 %, в) 50 и 50 % (рисунки 34 – 36). В композите 1 (90 и 10 %) (рис.1) обнаружены пики на частотах 1000; 1040; 1280; 1360; 1580; 1600; 1725; 2962 и 3073  $\text{см}^{-1}$ . Для композита 2 (70 и 30 %) имеются с одной стороны те же полосы 1000; 1040; 1365 (имеется небольшой сдвиг); 1600; 1725; 2950 (имеется небольшой сдвиг) и 3070 (имеется небольшой сдвиг)  $\text{см}^{-1}$ . С другой стороны совсем исчезли полосы 1280; 1580  $\text{см}^{-1}$ . Эти две полосы исчезли также и для образца № 3(50 и 50 %). С увеличением концентрации второго компонента. Обнаружено уменьшение интенсивности полосы 1000  $\text{см}^{-1}$  с ростом концентрации второго компонента (в несколько раз). Для третьего образца вообще исчезла полоса 1040  $\text{см}^{-1}$ . Сильно уменьшилась также интенсивность полос 1725, 2962 и 3073 (имеется сдвиг полосы)  $\text{см}^{-1}$ . При этом интенсивность полос 1600 и 1360 практически не изменилась. На основании анализа проведенных данных можно сделать вывод, что основной вклад в интенсивность полос дает углерод и СН, СН<sub>2</sub> и т.д. связи. С увеличением дозы облучения для различных концентраций второго компонента рамановские спектры ведут себя по - разному – имеется и уменьшение и увеличение интенсивностей, что связано с конкурирующими процессами разрыва и сшивки полимерных связей.

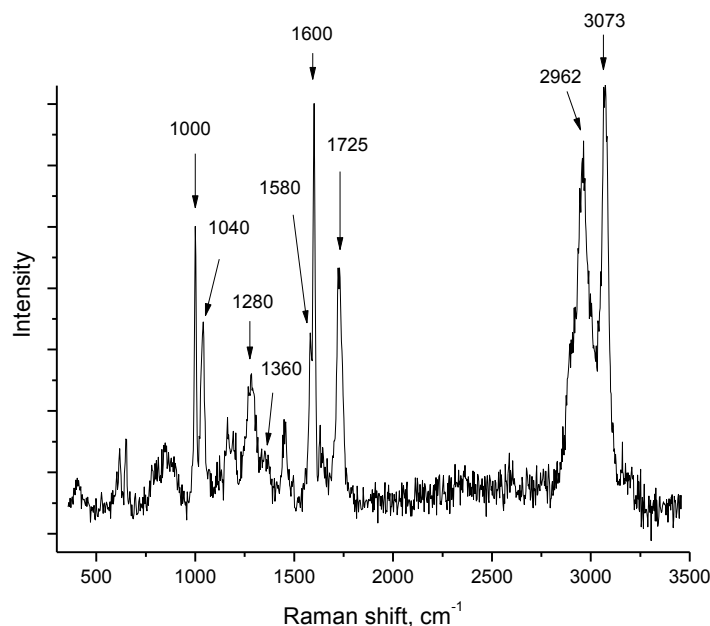


Рисунок 1 – Рамановский спектр необлученного композита на основе эпоксидной смолы и шунгита (10 %)

## РАЗРАБОТКА ТЕХНОЛОГИЧЕСКОЙ ЛИНИИ И РЕЖИМОВ ОБРАБОТКИ ЭЛЕКТРОННЫМИ ПОТОКАМИ НИЗКОСОРТНЫХ УГЛЕЙ

<sup>2</sup>Ж.К. Каирбеков, <sup>1,2</sup>А.И. Купчишин, <sup>2</sup>Б.А. Тронин, <sup>2</sup>А.П. Суржиков, <sup>2</sup>Ф.Ф. Комаров, <sup>2</sup>В.М. Лисицын, <sup>1</sup>Н.Н.Ходарина

<sup>1</sup>Казахский национальный педагогический университет имени Абая, Алматы Казахстан

<sup>2</sup>Казахский национальный университет имени аль-Фараби, Алматы, Казахстан

Созданы научно-технические основы гибридной радиационно-термической (для дальнейшего плазменного воздействия) технологии обработки низкосортных углей Казахстана высокоэнергетическими электронами с энергией 2 – 6 МэВ для энергетики, металлургии и химической промышленности. Технология включает в себя проведение двадцати пяти технических. Для проведения экспериментальных исследований и выполнения промышленных испытаний нами были созданы отдельные блоки, а затем создана малая технологическая линия (МТЛ) для обработки большого количества угля. Она состоит из следующих блоков: 1. Станина, 2. Вращающее устройство и 3. Барабан для крепления образцов материала. Барабан состоит из восьмигранной плиты, скрепленной уголками, стойки и прутьев для придания жесткости системе, а также обвязки из прутьев и малых стоек. Обрабатываемые порошкообразные образцы углей вкладывались в пакеты из алюминиевой фольги прикреплялись приспособлениями к малым стойкам системы. Измельчение углей велось на специальной мельнице до микронного размера. Станина изготовлена из металлических листов и уголков и предназначена для крепления вращающего устройства и барабана. Она снабжена четырьмя подвижными колесиками, Благодаря этому станина вместе со всеми блоками легко перемещается по полу и может занять любое положение на плоскости в ускорительном зале. Это в значительной мере облегчает производственные и

облучательные работы, включая подбор мощности дозы излучения. В качестве вращающего устройства выбран двигатель мощностью в два киловатта, с прикрепленным на его оси передаточного устройства и штанги. На штангу крепится барабан. Он представляет из себя восьмиугольную металлическую пластину с поперечными креплениями из уголков для получения жесткости конструкции. На ней приварены вертикальные цилиндрические прутки с обвязкой в виде восьмиугольника, на которой подвешиваются облучаемые пакеты с углем. Жесткость конструкции придает также вертикальный центральный стержень, который соединен прутками с основанием барабана. Затем 10 – 12 пакетов с порошком угля крепились на малой технологической линии, которая включалась перед запуском ускорителя. При этом барабан вращался с заданной скоростью. Тем самым образцы не перегревались и имели температуру 20 градусов Цельсия. Далее были изготовлены композиты на основе угля и полиэфирной смолы (для физико-химических исследований). Концентрации второго компонента были выбраны следующие: 10, 30 и 50 %. По внешнему виду образцы практически не отличаются. Затем изготовленные образцы облучались высокоэнергетическими электронами с энергией 2 МэВ до интегральных доз:  $5 \times 10^5$ ,  $10^6$  и  $2 \times 10^6$  Гр. и далее выполнены исследования физико-химических свойств. Температура во время облучения была равной 20 градусов Цельсия.

## **ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ДОЗЫ ОБЛУЧЕНИЯ НА ТЕПЛОВЫЕ СВОЙСТВА КОМПОЗИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ, ОБЛУЧЕННЫХ ЭЛЕКТРОНАМИ**

<sup>1,2</sup> А.И Купчишин, <sup>1</sup> К.Б Тлебаев, <sup>2</sup> А.О. Нусипова, <sup>2</sup> С.А. Шомшекова

<sup>1</sup>*Казахский национальный педагогический университет имени Абая, Алматы Казахстан*

<sup>2</sup>*Казахский национальный университет имени аль-Фараби, Алматы, Казахстан*

Интерес к композиционным материалам обусловлен широким использованием их свойств в различных областях техники и новизной материаловедческих задач, связанных с исследованием наполненных полимерных систем.

К обширному классу композиционных материалов относятся и рассматриваемые в данной работе объекты. Подобные наполненные полимеры используются в авиастроении, космической технике, химическом, нефтяной и газовой промышленности при создании сухих пар трения, термокомпенсаторов, уплотнении, несущих конструкциях и пр. Значительное внимание в материаловедении уделяется исследованию теплофизических свойств композитов, в частности, теплопроводности. Необходимо отметить, что в первую очередь речь идет об экспериментальных исследованиях, поскольку современные модельные представления в данной области могут дать лишь качественные оценки свойств материалов. В отношении композиционных систем теоретические исследования фрагментарны и развитие их требуют накопления значительной базы экспериментальных данных. Существенно, что не для всех композитов этой серии выполняется правило Неймана-Каппа (т.е. теплопроводность композита не всегда может быть получена аддитивным сложением теплопроводностей компонентов). В значительной степени их свойства определяется наличием межфазного слоя, возникающего при формировании материала на границе раздела системы "матрица - наполнитель". Однако такой слой образуется не всегда. Очевидно, что в данном вопросе необходимы детальные исследования [1,2]. В связи с этим в настоящей работе изучалось поведение

теплопроводности слоистых пластиков, подвергшие электронному облучению, в широком интервале температур 80-320К .

Исследуемые образцы марки гетинакс «ЛГ» и текстолита «ВЧ» были выполнены в виде дисков диаметром 30 мм и толщиной  $h=0,5$  мм. Образцы гетинакса и текстолита облучались дозами 0,1; 0,4; 0,8 и 1 МГр. Облучение проводилось на воздухе, температура облучения поддерживалась равной 25°C. Измерения теплопроводности были выполнены на экспериментальной установке ТАУ-5 в интервале температур 80-330 К.

В качестве примера на рисунке 1 приведена дозовая зависимость теплопроводности текстолита «ВЧ» при различных температурах измерения: 1-80; 2-160; 3-240; 4-320.

С увеличением дозы облучения теплопроводность пластика уменьшается (ухудшается). Значительное уменьшение теплопроводности происходит в области низких температур (80-240 К). При этом текстолит «ВЧ» очень чувствителен к облучению. При малой дозе 0,02 МГр его теплопроводность значительно уменьшается во всем интервале температур.

### Литература

1. Липатов Ю.С. Будущее полимерных композиций. – Киев.: «Наукова думка», 1984. – 136 с.
2. Тлебаев К.Б., Купчишин А.И Пивоваров С.П. и др. Радиационно-термические процессы в политетрафторэтилене. – Алматы, 2011. – 272 с.

## СТРУКТУРНЫЕ СВОЙСТВА ГЕТЕРОПЕРЕХОДА GaAs/NiSb

С.М.Манаков, Б.А.Аканаев  
*НИИЭТФ, КазНУ им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан*

Разработка элементной базы фотоники, микро- и нанoeлектроники гигагерцового и терагерцового диапазона частот является одной из наиболее востребованных и быстро развивающихся направлений развития науки и технологии. Полупроводниковые приборы на основе арсенида галлия (солнечные элементы, диоды с барьером Шоттки, диоды Ганна, резонансно-туннельные диоды) хорошо зарекомендовали себя и широко используются при детектировании, преобразовании излучения, в приеме-передающих устройствах СВЧ. Материалом для изготовления таких приборов являются тонкопленочные эпитаксиальные структуры, выращенные на подложках из сильно легированного арсенида галлия. Все эпитаксиальные методы связаны с общей проблемой – потребностью в дешёвых подложках большой площади, которые структурно, химически, оптически и механически согласованы с полупроводниками.

Наличие достаточно толстой (десятки и сотни микрон) подложки создает последовательное сопротивление, вследствие чего параметры резко ухудшаются с ростом рабочей частоты при переходе в субтерагерцовый и терагерцовый диапазон частот (выше 100 ГГц). Наличие полупроводниковой подложки ограничивает также и теплоотвод от активной части прибора, что также сужает область применения таких приборов.

Целью работы является исследование структурных свойств эпитаксиальных пленок GaAs, выращенных на монокристаллических подложках из NiSb, обладающих металлическим типом проводимости и высоким коэффициентом теплопроводности. Использование такой структуры позволит за счет уменьшения последовательного

сопротивления приборов и увеличения тепловой мощности рассеяния повысить эффективность фотопреобразователей, мощность и рабочие частоты СВЧ – приборов.

Подложки NiSb для создания гетероэпитаксиальных структур GaAs/NiSb изготавливались из пластин, вырезанных из монокристаллического слитка NiSb с ориентацией (0001). Такая плоскость обеспечивала рост эпитаксиальной пленки GaAs в направлении (111), при этом рассогласование характерных параметров решеток NiSb и GaAs не превышало 0,4 %, в результате чего исключается образование переходной области между подложкой и пленкой. Измерения электропроводности, проведенные на монокристаллах антимонида никеля показывают, что по электропроводности они более чем на порядок превосходят электропроводность наиболее сильнолегированного (до  $10^{19}$  см<sup>-3</sup>) арсенида галлия.

На дифрактограммах выращенного антимонида никеля присутствовали только пики, характерные для NiSb, при этом параметры кристаллической решетки совпадали с данными картотеки JCPDS (Joint Committee on Powder Diffraction Standards). На установке молекулярно пучковой эпитаксии «Эпиарс» выращены эпитаксиальные слои арсенида галлия на подложках из арсенида галлия и на подложках из антимонида никеля. Исследование морфологии поверхности пленок с использованием метода атомной силовой микроскопии выявило ее зависимость от морфологии подложки.

Спектры комбинационного рассеяния света в полученных пленках GaAs характеризуются двумя линиями акустических мод LO - и TO – фононов, положения пиков и полуширина линий которых характерны для объемного монокристаллического GaAs. Рентгенограммы полученных образцов подтверждают, что полученные гетероэпитаксиальные слои являются монокристаллическими.

## **ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ АЛМАЗОПОДОБНЫХ УГЛЕРОДНЫХ ПЛЕНОК, ЛЕГИРОВАННЫХ ПРИМЕСЬЮ ПЛАТИНЫ**

Н.К. Манабаев, Н.Р. Гусейнов, С.Я. О.Ю. Приходько, Максимова,  
С.Л. Михайлова, Е.А. Дайнеко  
ННЛОТ КазНУ им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан

Влияние примеси платины на свойства аморфных алмазоподобных углеродных пленок до сих пор изучены недостаточно полно. В настоящем докладе представлены результаты исследования оптических свойств аморфных алмазоподобных углеродных пленок, содержащих примесь платины (C:H<Pt>).

Пленки C:H<Pt> осаждались на кварцевые и кремниевые подложки методом ионно-плазменного магнетронного распыления комбинированной мишени из поликристаллического графита и платины. Процесс осаждения пленок проводили в плазменном разряде смеси газов водорода и аргона. Температура подложки в течение эксперимента составляла 200 °С. Давление газа в камере поддерживалось на уровне 1 Па. Содержание примеси платины в пленках изменялось путем изменения доли платины в комбинированной мишени. Содержание платины в пленках определялось сканирующим электронным микроскопом Quanta 3D 200i и варьировалось в плёнках от 0 до 10 ат. %.

В результате проведенных исследований было установлено, что в оптических спектрах поглощения пленок C: H <Pt> в области прозрачности проявляется пик поглощения в диапазоне от 495 до 498 нм. Интенсивность пика растет с увеличением концентрации Pt. Предполагается, что пик является результатом поверхностного

резонансного плазмонного поглощения электромагнитного излучения в платиновых кластерах. Размер кластеров платины, рассчитанный из спектров резонансного поглощения с применением теории Ми, составлял ~ 5 нм и слабо изменялся с ростом содержания платины от 4 до 7 ат. %

*Исследования проведены в рамках гранта 1093/ГФ КН МОН РК*

## **ГОРЕНИЕ СЛОЕВЫХ НЕОРГАНИЧЕСКИХ СИСТЕМ В УСЛОВИЯХ ВРАЩЕНИЯ С ПОЛУЧЕНИЕМ КОМПОЗИЦИОННЫХ И ГРАДИЕНТНЫХ МАТЕРИАЛОВ**

Б.Ж.Нурахметов<sup>1</sup>, Н.У.Сабилов<sup>1</sup>, А.Н.Байдельдинова<sup>2</sup>, В.И. Омарова<sup>1</sup>, Г.И.Ксандопуло<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Казахский национальный университет имени Аль-Фараби,

<sup>2</sup>Институт проблем горения, Республики Казахстан, г. Алматы, Богенбай батыра, 172

*E-mail: abaid@inbox.ru*

Горение – сложный физико-химический процесс превращения исходных реагентов в разные по составу и структуре продукты. К процессам горения относится и самораспространяющийся высокотемпературный синтез (СВС). СВС это эффективный технологический процесс получения материалов, основанный на проведенной экзотермической химической реакции взаимодействия исходных реагентов. Другими словами, СВС – синтез материалов горением. Технология СВС позволила к настоящему времени синтезировать свыше 1000 различных неорганических соединений, материалов и изделий. Для организации такого процесса твердые реагенты используются в виде порошков, которые смешиваются в определенных пропорциях и компактируются. Химическим путем или тепловым импульсом в готовой смеси инициируется волна горения, которая проходит вдоль образца со скоростью 0,1 – 20 см/с [1]. В результате образуются готовые продукты.

В наших экспериментах использовались такие оксиды, как WO<sub>3</sub>, NiO, MoO<sub>3</sub>, Co<sub>3</sub>O<sub>4</sub>, Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, взятые в виде порошков, а в качестве восстановителя использовали порошок алюминия. В результате восстановления металла из его оксида мы получали металлический слиток и корунд α-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>.

Далее была поставлена цель – изучение горения сложных многокомпонентных оксидных систем для получения композиционных и градиентных материалов.

С этой целью исследован процесс горения двухслойных систем, включающих низкокалорийный слой на основе реакции



и высококалорийный слой на основе реакций (2):



с добавлением Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> в исходную смесь в качестве балласта для замедления этого чрезвычайно активного взрывообразного процесса.

Толщина атакующего высококалорийного слоя-энергоносителя изменялась от 1:1 до 3:1 относительно толщины низкокалорийного слоя.

Эксперименты проводили в высокотемпературной центрифуге, созданной и запатентованной в лабораторий Проблем горения [2]. В установке три стальных реактора, закрепленные на валу под углом  $120^\circ$ , выполнены в цилиндрической форме. Внутри стальной оболочки размещаются кварцевые трубки с внутренним диаметром 32 мм, заполняемые исходной шихтой. Частота вращения вала в данной работе изменялась от 1000 до 3000 об/мин, что для данной конструкции и размеров установки соответствует изменению центробежного ускорения от 30 до 2000g.

По достижении заданной частоты вращения, в каждом из реакторов с помощью электрического импульса, передаваемого с пульта управления, инициировалось воспламенение загруженной в них горючей порошкообразной смеси.

Волна горения проходила вдоль оси реактора, перпендикулярной оси вращения [3]. Для наблюдения за ее перемещением в стальном цилиндрическом корпусе реактора по образующей сделана прорезь. Прорезь в виде сегмента круга сделана также в крышке защитного корпуса установки. Процесс горения в реакторах записывается высокоскоростной видеокамерой Nikon V1 с частотой 400 кадров/с. По полученным данным рассчитывалась скорость перемещения фронта волны горения  $V_c$  и по экспоненциальному нарастанию  $V_c$  определялась координата перехода ее в адиабатический режим.

Исследован фазовый и химический состав продуктов синтеза. Используются методы оптической микроскопии, рентгеноспектрального и рентгенофазового анализа, ЭПР, электронной микроскопии.

На рисунке представлены примеры микроструктуры композиционного и макроструктуры градиентного материалов, полученных при вращении с частотой 1000 об/мин. в двух различных слоевых системах.

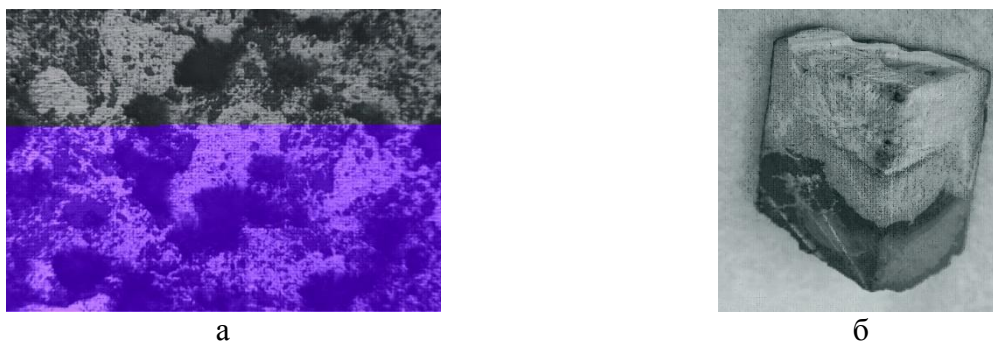


Рисунок 1 – Микроструктура композиционного и макроструктура градиентных материалов, получаемых в разных системах на основе оксидов вольфрама и бора

С исследованием процесса горения двухслойных систем ( $81\% \text{WO}_3 - 19\% \text{Al} - 10\% \text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $56\% \text{B}_2\text{O}_3 - 44\% \text{Al}$ ) получен композиционный материал. Рисунок 1а иллюстрирует распределение частиц металла, в керамической матрице. В данном случае речь идет о вольфраме в корундовой матрице.

В процессе горения многослойных систем ( $81\% \text{WO}_3 - 19\% \text{Al} - 30\% \text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $56\% \text{B}_2\text{O}_3 - 44\% \text{Al}$ ,  $81\% \text{WO}_3 - 19\% \text{Al} - 10\% \text{Al}_2\text{O}_3$ , активированный уголь С,  $56\% \text{B}_2\text{O}_3 - 44\% \text{Al}$ ), получен градиентный материал, состав и структура, которого постепенно переходит от металлической фазы к керамической. В качестве примера на рисунке 1б приведена макроструктура градиентного металла, где визуально представлен переход от металлической фазы (вольфрам) к фазе керамической ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ).

Таким образом, можно сказать, что методом самораспространяющегося высокотемпературного синтеза в условиях вращения можно получать разные по составу и структуре различные материалы. Примером тому является вышеприведенный процесс горения разных слоев в одинаковых условиях. В результате чего, были получены композиционные и градиентные материалы.

### **Литература**

1. Амосов А.П., Боровинская И.П., Мержанов А.Г. Порошковая технология самораспространяющегося высокотемпературного синтеза материалов: Учеб. пособие. / Под научной редакцией В.Н. Анциферова. – М.: Машиностроение–1, 2007,
2. Ksandopulo G., Baydeldynova A., Ainabayev A., Arkhipov M., Omarova K. Macrokinetics and Practical Application of SHS Process under the Conditions of a Centrifugal Force/ Eurasian Chemico Technological Journal. – 2011. – V.13, №3 – 4. – С.155 – 161
3. Aynabaev A., Arkhipov M., Baydeldinova F., Omarova R., Ksandopulo G. Out-of-furnace synthesis of high-temperature ceramic materials in the revolving reactor // IOP Conference Series: Materials Science and Engineering (MSE). – Hungary, 2013.–Vol. 44, – 6 p.

## **ГРАВИТАЦИОННО-ЦЕНТРОБЕЖНЫЙ СПОСОБ ОБОГАЩЕНИЯ ВОЛЬФРАМОВОЙ РУДЫ**

А.Е.Сергазиев<sup>1</sup>, Г.И.Ксандопуло<sup>2</sup>

<sup>1</sup> *Казахский национальный университет имени Аль-Фараби,*

<sup>2</sup> *Институт проблем горения, Республики Казахстан, г. Алматы, Богенбай батыра, 172  
E-mail: sergazyev.abay@gmail.com*

Республика Казахстан обладает значительными запасами вольфрамового сырья имеющего сверхнормативное содержание примесей олова, марганца и других цветных металлов. Развитие новейших отраслей современной техники предъявляют все более высокие требования к чистоте сталей и сплавов. Это проблем важна для дорогостоящих ферросплавов, таких как ферровольфрам.

В настоящее время одним из перспективных способов интенсификации гравитационного обогащения является центробежная безнапорная сепарация. Эффективность данного направления связана с переходом на экологически чистые технологии переработки минерального и техногенного сырья, ростом стоимости флотационных реагентов и с успехами в создании центробежных аппаратов, позволяющих успешно обогащать тонкоизмельченные руды. [1].

В связи с этим особую перспективность приобретает задача совершенствования существующих методов получения металлов с минимально возможным содержанием примесей. Высокая интенсивность центробежного ускорения современных обогатительных центрифуг позволяет извлекать частицы крупностью менее десяти микрометров.

Разнообразие свойств частиц и их форм, а также изменение концентрации дисперсных включений в широком диапазоне приводят к реализации многочисленных механизмов их разделения при гравитационном обогащении руд.

Центробежные сепараторы используют принцип разрыхления минеральной постели водой, подаваемой изнутри конуса сепаратора, что обеспечивает хорошее взбитие минеральной постели. Испытания в промышленных условиях данных аппаратов доказали



их высокую эффективность и эксплуатационную надежность. Главным недостатком центробежных сепараторов является периодичность работы. Для разгрузки тяжелой фракции необходима остановка аппарата, что снижает его производительность.

Цель исследования – новая конструкция центробежного сепаратора, отличительной особенностью которой является установка с непрерывной подачей материалов и их разделением.

Объект исследования – вольфрамсодержащее сырье со сверхнормативным содержанием примесей олова.

Для исследования модели сепарации в лабораторных условиях было использовано три компонента одинаковой дисперсности, разной плотности и окраски: голубой пигмент, вольфрамитовый концентрат и кварцевый песок. Приготовленная пульпа помещалась в центрифугу и на протяжении разных промежутков времени подвергалась воздействию центробежного поля. В результате происходила разделение пульпы по фазам в соответствии с их плотностью (Рисунок).

В ходе экспериментов установлена зависимость полноты разделения компонентов от плотности и параметров обработки



Рисунок – Фотография эксперимента по установлению зависимости полноты разделения компонентов сырья от их плотности

Далее проводились исследования влияния дисперсности на степень разделения минерального сырья под действием центробежной силы. Для экспериментов вольфрамитовый концентрат рассеивался по фракциям: 1,25 мм, 0,9 мм; 0,6 мм. Скорость вращения составляла 800 об./мин., время – 60 сек. В процессе обработки произошло разделение пульпы по фракциям. Пробы, взятые из каждого слоя, просушивались и подвергались химическому анализу аналитическим гравиметрическим методом на содержание олова и вольфрама, так же проанализированы образцы с фильтра.

По данным анализа для фракции свыше 1,25 мкм снижение содержания олова не обнаружено. Это связано с динамикой процесса разделения разноразмерных частиц - с тем, что в данном образце присутствовали частицы концентрата, значительно отличающиеся плотностью, размерами и формой, и, соответственно, относительными скоростями перемещения в жидкой среде.

При достаточно большой разнице скоростей падения частиц происходит их разделение: частицы большей плотности располагаются в придонной части, а меньшей – в верхних слоях. При таком подходе необходимо, чтобы частицы имели относительно близкие размеры (иначе крупные зёрна с меньшей плотностью будут падать с такой же скоростью, как и малые зёрна большой плотности) [2].

Для оптимизации процесса разделения полидисперсного концентрата по плотности была модернизирована установка центробежной сепарации. Скорость вращения увеличено 1700 об./мин. При этом происходит четкое фракционное разделение. Проведен химический анализ. Относительное содержание олова в верхней и нижней точках отбора различаются до 15 %.

Таким образом, установлено, что увеличение времени сепарации слабо влияет на полноту перехода олова в верхний слой. Более существенным фактором разделение частиц концентрата является скорость вращения центрифуги.

Список использованных источников:

1. Диссертация – Динамика минеральных частиц в центробежном поле при гравитационном обогащении. Тютюнин В. В. – Иркутск: 2009. - 7 с.
2. Горная энциклопедия (в 5 Т.) – М.: Советская энциклопедия. Под редакцией Е. А. Козловского, 1984. – 2500 с.

## НЕЭМПИРИЧЕСКИЕ РАСЧЕТЫ ПРИМЕСИ ВОДОРОДА В КРИСТАЛЛЕ ZnO

А.Б. Усеинов, А.Т. Акылбеков, А.К. Даулетбекова  
*Евразийский национальный университет им. Л.Н. Гумилева, г. Астана, Казахстан*  
e-mail: [useinov\\_85@mail.ru](mailto:useinov_85@mail.ru)

Широкощелевой полупроводник ZnO ( $E_{\text{gap}} = 3.44$  эВ) является перспективным материалом, широко используемым в оптоэлектронике, элементах солнечных батарей, и быстрых сцинтилляторах [1]. Поэтому исследование атомной и электронной структуры оксида цинка на сегодняшний день представляет большой интерес для понимания многих физических свойств.

Известно, что на электронные, оптические и радиационные свойства полупроводникового кристалла ZnO большое влияние имеет примесь атомарного водорода (H). Ранее считалось, что причиной собственной проводимости в ZnO являются его собственные дефекты, однако недавние теоретические исследования из первых принципов показали, что междоузельный водород ( $H_i$ ) в ZnO создает «мелкие» донорные уровни ( $\sim 30\div 60$  мэВ ниже дна зоны проводимости, [2]) и вносит основной вклад в увеличение проводимости  $n$  – типа.

В данной работе мы привели квантово-химические расчеты адсорбции H в объеме и на поверхности ZnO. Целью работы является исследование влияния примеси H на структурные и электронные свойства кристалла ZnO. Для моделирования примесного H в объеме была выбрана модель расширенной периодической  $2\times 2\times 2$  суперячейки ZnO, а на поверхности была выбрана модель 6-слойной атомной плиты с поверхностью  $(10\bar{1}0)$  конечной толщины по оси  $z$  и расширенной  $(2\times 2)$  по осям  $x$  и  $y$  с периодически распределенным атомом H. Для решения задачи перераспределения заряда и релаксации кристаллической структуры ZnO с примесью водорода были выполнены расчеты в приближении линейных комбинаций атомных орбиталей (ЛКАО) и с использованием гибридного обменно-корреляционного функционала PBE0. Все расчеты были реализованы в программном коде Crystal2009 [3].

В результате показано, что атомарный H эффективно адсорбируется вблизи иона кислорода, создавая с ним сильную химическую связь ( $\sim 0.13e$  для H в объеме,  $\sim 0.25e$  для

H на поверхности). Энергия адсорбции для H в объеме ~1.8 эВ, для H на поверхности ~2.7 эВ. Анализ зонной структуры показал, что адсорбция водорода ведет к возникновению дефектных уровней вблизи дна зоны проводимости и внутри нее. Такой «резонанс» приводит к сужению запрещенной зоны. Аналогичные расчеты H на поверхности показали такое же поведение, как и в объеме, однако с большей амплитудой. Адсорбция H на поверхности ведет к «искривлению» зонной структуры поверхности, при этом возникают занятые разрешенные уровни внутри зоны проводимости. При 100% заполнении всех поверхностных ионов кислорода примесью H запрещенная зона полностью исчезает. В результате поверхность становится проводящей (металлизация). Полученные результаты лежат в полном согласии с недавними экспериментальными данными [4 и ссылки в нем].

Литература

1. Mao-Hua Du and Koushik Biswas, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 115502 (2011)
2. Gallino F, Pacchioni G and Valentin C *J. Chem. Phys.* **133** 144512 (2010)
3. Dovesi R, Saunders V R, Roetti C, Orlando R, Zicovich-Wilson C M, Pascale F, Civalieri B, Doll K, Harrison N M, Bush I J, D'Arco P, and Llunell M 2009 *CRYSTAL09 User's Manual* University of Torino, Italy. URL: <http://www.crystal.unito.it>
4. Ozawa K and Mase K, *Phys. Rev. B* **81** 205322 (2010)

## ОСОБЕННОСТИ МИКРОСТРУКТУРЫ НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ ЭЛЕКТРОЛИТИЧЕСКИХ КОМПОЗИЦИЙ

Г.Ш.Яр-Мухамедова, Г.А.Исмаилова, А.Мархабаева  
*КазНУ им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан*

Многообразие микроструктуры композиционных покрытий и материалов исключительно важно для обеспечения разнообразных и непрерывно растущих потребностей современной техники. При этом немаловажную роль играет экономичность и технологическая простота получения таких структур.

В связи с этим в последние десятилетия значительные исследовательские усилия направлены на разработку метало - матричных композитов (ММС), где основную роль в формировании структуры играет процесс застывания расплава, при котором армирующие частицы формируются в расплавленной металлической фазе перед ее застыванием. В этом методе весьма существенным и трудным является правильный выбор техники застывания расплава, в конечном счете, определяющем структуру, а, следовательно, и свойства композита.

Исследование микроструктуры покрытий, полученных методом ЭК, проводили на электронно-зондовом микроанализаторе «Supperprobe-773» с соблюдением следующей последовательности:

- нано-ЭК хром-диоксид кремния («Аэросил-300») с размерами частиц кремнезема 5-20 нм;
- нано-ЭК хром-сажа ламповая с размерами частиц не более 100 нм;
- мезо-ЭК хром-шунгит Коксуского месторождения с размерами частиц различных оксидов более 1 мкм углеродной компоненты, состоящей из аморфного углерода и фуллеренов.

Электроосаждение проводили в электролитах трех разных составов:  $A^0$ ,  $A^1$ ,  $A^2$ . Из рассмотренных примеров покрытий очевидна особенность микроструктуры покрытий,

могущих быть волокнистыми, глобулярными, блочными, т.е. имеющими микроструктуры, не свойственные металлам.

При детальном рассмотрении волокнистой микроструктуры, получающейся преимущественно при сравнительно низких температурах электроосаждения (КЭП хром-диоксид кремния, хром-сажа, хром-шунгит) проясняется та их особенность, что между волокнами существуют значительная микропористость, которая может служить резервуаром для заполнения, например, смазочными маслами, спонтанно поддающимся в наружную рабочую поверхность при работе покрытия в условиях трения и износа. Это обстоятельство является весьма важным по той причине, что электролитический хром, обладающий очень высокой твердостью и износостойкостью, плохо смачивается маслами.

## ПРИМЕНЕНИЕ ЦЕНТРОБЕЖНОГО УСКОРЕНИЯ В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОМ СИНТЕЗЕ КЕРАМИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ

Н.У.Саби́ров<sup>1</sup>, Б.Ж.Нурахметов<sup>1</sup>, Г.Ш.Яр-Мухамедова<sup>1</sup>, А.Н.Байдельдинова<sup>2</sup>, В.И. Омарова<sup>1</sup>, Г.И.Ксандопуло<sup>2</sup>

<sup>1</sup> КазНУ им. аль-Фараби, <sup>2</sup> Институт проблем горения, г. Алматы, Республика Казахстан, Богенбай батыра, 172, E-mail: abaid@inbox.ru

В настоящее время керамические материалы успешно применяют в машиностроении, электронике, **биокерамике, атомной энергетике, измерительной технике**. Преимущество керамических материалов состоит в хороших физических свойствах – низкой теплопроводности, высокотемпературной стойкости, износостойкости и т.д. В основе состава керамики традиционно присутствует глина, которая в общем случае представляет собой смесь кварцитов и глинозема. Постоянное расширение областей применения керамики и повышение требований к разрабатываемым на их основе устройствам определяют актуальность поиска новых составов и путей улучшения свойств керамических материалов. Самораспространяющийся высокотемпературный синтез (СВС) – один из наиболее эффективных методов получения материалов с особыми свойствами.

Технология СВС позволила к настоящему времени синтезировать свыше 1000 различных неорганических соединений, материалов и изделий. Особенностью СВС является возможность одновременного получения ценных металлических и керамических материалов. Воздействие центробежного ускорения на этот процесс снижает нижний концентрационный предел горения и значительно интенсифицирует фазоразделение продуктов экзотермических реакций, что расширяет перспективы его промышленного использования.

Целью данной работы является исследование процессов горения в условиях центробежного ускорения и внепечной синтез керамических материалов на основе оксидных соединений.

В нашей работе исходным реагентом являлись оксиды вольфрама, бора, железа, ванадия, молибдена и в качестве восстановителя использовался алюминий. Взаимодействие оксида металла и порошка алюминия протекает с большим выделением тепла. В результате образуется слиток восстановленного металла и корунд. В условиях естественной гравитаций мелкие капли металла остывают в быстро затвердевающем корунде, поэтому полученные продукты не обладают достаточной чистотой. Для улучшения качества керамического материала процесс проводили под действием центробежного ускорения. Когда вращение реактора, заполненного экзотермической

смесью, достигало заданной частоты, поджиг производили с помощью электрического импульса. Конечный продукт получали в виде восстановленного металла и керамики на основе  $Al_2O_3$ .

Таким образом, исследованы процессы горения под воздействием центробежного ускорения методом СВС, в условиях внепечного горения получены керамические материалы с особыми физико-техническими свойствами: корунд, шпинели, муллит. Установлено, что при избыточном содержании в шихте оксида кобальта ( $Co_3O_4$ ) или оксида магния ( $MgO$ ) при частоте вращения 1000 об/мин были получены чистые шпинели, соответственно алюмокобальтовая  $CoAl_2O_4$  и алюмомагниева  $MgAl_2O_4$ .

Показано, что внедрение примесей металлов в корунд обеспечивает получение материалов с особыми свойствами. Так введением в исходную шихту хрома до 8 % получены кристаллы рубина, а введением в титан железа получен поликристаллический сапфир.

## MODELING OF FIBER OPTIC LASER BY NEODYMIUM

Akanayev B.A., Egorov F.A.\*, Turtayev A., Zhaukenov A.S.

*Kazakh National University named by Al-Farabi, Almaty, Kazakhstan*

*\* Fryazino branch institute of Radio Engineering and Electronics named by Kotelnikov, Moscow, Russia.*

A computer simulation of physical processes in a distributed optical fiber laser based on neodymium, described by the following systems of equations:

$$\frac{dn_2}{dt} = \frac{n_3}{\tau_{32}} + \bar{I}_+ \sigma_{e,\lambda_s} (n_3 - n_2); \quad (1)$$

$$\frac{dn_3}{dt} = \frac{n_4}{\tau_{43}} - \frac{n_3}{\tau_{32}} - \bar{I}_+ \sigma_{e,\lambda_s} (n_3 - n_2); \quad (2)$$

$$\frac{dn_4}{dt} = \sigma_{\alpha,\lambda_p} I_p (n_1 - n_4) - \frac{n_4}{\tau_{43}}; \quad (3)$$

$$n_0 = n_1 + n_2 + n_3 + n_4 \quad (4)$$

$n$  - the concentration of neodymium ions

$I_p$  — beam intensity of the active medium;

$\lambda_s$  - the wavelength of the signal

$\lambda_p$  — pump wavelength;

$\gamma$  — logarithmic rate in the active medium;

$\sigma_{\alpha,\lambda_p}$  — absorption cross section;

$L$  — length of the fiber;

$t_b$  - transmittance Bragg grating;

$\tau_{32}$  — time of the metastable level of the active center;

It is shown that computer simulation of nonlinear processes in a distributed system based on laser neodymium, allows us to describe the characteristics of real long fiber lines before construction operation of such complex systems.

### Literature:

1. O.Zvelto "Principles of Lasers", 2008

## ФИЗИКА ПЛАЗМЫ И КОМПЬЮТЕРНАЯ ФИЗИКА

### ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КВАЗИКЛАССИЧЕСКОЙ ЧАСТИЧНО ИОНИЗОВАННОЙ ГЕЛИЕВОЙ ПЛАЗМЫ

Ахтанова Г.Б.<sup>2</sup>, Габдуллин М.Т.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> КазНУ им. аль-Фараби, ННЛОТ, Алматы, пр. аль-Фараби, 71, 050040, Казахстан

<sup>2</sup> КазНУ им. аль-Фараби, НИИЭТФ, Алматы, пр. аль-Фараби, 71, 050040, Казахстан

Неидеальная плотная плазма гелия привлекает особое внимание не только потому, что это вещество, образует такие астрофизические объекты как недра планет-гигантов (Юпитера и Сатурна) и белых карликов, но и потому, что она может быть использована в земных условиях, например, в инерциальных термоядерных реакторах. Плотная или неидеальная плазма является плазмой, где взаимодействия между частицами играют доминирующую роль, т.е. когда потенциальная энергия на среднем расстоянии превышает их тепловую энергию.

В данной работе были исследованы термодинамические характеристики частично ионизованной гелиевой плазмы, состоящей из электронов, ионов и атомов при следующих параметрах концентрации и температуры:  $n = n_e + \sum n_i + n_a = 10^{20} \div 10^{24} \text{ cm}^{-3}$  и  $T = 10^4 \div 10^6 \text{ K}$ .

Взаимодействие между заряженными частицами было рассмотрено на основе потенциала:

$$\Phi = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\sqrt{1 - 4\tilde{\lambda}_{es}^2/r_D^2}} \left( \frac{e^{-Ar}}{r} + \frac{e^{-Ar}}{r} \right) \quad (1)$$

где  $B = \left(1 - \sqrt{1 - 4\tilde{\lambda}_{es}^2/r_D^2}\right) / 2\tilde{\lambda}_{es}^2$ ,  $A = \left(1 + \sqrt{1 - 4\tilde{\lambda}_{es}^2/r_D^2}\right) / 2\tilde{\lambda}_{es}^2$ ,  $r_D = \sqrt{k_B T / 4\pi n e^2}$  - радиус

Дебая,  $s = e, i$ ,  $\tilde{\lambda}_{es} = \hbar / \sqrt{2\pi\mu_{es} k_B T}$  - длина волны де-Бройля.

Данный потенциал учитывает квантово-механические эффекты дифракции и симметрии на малых расстояниях, а взаимодействие заряженных частиц с атомами - на основе эффективного потенциала взаимодействия [1]. Состав частично ионизованной плазмы был рассчитан с помощью уравнения Саха с снижением потенциалов ионизации, полученных на основе потенциала. Полученные результаты были сравнены с данными других авторов.

#### Литература

[1] T.S.Ramazanov, K.N. Dzhumagulova, Yu.A. Omarbakiyeva, [Phys. Plasm. 12, 092702](#) (2005).

### ПРОЦЕСС СЕПАРАЦИЙ ПОЛИДИСПЕРСНЫХ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ В ПЛАЗМЕ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ЕМКОСТНОГО РАЗРЯДА

Батрышев Д.Г., Рамазанов Т.С., Досболаев М.К., Габдуллин М.Т., Оразбаев С.А.  
Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Научно-исследовательский институт экспериментальной и теоретической физики, 050040, Алматы, Казахстан

В данной работе рассматривается метод сепарации полидисперсных частиц в плазме высокочастотного разряда. На основе полученных результатов по исследованию

эквивалентного поля плазмы даются условия, при котором реализуется данный метод сепарации.

Целью настоящей работы является получение монодисперсных сепарированных частиц в плазме высокочастотного емкостного разряда.

Получены образцы монодисперсных нано- и микропорошков оксида кремния ( $\text{SiO}_2$ ) и оксида алюминия ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ). Изучены размеры, химический состав образцов на сканирующем электронном микроскопе Quanta 3D 200i (SEM, USA FEI company). Средний диаметр монодисперсных наночастиц  $\text{SiO}_2$  равен 600 нм, а микрочастиц  $\text{SiO}_2$  и  $\text{Al}_2\text{O}_3$  – 5 мкм. Тогда как размеры полидисперсных частиц составляли от 0 до 100 мкм.

На рисунке 1 приведена микрофотография монодисперсных частиц  $\text{SiO}_2$  со средним диаметром 5 мкм.

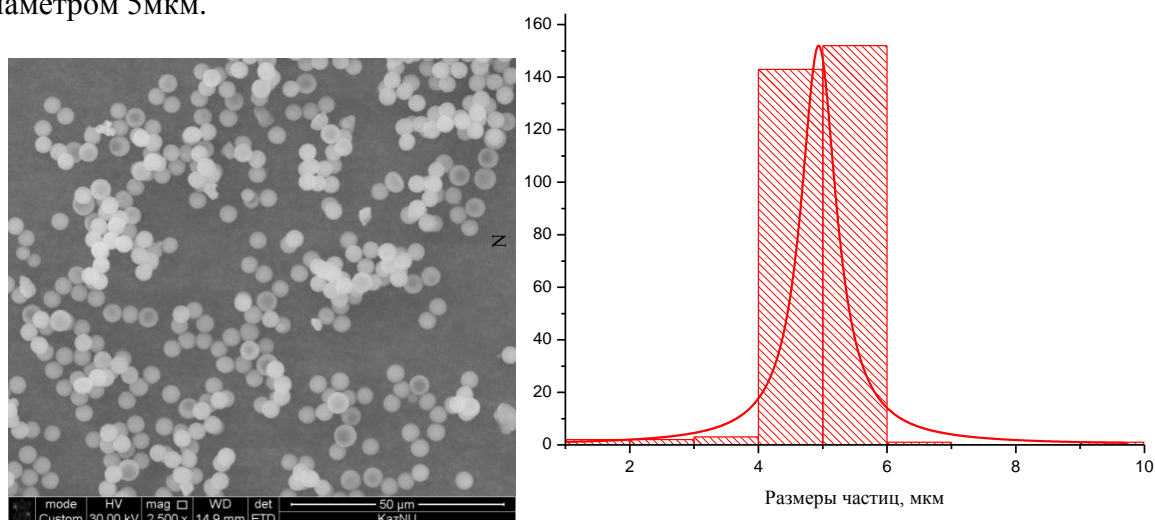


Рисунок 1 –Монодисперсные частицы  $\text{SiO}_2$ , полученные при значениях давления 0,3 Тор и мощности 1,5 Вт

[1] D.G. Batryshev, T.S. Ramazanov, M.K. Dosbolayev, M.T. Gabdullin, N.S. Dagarov, The method of obtaining monodisperse particles in plasma of radio-frequency discharge// Dusty plasma in application., Odessa, 25-29 August, 2013.

[2] Dosbolayev M.K., Utegenov A.U., Ramazanov T.S., Daniyarov T.T. Structural and transport properties of dust formation in plasma of noble gases mixture in RF discharge // Contrib. Plasma Phys. – 2013. – V. 53, №. 4-5. –P. 426-431.

## ПОЛУЧЕНИЕ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК В ПСЕВДО-КИПАЮЩЕМ РЕАКТОРЕ НА ОСНОВЕ МЕТОДА ГАЗОФАЗНОГО ОСАЖДЕНИЯ

Д.Г. Батрышев, Х.А. Абдуллин, М.Т. Габдуллин, Д.В. Исмаилов,  
Алтаев Д.З.

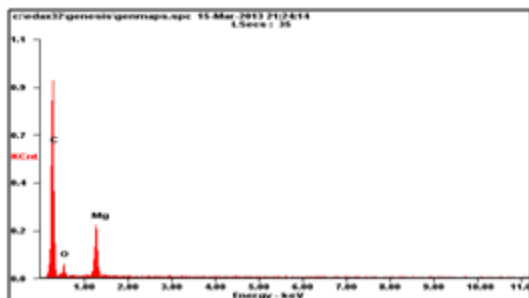
*Национальная нанотехнологическая лаборатория открытого типа  
КазНУ им. аль-Фараби МОН РК, пр.аль-Фараби, 71, г. Алматы, Казахстан*

В данной работе были получены углеродные нанотрубки различных диаметров от 15 – 100 нм методом химического осаждения углерода из газофазной среды в псевдо-кипящем реакторе. Особенностью предлагаемого метода - создание кипящего слоя носителей катализатора в реакционной зоне с помощью вертикальной продувки

реагентов. Вертикальное распределение реагентов в потоке водорода и паров спирта позволяет выращивать сравнительно большое количество углеродных нанотрубок.

В эксперименте в качестве носителей использовались частицы оксида магния (II) и титана (IV), а в качестве катализатора железо, никель и кобальт.

Эксперимент проводился в двух этапах: на первом этапе в реакционной зоне на поверхностях носителей восстанавливается катализатор при атмосфере водорода, во втором при атмосфере водорода с парами спирта выращиваются нанотрубки.



<i>Element</i>	<i>Wt%</i>	<i>At%</i>
<i>CK</i>	84.17	89.67
<i>OK</i>	7.33	5.86
<i>MgK</i>	8.49	4.47
<i>Matrix</i>	Correction	ZAF

Рисунок 1 – Химический состав нанотрубок

Анализ полученных образцов на сканирующем электронном микроскопе показан на рисунке 1, где на фоне частиц носителей катализатора оксида магния (II) видны углеродные многостенные нанотрубки.

[1] Tans S. J., Verschueren A. R. M., Dekker C., *Nature* **393** 49 (1998)

[2] Tamura R., *Phys.Rev. B* **64** 201404(R) (2001)

[3] Ran Liu and Ayusman Sen, *J. Am. Chem. Soc.*, 2011, 133 (50), pp 20064–20067



## ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КВАЗИКЛАССИЧЕСКОЙ ЧАСТИЧНО ИОНИЗОВАННОЙ ВОДОРОДНОЙ ПЛАЗМЫ

Габдуллин М.Т.<sup>1</sup>, Исмагамбетова Т.Н.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> КазНУ им. аль-Фараби, ННЛОТ, Алматы, пр. аль-Фараби, 71, 050040, Казахстан

<sup>2</sup> КазНУ им. аль-Фараби, НИИЭТФ, Алматы, пр. аль-Фараби, 71, 050040, Казахстан

В данной работе были исследованы термодинамические характеристики частично ионизованной водородной, состоящей из электронов, ионов и атомов при следующих параметрах концентрации и температуры:  $n = n_e + \sum n_i + n_a = 10^{20} \div 10^{24} \text{ cm}^{-3}$  и  $T = 10^4 \div 10^6 \text{ K}$ .

Взаимодействие между заряженными частицами было рассмотрено на основе микропотенциала [1], учитывающего квантово-механические эффекты дифракции и симметрии на малых расстояниях:

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

где  $\lambda_{\alpha\beta} = \hbar / (4\pi n_{\alpha\beta} k_B T)^{1/2}$  – тепловая длина волны Де-Бройля,  $m_{\alpha\beta} = m_\alpha m_\beta / (m_\alpha + m_\beta)$ ,  $b = 0.033$ , и  $\alpha, \beta$  – типы частиц.

Для взаимодействий заряженных частиц с атомами был использован эффективный потенциал взаимодействия [2]:

$$\Phi_{es}(r) = -\frac{e^2 \alpha_p}{r^4 (1 - \lambda_{ee}^2 / r_D^2)} (e^{-Br} (1 + Br) - e^{-Ar} (1 + Ar))^2,$$

$$\text{где } B^2 = \frac{1 - \sqrt{1 - 4\lambda_{\alpha\beta}^2 / r_D^2}}{2\lambda_{\alpha\beta}^2}, \quad A^2 = \frac{1 + \sqrt{1 - 4\lambda_{\alpha\beta}^2 / r_D^2}}{2\lambda_{\alpha\beta}^2}.$$

Термодинамические характеристики плазмы (внутренняя энергия и уравнение состояния) были рассчитаны через радиальные функции распределения частиц и потенциалы взаимодействия между ними, где коллективные эффекты учитывались применением гиперцепного приближения при решении интегрального уравнения Орнштейна-Цернике [3]. Полученные результаты были сравнены с данными других авторов.

### Литература

- [1] Zh. A. Moldabekov, T. S. Ramazanov, and K. N. Dzhumagulova, *Contrib. Plasma Phys.* 52, 207 (2012).
- [2] T.S.Ramazanov, K.N. Dzhumagulova, Yu.A. Omarbakiyeva, [Phys. Plasm.](#) 12, 092702 (2005).
- [3] L. David, 2002, *Dover publications, Inc.*, 500.

## ЭЛЕКТРОДУГОВОЙ СИНТЕЗ ФУЛЛЕРЕНОВ И ИХ ПРОИЗВОДНЫХ В ГАЗОВОЙ ФАЗЕ

М.Т. Габдуллин, Т.С. Рамазанов, Д.Г. Батрышев, Х.А. Абдуллин, Д.В. Исмаилов  
*Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Национальная нанотехнологическая лаборатория открытого типа, 050040, Алматы, Казахстан*

В настоящей работе рассматривается метод синтеза фуллеренов и их производных в плазме дугового разряда в среде гелия.

На основе данного метода были получены образцы фуллерита, многостенных углеродных нанотрубок, графеновых плоскостей и колец. Образцы были исследованы на сканирующем и просвечивающем электронном микроскопах Quanta 3D 200i и TITAN G2 (FEI company, USA), и методом рамановского рассеяния. На основе полученных снимков был объяснен механизм роста фуллеренов и их производных в плазме дугового разряда.

На рисунке 1 представлены микроснимки полученных образцов фуллерита.

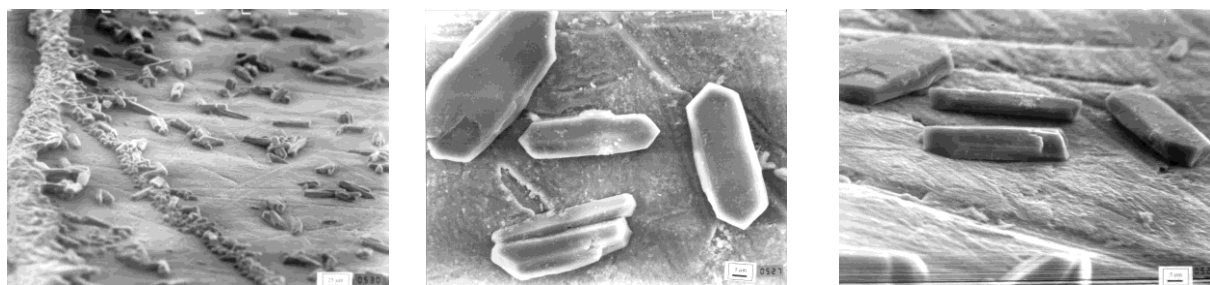


Рисунок 1 – Фуллерит осажденный на стенках реактора, снимки сделанные на сканирующем электронном микроскопе

[1] Tatiana Ros Twenty Years of Promises: Fullerene in Medicinal Chemistry Medicinal Chemistry and Pharmacological Potential of Fullerenes and Carbon Nanotubes (2008), pp. 1-21.

[2] David Kronholm, Jan C. Hummelen, Fullerene-Based n-Type Semiconductors in Organic Electronics // Material Matters. – 2007. – Vol. 2.3. – P. 16.

[3] T. Oku, M. Kuno, I. Narita, Hydrogen storage in boron nitride nanomaterials studied by TG/DTA and cluster calculation, J. Phys. Chem. Solids 65 (2004) 549–552.

## УСКОРЕНИЕ ПЛАЗМЫ В ИМПУЛЬСНЫХ ПУШКАХ: ТЕОРИЯ И ЭКСПЕРИМЕНТ

Жукешов А.М., Амренова А.У., Габдуллина А.Т., Молдабеков Ж., Бейсембаев С., Серик К., Фермахан К., Кайбар А.

*Казахский национальный университет имени аль-Фараби, г. Алматы*

Импульсные плазменные ускорители используются для получения высокотемпературных плазменных потоков большой мощности. Такие потоки находят широкое применение в науке и технологии. Особый интерес представляет использование горячих плазменных потоков для обработки материалов. С экспериментальной стороны работа этих ускорителей достаточно подробно исследована, однако, до сих пор не существует единой теоретической модели, описывающей все многообразие процессов в

них. В связи с этим, необходимо сравнение полученных в последнее время экспериментальных данных на соответствие существующим теоретическим моделям, описывающим динамику формирования плазменных сгустков и процесса ускорения.

В любой плазменной установке динамику процессов определяет конфигурация электромагнитных полей. При этом, происходящие в системе физические процессы должны выполняться на основе законов сохранения энергии. В коаксиальном импульсном плазменном ускорителе существуют азимутальное магнитное и радиальное электрическое поля, которые осуществляют необходимый подвод энергии к ускоряемой плазме.

Проще всего факт ускорения в плазменной пушке может быть истолкован как результат перепада магнитного давления. Используя известные величины разрядного тока и радиусов электродов для коаксиального ускорителя КПУ-30 была рассчитана величина магнитного поля, которая удовлетворительно согласуется с проведенным расчетом.

Основные представления о механизмах ускорения плазмы в коаксиальных ускорителях дают блочные модели, которые описывают принципиальные особенности процессов. Поэтому, была рассмотрена двухкомпонентная модель, предложенная А.И.Морозовым, которая позволяет не только описать плазменную систему в целом, но и выявить принципиальную роль квазинейтральности. Был проведен численный расчет по блочной системе для параметров ускорителя КПУ. В результате установлен характер движения частиц плазмы при различном начальном давлении газа в камере ускорителя и предложены механизмы ускорения. Результаты расчетов показали, что при низком давлении достигаются высокие скорости и ускорение плазмы, скорее всего, происходит за счет колебаний в плазме и действия электрической силы. В то же время, при высоком давлении плазма ускоряется за счет действия магнитной силы, и в этом случае, скорость ее гораздо меньше.

Таким образом, рассмотренные теоретические модели вполне удовлетворительно описывают различные аспекты формирования плазмы в импульсных пушках, но применимы лишь для описания отдельных стадий происходящих процессов.

## **ПОТЕНЦИАЛ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ АТОМОВ ВОДОРОДА С РЕШЕТКОЙ ПАЛЛАДИЯ. ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗ ПЕРВЫХ ПРИНЦИПОВ**

А.Б. Сыздыкова<sup>1</sup>, М.П. Белов<sup>2</sup>, А.Е. Давлетов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Казахский Национальный Университет имени аль-Фараби, Алматы, Казахстан*

<sup>2</sup>*Национальный исследовательский технологический университет «НИТУ (МИСиС)», Москва, Россия*

В рамках теории функционала электронной плотности с использованием метода псевдопотенциалов рассмотрены гидриды палладия с различной концентрацией водорода: PdH, Pd<sub>4</sub>H и Pd<sub>32</sub>H. Рассчитан адиабатический потенциал взаимодействия ГЦК решетки палладия с атомами водорода, расположенными в октопорах. При больших амплитудах колебания атомов водорода показана сильная анизотропия и ангармонизм колебательного потенциала.

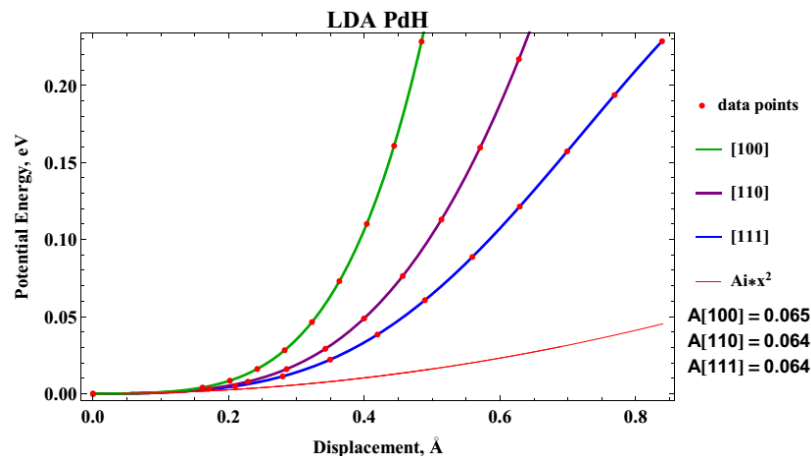


Рисунок 1 – Зависимость потенциальной энергии от смещения атома водорода,  $a=4.035$  (Å).

При малых амплитудах потенциал является изотропным и гармоническим. По гармонической части потенциала рассчитана частота колебаний атомов водорода, которая плохо согласуется с экспериментальными данными по неупругому рассеянию нейтронов, что свидетельствует о плохой применимости гармонического приближения для описания динамики решетки гидридов палладия. Получена зависимость параметра решетки гидрида от концентрации растворенного водорода.

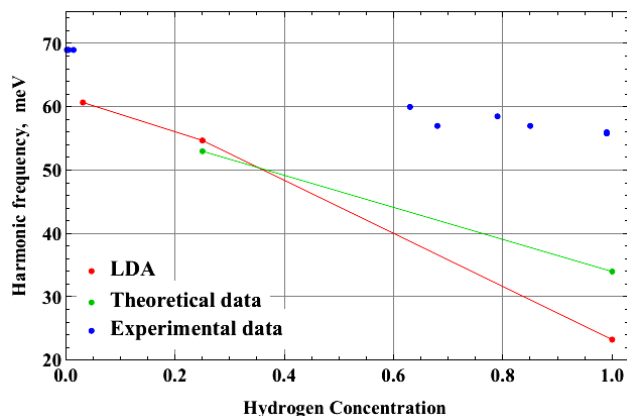


Рисунок 2 – Теоретические и экспериментальные данные зависимости частоты колебания от концентрации водорода в гидриде.

Литература:

1. C. Elsasser, K. M. Ho, C. T. Chan, and M. Fahnle. Vibrational states for hydrogen in palladium // *Phys. Rev. B.* – 1991. – Vol.44. – N 18.

2. A. Kolesnikov, I. Natkaniec, V. Antonov, I. Belash, V. Fedotov, J. Krawczyk, J. Mayer, and E. Ponyatovsky. *Physica.* – 1991. – Vol. 74B. – P. 257.

## ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЛАЗМЫ СЛОЖНОГО СОСТАВА

М.М.Муратов <sup>1)</sup>, Т.С.Рамазанов <sup>1)</sup>, К.Н. Джумагулова <sup>1)</sup>

<sup>1)</sup> *НИИЭТФ, Казахский национальный университет им. аль-Фараби, г.Алматы, Казахстан*

В данной работе с помощью радиальных функций распределения и эффективного потенциала взаимодействия пылевых частиц рассчитываются термодинамические функции, такие как давление и внутренняя энергия пылевой компоненты плазмы сложного состава, обусловленные взаимодействием заряженных частиц в пылевой плазме. Состояние системы описывается прямым или косвенным способом набором макроскопических параметров. Термодинамические функции являются макроскопическими параметрами, а потенциал взаимодействия микроскопическая характеристика системы.

Для начала нужно знать потенциал взаимодействия заряженных частиц. Эффективный потенциал взаимодействия пылевых частиц был получен в работах [1-2], на основе теории линейного диэлектрического отклика в приближении случайных фаз.

$$\Phi(r) = \frac{1}{r} [Ah(K_1 r) + Bh(K_2 r)] + \frac{eZm_{ij}}{r^2}, \quad (1)$$

где  $h$ ,  $A$ ,  $B$ ,  $K_1$  и  $K_2$  коэффициенты.

Потенциал описывает взаимодействие заряженных частиц, имеющих дипольный момент, с учетом эффекта экранировки на больших расстояниях.

Зависимость микро и макропараметров определяется посредством нахождения парной корреляционной функции - радиальной функций распределения. Радиальные функции распределения определяли в экспоненциальном приближении:

$$g^{\alpha\beta}(r) = \exp(-\Phi_{\alpha\beta}(r)/k_B T). \quad (2)$$

где,  $\Phi_{\alpha\beta}(r)$  - эффективный потенциал взаимодействия частиц сортов  $\alpha$  и  $\beta$ . Также радиальные функции распределения вычислялись на основе экспериментальных данных [3,4].

Давление и внутренняя энергия определялись через радиальные функции распределения с помощью соотношения [3]:

$$\left. \begin{aligned} \Delta P &= -\frac{2\pi}{3} \int_0^\infty \sum_{\alpha,\beta} n_\alpha n_\beta g^{\alpha\beta}(r) \frac{\partial \Phi_{\alpha\beta}(r)}{\partial r} r^3 dr, \\ \Delta E &= 2\pi V \int_0^\infty \sum_{\alpha\beta} n_\alpha n_\beta g^{\alpha\beta}(r) \Phi_{\alpha\beta}(r) r^2 dr \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

### 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. O.S. Vaulina, O.F. Petrov, V.E. Fortov, A.V. Chernyshev, A.V. Gavrikov, I.A. Shakhanova, and Yu.P. Semenov, Plasma physics reports, Vol.29, No.8, pp. 698-713 (2003)

## DYNAMIC CONDUCTIVITY OF KELBG-PSEUDOPOTENTIAL-MODELLED PLASMAS

Yu.V. Arkhipov(1), A.B.Ashikbayeva(1), A. Askaruly(1), A.E. Davletov(1), and I.M. Tkachenko(2)

*al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan (1);  
Universidad Politécnic de Valencia, Valencia, Spain (2)*

The ultimate goal of the last papers [1-2] was to check whether the available experimental and simulation data satisfy convergent sum rules and other exact relations which could be helpful in verifying the employed techniques. Simultaneously, it was a demonstration of the fruitfulness of the method of moments (MM) approach in describing dynamic properties of plasmas since the attained agreement with those data was indeed quite good. Nevertheless, the uncertainty in the determination of the Nevanlinna parameter function remains a weakness of the MM approach. In [1] this difficulty was overcome by developing a regular method for deriving the Nevanlinna parameter function which essentially stems from the asymptotic behavior of the simulated dynamic collision frequency. Then using the obtained results the dynamic collision frequency (DCF)  $\nu(\omega)$  was studied, in a quite detailed way, for moderately coupled hydrogen plasmas. Now it is possible to calculate the imaginary and real parts of internal and external dynamic conductivities. The plasma parameters considered here are as in [1].

The fluctuation dissipation theorem and the longitudinal polarization function gives the relation between the internal conductivity and the dynamic collision frequency in the long wavelength limit [3]

$$\sigma^{int}(z) = \frac{\omega_p^2}{-iz + \nu(z)}. \quad (1)$$

$\omega_p$  is the plasma frequency. The internal and external conductivities are closely related by the expression [2]

$$\sigma^{int}(z) = \frac{\sigma^{ext}(z)}{1 - \frac{4\pi i}{z} \sigma^{ext}(z)}. \quad (2)$$

The computed dynamic conductivities (1), (2) have real and imaginary parts. The comparisons between them and the simulation results [3] are presented on figures 1-2 for the external dynamic conductivity.

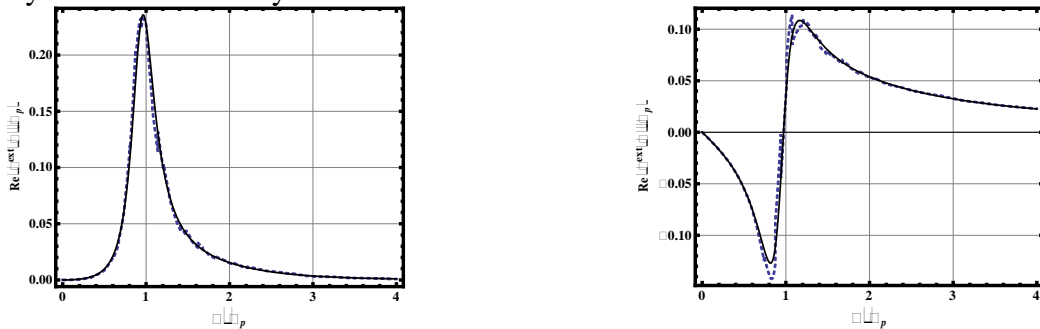


Figure 1 – a) Real and b) imaginary parts of the external dynamic conductivity obtained by (2) – full line compared to the simulation data [3] – dashed line

It is seen that the results on external dynamic conductivities agree with the simulation data quite well for both conductivities.

References:

1. Arkhipov Yu.V., Ashikbaeva A.B., Askaruly A., Davletov A.E., Tkachenko I.M. Optical properties of Kelbg-pseudopotential-modelled plasmas // Contrib. Plasma Phys. - 2013. – Vol. 53. - P. 375-384.

Arkhipov Yu.V., Askaruly A., Davletov A.E., Tkachenko I.M. Dynamic properties of one-component moderately coupled plasmas: the mixed Lowner-Nevanlinna-Pick approach // Contrib. Plasma Phys. - 2010. – Vol. 50. - P. 69-76.

2. Morozov I., Reinholz H., Ropke G., Wierling A. and Zwicknagel G. Molecular dynamics simulations of optical conductivity of dense plasmas // Phys. Rev. E. – 2005. – Vol. 71. – P. 066408.

## МОНТЕ-КАРЛО МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЫ С ЧАСТИЦАМИ КОНЕЧНЫХ РАЗМЕРОВ

А.Е. Давлетов, Л.Т. Еримбетова

*Казахский Национальный университет имени аль-Фараби, г. Алматы, Казахстан*

В последние десятилетия интенсивно изучается так называемая пылевая плазма, представляющая собой набор частиц микронных размеров, левитирующих в электрическом поле обычного газового разряда. Это обусловлено тем, что в отличие от частиц самой плазмы пылинки, в силу своих макроскопических размеров, могут наблюдаться обычными оптическими методами. В частности, может быть изучено их распределение в обычном пространстве и пространстве скоростей, напрямую определены действующие на них силы и т.д. При этом существенную роль играет электростатическое взаимодействие, так как в плазме газового разряда пылинки приобретают большой, как правило, отрицательный, электрический заряд [1]. В результате образуется сильносвязанная неидеальная система пылевых частиц, к которой могут быть применены такие методы компьютерного моделирования, такие как метод Монте-Карло для изучения статических характеристик и метод молекулярной динамики для исследования динамических свойств пылевой плазмы. Физически вполне очевидно, что успех моделирования существенно зависит от выбора потенциальной энергии (потенциала) или силы взаимодействия макрочастиц, которая может включать в себя различные эффекты.

В данной работе в качестве потенциала взаимодействия выбирается предложенная ранее модель взаимодействия пылинок [2], которая учитывает конечность их размеров, поляризационное взаимодействие между ними, а также экранировку поля, возникающую вследствие присутствия электронов и ионов буферной плазмы. Пылевые частицы считаются проводящими, поэтому микропотенциал их взаимодействия между собой и заряженными частицами буферной плазмы легко рассчитывается методом электростатических изображений. После этого применяется теория перенормировки взаимодействия [3], которая приводит к фактическому учету экранировки поля заряда электронами и ионами плазмы газового разряда.

Моделирование методом Монте-Карло проводилось по хорошо известной схеме Метрополиса. Были получены сходящиеся контрольные карты и рассчитаны радиальные функции распределения пылевых частиц. Обнаружено, что учет конечности размеров макрочастиц приводит к существенному облегчению формирования упорядоченных структур, которые проявляются как появление резко выраженных локальных максимумов и минимумов на кривой радиальной функции распределения, которая представляет собой плотность вероятности обнаружения частиц на некотором расстоянии друг от друга.

Промоделированы статические свойства пылевой плазмы в широкой области изменения ее параметров и получено хорошее согласие с решением уравнения Орнштейна-Цернике в гиперцепном приближении.

## Литература

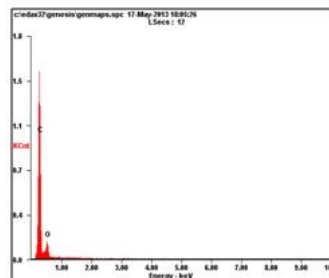
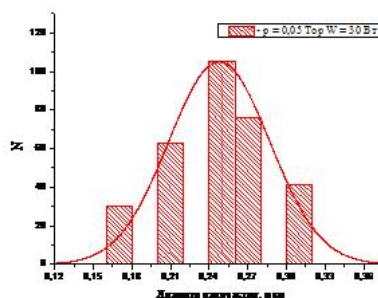
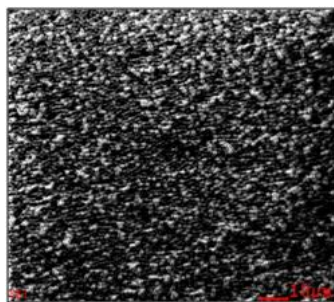
1. В. Е. Фортвов, А. Г. Храпак, С. А. Храпак, В. И. Молотков, О. Ф. Петров. Пылевая плазма.// Успехи физических наук, т. 174, с. 495, 2004.
2. L. T. Erimbetova, A. E. Davletov, Zh. A. Kudyshev, Ye. S. Mukhametkarimov. Influence of polarization phenomena on radial distribution function of dust particles.// Contributions to Plasma Physics, v. 53, p. 414, 2013.
3. Yu. V. Arkhipov, F. B. Baimbetov, A. E. Davletov. Self-consistent chemical model of partially ionized hydrogen plasmas.// Physical Review E, v. 83, Art. No. 016405, 2011.

## ЖОҒАРЫ ЖИЛІКТІ РАЗРЯДТА КӨМІРТЕГІ НАНОБӨЛШЕКТЕРІН АЛУ

Оразбаев С.А., Сламия М., Батрышев Д.Г., Досболаев М.Қ., Габдуллин М. Т.  
*АТҰНЗ, әл-Фараби атындағы ҚазҰУ, Алматы*

Аталған жұмыста ЖЖ разрядта газдық-фазалық әдісі негізінде микро және нанобөлшектер синтезделген. Тәжірибелік қондырғы жоғарғы жиілікті сыйымдылықты камерада параллель жазық екі электродтан тұрады. 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 1-50 Вт. Жұмыс газы ретінде аргон мен метан қоспасы (Ar -90%, CH<sub>4</sub>-10%) алынды, қысымы 0,05-2 тор аралығында.

Газдық-фазалық әдіс негізінде тұрақты газ қысымы (аргон+метан) және әр түрлі разряд қуатында көміртегі нано- және нанобөлшек синтезделуін зерттеу, олардың өлшемдері бойынша таралуын бағалауға мүмкіндік берді.  $p = 0,05$  торр,  $W_1 = 30$  Вт разряд параметрлерінде синтезделген бөлшектердің өлшемдер бойынша таралуы төменде көрсетілген.



Element	Wt%	At%
СK	88.28	90.93
OK	11.72	9.07
Matrix	Correcion	ZAF



1-сурет – Синтезделген көміртегі нанобөлшектер, өлшемдері бойынша таралуы және олардың химиялық құрамы

### Қолданылған әдебиеттер

1. M.T. Gabdullin, T.S. Ramazanov, S.A. Orazbayev, D.G. Batryshev, M.K. Dosbolayev, M. Silamiya, Ion – beam deposition of carbon nanofilms on silicon substrate // Advanced Science Letters. - V. 19, № 3. – 2013. - P. 960-962.
2. T. S. Ramazanov, A. N. Jumabekov, S. A. Orazbayev, M. K. Dosbolayev and M. N. Jumagulov // Phys. Plasmas 19, 023706 (2012)

## РАСЧЕТЫ ДИНАМИЧЕСКИХ СТРУКТУРНЫХ ФАКТОРОВ КУЛОНОВСКИХ СИСТЕМ

Ю.В. Архипов (1), А. Аскарулы (1), А.Б. Ашикбаева (1), И.М. Ткаченко(2)  
*КазНУ им. аль-Фараби, Алматы-Казахстан (1);  
Валенсийский политехнический университет, Испания (2))*

Экспериментальные исследования неидеальной плазмы очень затруднительны из-за трудностей с созданием и диагностикой такой кулоновской системы. Поэтому современные исследования, в частности динамических характеристик неидеальной плазмы, проводятся с использованием численного моделирования [1, 2]. При этом, в основном, применяются классические методы численного моделирования такие как, например, метод молекулярной динамики, где квантовые свойства системы учитываются путем введения эффективных потенциалов взаимодействия между частицами.

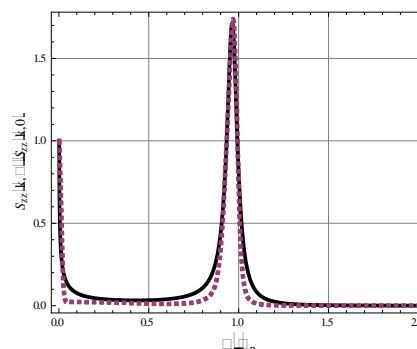
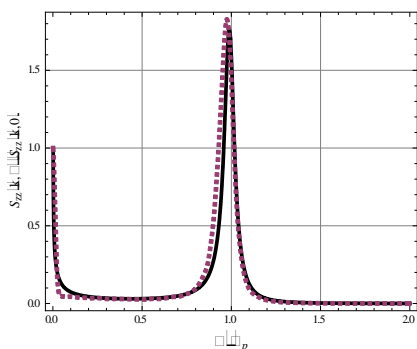
Метод моментов также может быть применен для интерпретации данных численного моделирования динамических характеристик плотной плазмы, но при этом требуется независимое вычисление частотных моментов функции потерь  $L(k, \omega)$ .

Ранее были представлены результаты по воспроизведению ДСФ численного моделирования работы [2], где функция параметр Неванлинны  $Q(k, \omega)$  определялась с помощью привязки к численным данным работы [2]. В данной работе мы хотим представить результаты сравнения динамических характеристик, полученные независимо от численных данных компьютерного моделирования [2].

При этом мы использовали выражение для ДСФ, полученное на основе формулы Неванлинны, выраженной через моменты функции потерь:

$$S_{zz}(k, \omega) = \frac{\omega_p^2}{\pi \beta \phi(k)} \frac{[\omega_2^2(k) - \omega_1^2(k)] \text{Im} Q(k, \omega)}{\left| \omega(\omega^2 - \omega_2^2(k)) + Q(k, \omega)(\omega^2 - \omega_1^2(k)) \right|^2},$$

где функция параметр Неванлинны определяется независимо от данных численного моделирования как  $Q(k, z) = B(k) \sqrt{z} (1+i)^*$ .



Непрерывная линия получена методом моментов, штриховая линия соответствуют результатам моделирования [2]

Таким образом, данные численного моделирования [2] хорошо согласуются с результатами расчета ДСФ методом моментов.

#### Литература:

3. Arkhipov Yu.V., Ashikbayeva A.B., Askaruly A., Davletov A.E., Tkachenko I.M. Optical properties of Kelbg-pseudopotential-modelled plasmas // Contributions to Plasma Physics, 2013, V. 53, P. 375-384.

4. Pschivul T. and Zwicknagel G. Numerical simulation of the dynamic structure factor of a two – component model plasma. // Journal of Physics A: mathematical and general. Contrib. Plasma Phys. 2003. – Vol. 43. – No. 5- 6. – P. 393-397.

\*) Все обозначения данной работы смотри в [1]

## ВЛИЯНИЕ СМЕСИ ГАЗОВ НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЫ В ПОЛОЖИТЕЛЬНОМ СТОЛБЕ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА

Бастыкова Н.Х., Коданова С.К., Рамазанов Т.С.

*НИИЭТФ, Казахский национальный университет им. Аль-Фараби, Алматы, Казахстан*

Положительный столб тлеющего разряда является открытой нелинейной системой, способной к образованию структур (бегущих или стоящих страт). Данному явлению посвящены многочисленные работы, выполненные во второй половине 20-го века [1-7].

Страты – неподвижные зоны светимости, регулярно чередующиеся с темными промежутками, возникают в тлеющем газовом разряде только при определенных условиях, по значению тока, роду газа, давлению газа. От тех же параметров зависят и амплитуда колебаний свечения, длина волны страт, скорость их распространения. Механизмы неустойчивостей, вызывающие возникновение страт, связаны со скоростью возбуждения атомов при электронных ударах. Для описания разряда необходимо сделать кинетический анализ, в связи с тем, что электронная компонента является неравновесной. В современный период для исследования стратификации тлеющего разряда стали интенсивно развивать нелокальные модели, основанные на решении кинетического уравнения Больцмана для функции распределения электронов по энергиям.

В данной работе был исследован влияние смеси газов He-N<sub>2</sub> на параметры плазмы стратифицированного положительного столба тлеющего разряда. Модель основана на решении кинетического уравнения Больцмана для функции распределения электронов по энергиям, нестационарного уравнения непрерывности для ионов, а также электрического

поля в положительном столбе стратифицированного разряда. Получены двумерные аксиальные и радиальные распределения параметров плазмы (плотность электронов, электрического поля и температуры электронов) положительного столба разряда в трубке в гелии при различных (0-10%) концентрациях примеси водорода. Добавка водорода в гелий существенно меняет характеристики плазмы разряда. При добавлении примеси водорода к гелию увеличивается плотность электронов, так как ионизовать водород легче, чем гелий. При добавлении примеси водорода к гелию увеличивается число страт, то есть ярко светящиеся зоны, регулярно чередующиеся с темными промежутками.

[1] Kolobov V I 2006 J. Phys. D: Appl. Phys. 39R487–R506

[2] Fedoseev A V and Sukhinin G I 2004 Plasma Phys. Rep. 301061

[3] Sukhinin G I and Fedoseev A V 2006 High Temp. 44157

[4] Sukhinin G I, Fedoseev A V, Ramazanov T S, Dzhumagulova K N and Amangaliyeva R Zh 2007 J. Phys. D: Appl. Phys. 407761

[5] Golubovskii Yu B, Maiorov V A, Porokhova I A and Benhke J 1999 J. Phys. D: Appl. Phys. 321391

[6] Sigeneger F and Winkler R 1996 Contrib. Plasma Phys. 36551

## ТРАНСПОРТНЫЕ СВОЙСТВА ПЛОТНОЙ КВАЗИКЛАССИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЫ

Коданова С.К., Исанова М.К.

*КазНУ им. аль-Фараби, НИИЭТФ, Алматы, пр. аль-Фараби, 71, 050040, Казахстан*

Интенсивные исследования по проблемам управляемого термоядерного синтеза требуют более достоверных сведений о коэффициентах переноса, одними из которых являются коэффициенты электропроводности и диффузии.

Приведенные выражения для электропроводности и диффузии выражаются следующим образом:

$$\sigma^* = \sigma \frac{e^2 m_e^{1/2}}{(k_B T)^{3/2}} = \frac{\sqrt{3}}{4\sqrt{2\pi}} \frac{1}{\Gamma^{3/2} \lambda}, \quad (1)$$

$$D^* = \frac{D}{\omega_e a^2} = \frac{\sqrt{6\pi}}{6} \frac{1}{\Gamma^{5/2} \lambda}. \quad (2)$$

При вычислении коэффициента электропроводности и диффузии предполагалось, что частицы взаимодействуют посредством сильно экранированного квазиклассического потенциала, учитывающего как коллективные эффекты экранировки поля зарядов, так и квантовые эффекты дифракции и симметрии [1]. На рисунках 1 – 2 представлены результаты расчетов электропроводности и диффузии электронной компоненты частично ионизованной плазмы водорода. Расчет проводился на основе кулоновского логарифма с учетом состава плазмы. Как видно из рисунков 1-2, значения электропроводности и диффузии для частично ионизованной плазмы имеют меньшее значение, чем в случае полной ионизации. Это можно объяснить присутствием большого количества заряженных частиц в полностью ионизованной плазме, которые обеспечивают большую электропроводность и диффузию.

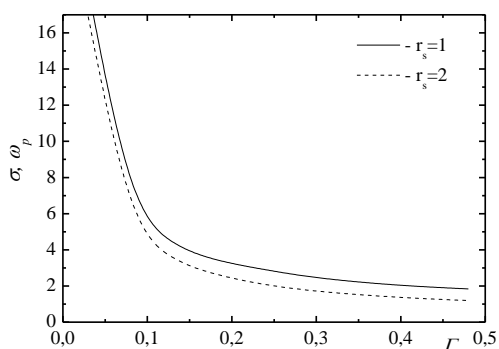


Рисунок 1. Электропроводность плотной квазиклассической частично-ионизованной плазмы водорода при различных параметрах плотности.

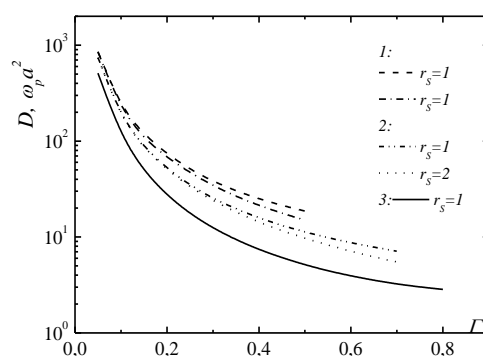


Рисунок 2. Диффузия полностью ионизованной и частично-ионизованной плазмы водорода при различных параметрах плотности.

### Литература

[1] Ramazanov T.S., Dzhumagulova K.N., Phys. Plasmas. – 2002. – Vol. 9. – P.3758.

## РАСЧЕТ ДРЕЙФА ЭЛЕКТРОНОВ В ПЕРЕМЕННОМ НЕОДНОРОДНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ СИСТЕМ ЭЛЕКТРОДОВ В БАРЬЕРНОМ РАЗРЯДЕ

Коданова С.К., Кенжебекова А.И.,

*Казахский Национальный Университет им. аль-Фараби, Казахстан, г. Алматы*

Электрический пробой газового промежутка между диэлектриком и металлом используется во многих современных приборах и технологиях. Это плазменно-стимулированные процессы травления и осаждения, включая технологии получения тонких пленок, упрочнения поверхностей, обработка материалов – легирование и полировка. Многие элементы барьерного разряда используются в медицине, источниках ионов, технологиях обеззараживания. Важным новым направлением в использовании свойств барьерного разряда является возможность получения новых методов формирования сверх точных изображений в цифровой печати и копировальных машинах.

Одним из факторов, приводящим к сильной неоднородности является геометрический фактор. Поэтому рассмотрим три различных случая:

- 1) Плоский случай, когда разряд горит между двумя плоскими пластинами, расстояние между которыми значительно меньше их размера;
- 2) Случай цилиндрической симметрии, когда разряд горит между цилиндрическим катодом (проволочкой) и внешним электродом – анодом;
- 3) Случай сферической симметрии, когда в качестве катода выступает покрытая диэлектриком сфера.

В настоящей работе рассмотрен дрейф электронов в переменном неоднородном электрическом поле для различных систем электродов в барьерном разряде рассчитанных

методом Монте Карло. Процедура Монте Карло для розыгрыша столкновений описана в [1]. На рис. 1 представлено распределение скорости дрейфа электронов внутри разрядного промежутка для случаев плоской, цилиндрической и сферической симметрии при одном и том же приложенном напряжении 100 В и длине промежутка 1 см.

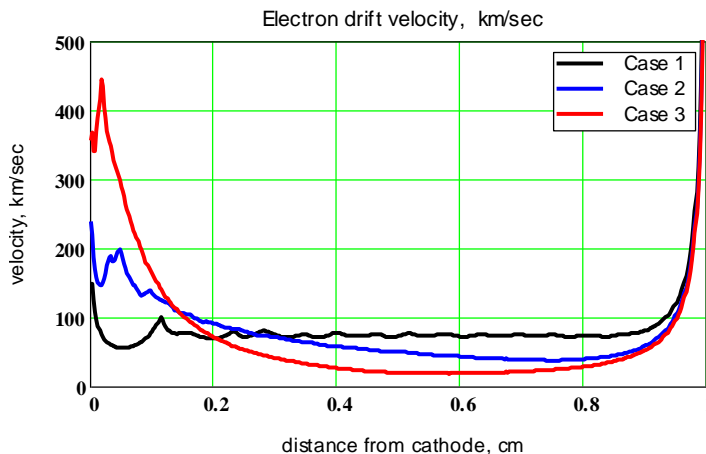


Рис.1. Распределение скорости дрейфа электронов внутри разрядного промежутка для случаев плоской, цилиндрической и сферической симметрии.

Майоров С.А. Физика плазмы, 2007, **33**, №7, 637.

## ИНСТРУМЕНТАЛЬНАЯ СРЕДА 2D ВИЗУАЛИЗАЦИИ ДВИЖЕНИЯ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ

Коданова С.К., Исанова М.К., Омиралиева Г.К.






КазНУ им. аль-Фараби, НИИЭТФ, Алматы, пр. аль-Фараби, 71, 050040, Казахстан

При решении уравнений движения пылевых частиц налагаются периодические граничные условия. Все трехмерное пространство разбивается на равные ячейки объемом  $V$  (для простоты кубические) с  $N$  частицами в каждой. Одна из них считается базовой, остальные – копии (реплики). Конфигурации частиц базовой ячейки повторяются во всех остальных ячейках. Длина ребра базовой ячейки  $L = (\frac{V}{N})^{1/3}$ , где  $n_d$  – плотность частиц. Начальное распределение компонент координат и скоростей частиц берется случайным, однако компоненты скоростей должны быть распределены по гауссовскому закону с заданной температурой.

С помощью инструментальных средств среды объектно-ориентированного программирования Delphi и растрового графического редактора OpenGL получены выполнения периодических граничных условий и визуальная демонстрация движения частиц в базовой ячейке.

Программа позволяет в интерактивном режиме наблюдать движения частиц в базовой ячейке, тем самым, получая возможность визуально оценить ее траекторию и вид потенциальной энергии системы в зависимости от времени.

При запуске программы частицы располагаются без какого-либо порядка в системе (рисунок 1), при параметрах, соответствующих кристаллизации, частицы выстраиваются в плазменный кристалл (рисунок 2). 2D визуализация движения частиц воспроизводится

кнопкой , в случае необходимости вычисления можно остановить на время или же завершить процесс, для этого служат кнопки  , соответственно. Кнопка  отображает кубическую ячейку. В программу также встроена система полноэкранного режима, которая осуществляется с помощью кнопки .

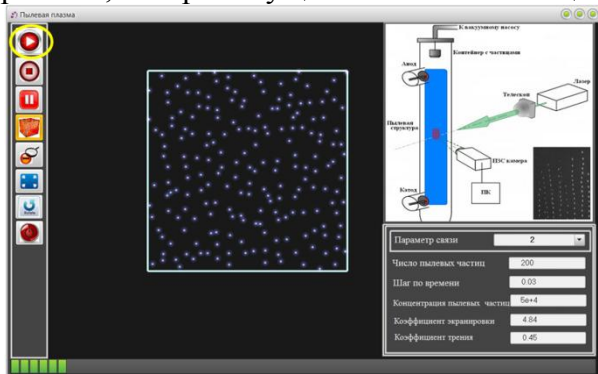


Рисунок 1 – Беспорядочное расположение частиц

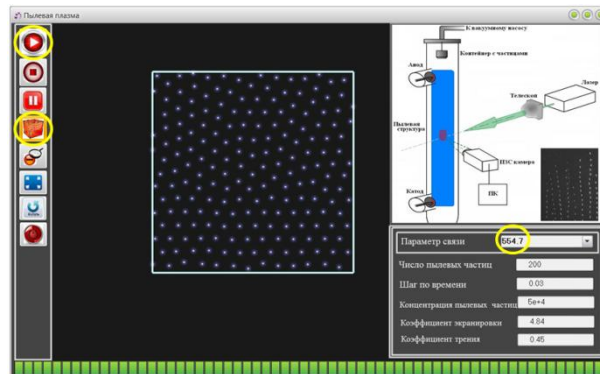


Рисунок 2 – Расположение частиц базовой ячейки в кристаллическом состоянии

## Литература

- [1] Ramazanov T.S., Dzhumagulova K.N. Shear viscosity of dusty plasma obtained on the basis of the langevin dynamics // 12 International workshop on the physics of non-ideal plasmas. -Darmstadt, 2006.- P.42.
- [2] Энджел Э. Интерактивная компьютерная графика. Вводный курс OpenGL. – М.: 2001. – 592 с.

## ДИССИПАЦИЯ ПЛАЗМЕННЫХ ВОЛН В ПЛОТНЫХ КУЛОНОВСКИХ СИСТЕМАХ

Ю.В. Архипов , А.Б. Ашикбаева , С.А. Сызганбаева , И.М. Ткаченко \*  
*Казахский Национальный Университет имени аль-Фараби, г. Алматы*  
 \**Валенсийский Политехнический Университет, Испания*

В данном исследовании предлагается численный расчёт декремента затухания плазменных волн и его анализ для двухкомпонентной полностью ионизованной водородной плазмы. Известно, что декремент затухания может быть определён как:

$$\tilde{\gamma}(k) = -\frac{\nu_{ei}}{2} - \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\omega_{Le}}{(k r_{De})^3} \exp\left[-\frac{1}{2k^2 r_{De}^2} - \frac{3}{2} + \frac{\lambda_{ee}^2}{2r_{De}^2} + \frac{G_e(k)}{2k^2 r_{De}^2}\right]. \quad (1)$$

В этом выражении первый член соответствует затуханию плазмонов из-за электрон – ионных столкновений  $\frac{\nu_{ei}}{2\omega_{Le}} = \frac{L\Gamma^2}{4}$ , в то время как второй - затуханию Ландау [1]. Для вычисления  $G_e(k)$ - статической функции локальных полей в (1), необходимо определить прямую корреляционную функцию  $\tilde{C}(k)$ , которая в свою очередь может быть найдена при решении уравнения Орнштейна –Цернике в ГПЦ приближении

$$G_a(k) = 1 + \frac{\tilde{C}(k) k_B T}{\tilde{\varphi}_{ab}(k)}. \quad (2)$$

Здесь  $\tilde{\varphi}_{ab}(k)$ – Фурье образ микропотенциала взаимодействия заряженных частиц

$$\varphi_{ab}(r, T) = \frac{e_a e_b}{r} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{r}{\lambda_{ab}}\right) \right] + \delta_{ae} \delta_{be} k_B T \ln 2 \exp\left(-\frac{r^2}{\lambda_{ee}^2 \pi \ln 2}\right). \quad (3)$$

На рис. 1 приведены кривые для декремента затухания плазменных волн при различных параметрах плазмы с использованием потенциала (3)

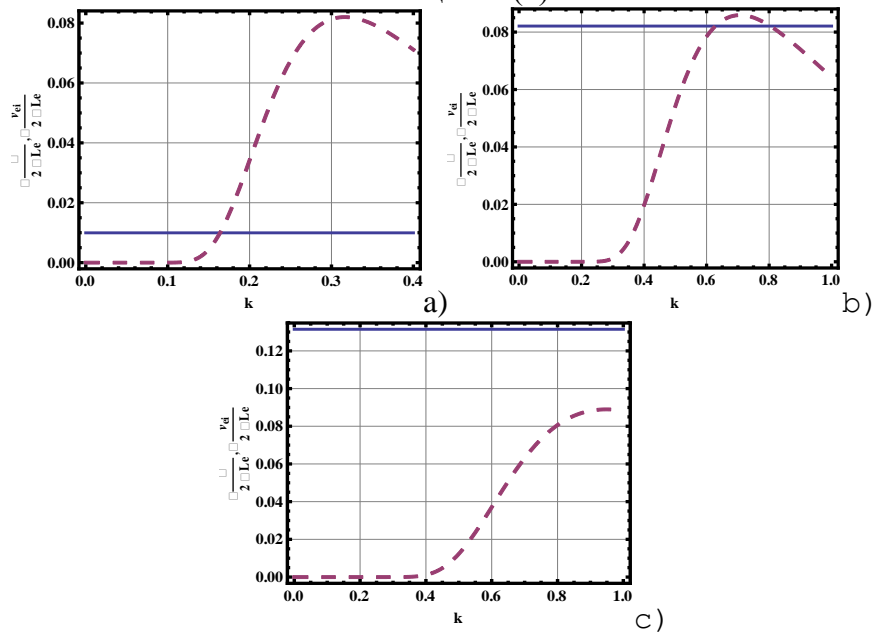


Рис. 1.(—) Столкновительная и (--) бесстолкновительная диссипация плазменных волн при а)  $\Gamma=0.1$ , б)  $\Gamma=0.6$ , в)  $\Gamma=0.9$ .

Полученные результаты свидетельствуют о том, что с увеличением параметра плотности плазмы происходит уменьшение бесстолкновительной диссипации продольных волн.

Литература:

1. Yu.V. Arkhipov, A.B. Ashikbaeva, F.B. Baimbetov, A.E. Davletov, K.V. Starikov Dissipation of plasmons in semiclassical plasmas// IV International Conference Plasma Physics and Plasma technology. Minsk, Belarus, September 15-19, 2003.

## СОДЕРЖАНИЕ

<b>ҚР ҰҒА академигі Такибаев Нұрғали Жабағаұлының қысқаша өмірбаяны</b>	4
<b>Краткая биография академика НАН РК Такибаева Нургали Жабагаевича</b>	5
<b>ПЛЕНАРНЫЕ ДОКЛАДЫ</b>	10
<b>М.Е. Abishev, В.А. Zhami, S. Toktarbay and Ye.К. Aimuratov</b> ORBITAL STABILITY OF THE RESTRICTED THREE BODY MOTION IN THE MECHANICS OF GENERAL RELATIVITY	10
<b>Пеньков Ф.М., Красовицкий П.М.</b> ДИФФУЗИЯ МОЛЕКУЛЫ БЕРИЛЛИЯ ПРИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЯХ	11
<b>Мукашев К.М.</b> КИНЕТИКА НАКОПЛЕНИЯ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ В СПЛАВАХ Ti-Ge	12
<b>ТЕПЛОФИЗИКА И ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ТЕПЛОТЕХНИКА</b>	13
<b>Ахмадия А.А.</b> ОСНОВЫ ТЕПЛОФИЗИКИ В ДИСТАНЦИОННОМ ЗОНДИРОВАНИИ ЗЕМЛИ.	13
<b>Бекбатырова Б.</b> ЖАРКЕНТ КРАХМАЛ ЗАУЫТЫ МЫСАЛЫНДА КРАХМАЛ ӨНДІРУ.	14
<b>Бекетаева М.Т., Болегенова С.А.</b> АНАЛИЗ ТЕЧЕНИЯ В ЦИРКУЛЯЦИОННОМ КОНТУРЕ ПАРОВОГО КОТЛА МЕТОДОМ ХАРАКТЕРИСТИК.	15
<b>Болегенова С.Ә., Бекмұхамет А., Ниетпаева А.А.</b> ҰҚСАМАҒАН ТУРБУЛЕНТТІЛІК ДЕНГЕЙДІҢ ПҚ-39 ЖАНУ ҚАЗАНДЫҒЫНДАҒЫ ЖЫЛУ МАССА ТАСЫМАЛЫНА ӘСЕРІН ЗЕРТТЕУ.	16
<b>Ержанов К. К., Асенов А.Р.</b> ВОССТАНОВЛЕНИЕ ПОТЕНЦИАЛА СКАЛЯРНОГО ПОЛЯ ПО ИЗВЕСТНОМУ МАСШТАБНОМУ ФАКТОРУ В БИГРАВИТАЦИОННОЙ МОДЕЛИ.	17
<b>Жаврин Ю.И., Косов Н.В., Федоренко О.В., Мукамеденкызы В., Исакова Я.В.</b> МНОГОКОМПОНЕНТНАЯ ДИФФУЗИЯ В СИСТЕМАХ С БАЛЛАСТНЫМ ГАЗОМ.	18
<b>Исатаев С.И., Төлеуов Г., Исатаев М.С., Ильясова Г.О., Шалбаева Ж., Аныкбаева А.</b> ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ДАВЛЕНИЯ ПО ПОВЕРХНОСТИ КРУГЛОГО ЦИЛИНДРА.	19
<b>Исатаев С.И., Төлеуов Г., Исатаев М.С., Озибаева А., Зейнегабиден Б., Кудайберсинова А.</b> ИССЛЕДОВАНИЕ ОБТЕКАНИЯ ТЕЛ ОДНОРОДНЫМ ПОТОКОМ.	20
<b>Исатаев С.И., Төлеуов Г., Исатаев М.С., Нұртұрған Н., Макенова А.</b> ОСРЕДНЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КРУГЛОЙ СТРУИ ПРИ НАЛИЧИИ АКУСТИЧЕСКОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ.	21
<b>Исатаев С.И., Исатаев М.С., Төлеуов Г., Аутан Г., Сейдолла Ж.</b> ҚИСЫҚСЫЗЫҚТЫ БЕТПЕН ТАРАЛАТЫН ЖАЗЫҚ АҒЫНШАНЫҢ ЖЫЛДАМДЫҚ ӨРІСІН ЗЕРТТЕУ.	22
<b>Исатаев С.И., Төлеуов Г., Исатаев М.С., Козыбакова Г.</b> МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ТЕПЛООБМЕНА ПРИСТЕННОЙ РАДИАЛЬНОЙ СТРУИ.	23
<b>Исатаев С.И., Төлеуов Г., Исатаев М.С., Маймакова Н., Аысбаева Н., Тұрғанбай А., Нургалиева Д.</b> ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНЫХ СТРУИ НА	



НАЧАЛЬНОМ И ПЕРЕХОДНОМ УЧАСТКАХ.	24
<b>Тастанбеков А.К., Исмаилов О. И., Мукамеденкызы В.</b> ОСОБЕННОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ГАЗОВОЙ ХРОМАТОГРАФИИ ДЛЯ АНАЛИЗА ПРОДУКТОВ ГОРЕНИЯ.	25
<b>Қойжанова М.Ж.</b> ҚАЗАҚСТАН РЕСПУБЛИКАСЫНДА «САЙРАМ–СҮТ» ЖШС МЫСАЛЫНДА СҮТ ӨНІМДЕРІН ӨНДІРУ.	26
<b>Молдабекова М.С., Асембаева М.Қ., Ержанқызы А.</b> КӨПКOMPONENTTІ ГАЗ ҚОСПАЛАРЫНДАҒЫ МАССАТАСЫМАЛДАУ ПРОЦЕСІН ЗЕРТТЕУ.	27
<b>Мукамеденкызы В., Нуртаева Г.К.</b> C <sub>3</sub> H <sub>8</sub> +0,75 N <sub>2</sub> O-CO <sub>2</sub> ГАЗ ЖҮЙЕСІНДЕГІ ДИФФУЗИЯЛЫҚ ОРНЫҚСЫЗДЫҚ.	28
<b>Бөлегенова С.А., Мукашева Г.К.</b> ӨЗДІГІНЕН ТҰТАНУ ПРОЦЕСТЕРІН САНДЫҚ МОДЕЛЬДЕУ.	29
<b>Мусаханова А., Асембаева М.К.</b> ҚҰРАМЫ ӘРТҮРЛІ ГАЗ ЖҮЙЕЛЕРІНІҢ ЭФФЕКТИВТІК ДИФФУЗИЯ КОЭФИЦИЕНТТЕРІНІҢ ТЕМПЕРАТУРАЛЫҚ ТӘУЕЛДІЛІГІ.	30
<b>Мухтарова М.Н., Нурмуханова А.З., Нурсейтова А.К.</b> КЕРАМИКА В МЕДИЦИНЕ.	31
<b>Мажренова Н.Р., Нұғыманова А.О.</b> СНИЖЕНИЕ ВРЕДНОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ НА ОКРУЖАЮЩУЮ СРЕДУ ТЕПЛОВЫХ ЭЛЕКТРОСТАНЦИЙ НА ОСНОВЕ ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВОЙ ТЕХНОЛОГИИ.	32
<b>Нұржұма Г.М., Асембаева М.К.</b> ҚҰРАМЫНДА ӘРТҮРЛІ КОНЦЕНТРАЦИЯЛЫ СУТЕГІ, АЗОТ ЖӘНЕ МЕТАН БАР ГАЗ ЖҮЙЕЛЕРІНІҢ ЭФФЕКТИВТІК ДИФФУЗИЯ КОЭФИЦИЕНТТЕРІНІҢ ТЕМПЕРАТУРАЛЫҚ ТӘУЕЛДІЛІГІ.	33
<b>Манатбаев Р.К., Тулепбергенов А.К., Шерниязов К.Е., Узакова Ж.И.</b> О СТАЦИОНАРНОМ 2-D МОДЕЛЕ ВЕТРОТУРБИНЫ ДАРЬЕ.	34
<b>Елубаева Б.Т., Манатбаев Р.К., Тулепбергенов А.К., Уалиев Ж.Р.</b> О НЕСТАЦИОНАРНОМ РЕЖИМЕ РАБОТЫ ВЕТРОТУРБИНЫ ДАРЬЕ.	35
<b>Танатаркызы А.</b> ПРОИЗВОДСТВО АСФАЛЬТОБЕТОННОЙ СМЕСИ НА ПРИМЕРЕ ПРОИЗВОДСТВЕННОЙ БАЗЫ ТОО «К-КУРЫЛЫС».	36
<b>Төлеуов Ғ.К., Болысбекова Ш.А.</b> АЭРОДИНАМИКАЛЫҚ ӨЛШЕУЛЕРДІҢ МЕТРОЛОГИЯЛЫҚ АСПЕКТІЛЕРІ.	37
<b>Ершин Ш.А., Ершина А.К., Манатбаев Р.К., Тулепбергенов А.К.</b> ОБ ОДНОМ РАСЧЕТЕ ВРАЩЕНИЯ ВЕТРОТУРБИНЫ БИДАРЬЕ.	38
<b>Исатаев С.И., Исатаев М.С., Төлеуов Ғ., Тоқсанбаева А., Байсан Р., Есім Н.</b> ЖАРТЫЛАЙ ШЕКТЕЛГЕН ЖАЗЫҚ АҒЫНШАНЫҢ АЭРОДИНАМИКАСЫ.	39
<b>Асқарова Ә.С., Бөлегенова С.Ә., Бекмухамет А., Ниетпаева А.А., Усербаев Б.</b> FLOREAN БАҒДАРЛАМАЛЫҚ ҚҰРАЛЫ АРҚЫЛЫ БКЗ-420 ЖАНУ ҚАЗАНДЫҒЫНДАҒЫ ЖЫЛУФИЗИКАЛЫҚ ПРОЦЕСТЕРДІ ЗЕРТТЕУ.	40
<b>Косов В.Н. , Молдабекова М.С. , Мукамеденкызы В., Федоренко О.В.</b> КОЛЕБАТЕЛЬНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ В ТРЕХКОМПОНЕНТНЫХ ГАЗОВЫХ СМЕСЯХ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ДАВЛЕНИЯХ С УЧЕТОМ РЕАЛЬНЫХ СВОЙСТВ СМЕШИВАЮЩИХСЯ КОМПОНЕНТОВ.	41
<b>ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА, ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА И ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ</b>	42

<b>Atamurotov F. and Pardaev N.</b> SILHOUETTE OF ROTATING 5D BLACK HOLE	42
<b>B. A. Toshmatov</b> ENERGY EXTRACTION FROM D-DIMENSIONAL BLACK HOLE	43
<b>S.R. Shaymatov and N. Pardaev.</b> DESTROYING A NEAR-EXTREMAL KERR BLACK HOLE WITH A CHARGED PARTICLE	44
<b>Ташпулатов С.М.</b> О СПЕКТРАЛЬНЫХ СВОЙСТВАХ ОПЕРАТОРА ЭНЕРГИИ ТРЕХЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМ В МОДЕЛИ ХАББАРДА	45
<b>B.S.Ishkhanov, M.A.Makarov, V.N.Orlin, N.N.Peskov, M.E.Stepanov, V.V.Varlamov</b> NEW DATA ON PARTIAL PHOTONEUTRON REACTION CROSS SECTIONS OBTAINED USING THE NEW APPROACH FOR ANALYSIS AND EVALUATION	46
<b>Абишев М.Е., Кенжебаев НБ., Хасанов М.К.</b> МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕЙТРОННОГО КАТАЛИЗА МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО	47
<b>А. М. Азимханова, О. В. Разина</b> СКАЛЯРНО-ФЕРМИОННАЯ МОДЕЛЬ С МОДИФИЦИРОВАННЫМ ЛАГРАНЖИАНОМ	48
<b>Алтайбаева А.Б.</b> ГЕОМЕТРОТЕРМОДИНАМИКА НЕЙТРАЛЬНЫХ ЧЕРНЫХ КОЛЕЦ	50
<b>Бактыбаев К., Далелханкызы А.</b> НУКЛОННО-ПАРНАЯ МОДЕЛЬ КОЛЛЕКТИВНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ ЯДЕР	51
<b>Е. Бакытбек, К.Р. Мырзакулов</b> ОБ ОДНОЙ МОДЕЛИ ТЕМНОЙ ЭНЕРГИИ В F(T) ГРАВИТАЦИИ	51
<b>К.К. Ержанов, К.Б. Бейсебаева</b> ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ТЕМНОЙ ЭНЕРГИИ РИЧЧИ С ЛОГАРИФМИЧЕСКИМ ИСПРАВЛЕНИЕМ	52
<b>Бектасова Д.</b> СИСТЕМАТИЗАЦИЯ И ОБОБЩЕНИЕ ДАННЫХ ПО НЕЙТРОННЫМ ЗВЕЗДАМ	54
<b>Бошқаев Қуантай</b> КЛАССИКАЛЫҚ ФИЗИКАДА БАЯУ АЙНАЛАТЫН ЖҰЛДЫЗДАР	55
<b>Бошқаев Қуантай</b> НЕЙТРОНДЫҚ ЖҰЛДЫЗДАР ЖӘНЕ ОЛАРДЫҢ МАГНИТ ӨРІСІ	55
<b>Гузиенко Н.С., Разина О.В</b> КОСМОЛОГИЧЕСКАЯ ДИНАМИКА СКАЛЯРНОГО ПОЛЯ	56
<b>Н.Т. Данаев, Б.С. Дарибаев</b> ОБ ОДНОМ ИТЕРАЦИОННОМ АЛГОРИТМЕ ЧИСЛЕННОГО РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЙ ТЕПЛОВОЙ КОНВЕКЦИИ	57
<b>К.А. Жусупбеков, О.В. Разина</b> КОСМОЛОГИЯ К-ЭССЕНЦИИ ДЛЯ ВСЕЛЕННОЙ ФРИДМАНА-РОБЕРТСОНА-УОКЕРА	59
<b>С.А.Ибраимова, А.Ш. Гайтинов, И.А.Лебедев, А.И.Федосимова</b> ПАРАМЕТРЫ ДИСКРИТИЗАЦИИ КАСКАДНОЙ КРИВОЙ ДЛЯ МИНИМИЗАЦИИ ЧИСЛА СЛОЕВ ТОНКОГО КАЛОРИМЕТРА	60
<b>Имамбеков О.И., Белисарова Ф.Б., Баймурзинова Б.С., Несипбай А.Ж.</b> РОЛЬ ЭФФЕКТОВ ВНЕМАССОВОСТИ И ПЕРЕРАССЕЯНИЯ ПРИ АНАЛИЗЕ РЕАКЦИИ $pp \rightarrow \{pp\} \pi^0$	61
<b>Исмаилова А.Ж., Разина О.В.</b> КОСМОЛОГИЯ С ГИБРИДНЫМ ЗАКОНОМ РАСШИРЕНИЯ	62

<b>Д.Ж.Кенжалин, Ш.Р.Мырзақұл</b> БІРҚАЛЫПТЫ ЕМЕС ТҮТҚЫРЛЫ КҮҢГІРТ ЭНЕРГИЯ.	63
<b>Кенжебаев Н., Курмангалиева В.О., Такибаева М.Н., Нусипалиева М.А., Отцука Н.</b> КРАТКОЕ ОПИСАНИЕ СТАТЬЕЙ СКОМПИЛИРОВАННЫХ В БАЗУ EXFOR ГРУППОЙ CA-NRDB	65
<b>А.М. Кунарова, О.В. Разина</b> МОДЕЛЬ ТЕМНОЙ ЭНЕРГИИ ДЛЯ СКАЛЯРНОГО ПОЛЯ	66
<b>З.К. Макишева, О.В. Разина</b> РЕШЕНИЕ ДЕ-СИТТЕРА ДЛЯ G-ЭССЕНЦИИ С ПОТЕНЦИАЛОМ ТИПА ЮКАВЫ	67
<b>А.О. Муканова, Т.В. Кульсартов, Е.В.Чихрай, В.П. Шестаков, Ю.Н. Гордиенко, Ю.В. Понкратов, Ж.А. Заурбекова, И.Е.Кенжина</b> АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ТЕРМОДЕСОРБЦИОННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ИССЛЕДОВАНИЮ ВЫДЕЛЕНИЯ ТРИТИЯ ИЗ ОБЛУЧЕННОГО БЕРИЛЛИЯ РАЗЛИЧНЫХ МАРОК	68
<b>Myrzakul Sh. R., Maksutkhan T.</b> INHOMOGENEOUS VISCOUS FLUIDS IN FRW SPACE TIME	69
<b>Е.М. Мырзакулов, Т.Р. Мырзакул</b> СВЯЗЬ ОБОБЩЕННОГО ГАЗА ЧАПЛЫГИНА С НЕОДНОРОДНОЙ ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТЬЮ	70
<b>Н.Р.Есбаева, О.В. Разина</b> МОДИФИЦИРОВАННАЯ МОДЕЛЬ СКАЛЯРНОГО ПОЛЯ	71
<b>Насирова Д.М., Такибаев Н.Ж., Курмангалиева В.О., Такибаева М.Н.</b> РЕАКЦИИ ОБРАТНОГО - РАСПАДА В ОБОЛОЧКАХ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД	72
<b>Snow M.W.1, Zhumabekova V.N.2</b> PARITY VIOLATING NEUTRON SPIN ROTATION	74
<b>Оразымбетова Н.Т.1, Антонова В.П.2, Нұрғалиева Қ.Е.1</b> КҮН ҚАРҚЫМДЫЛЫҒЫНЫҢ КЕДЕЙСОҚ ҚҰБЫЛЫСТАРЫ КЕЗІНДЕГІ АТМОСФЕРА ҚЫСЫМЫНЫҢ АУЫТҚУЛАРЫН ЗЕРТТЕУ	75
<b>Рахимов О.Г. Джапарова Р.К.</b> ГРАВИТАЦИОННЫЙ ЗАХВАТ НАМАГНИЧЕННЫХ ЧАСТИЦ ВОКРУГ ЧЕРНОЙ ДЫРЫ ШВАРЦШИЛЬДА В ОДНОРОДНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ	76
<b>Ж. М. Сагидуллаева, О. В. Разина</b> МОДЕЛЬ K-ЭССЕНЦИИ И ГАЗ ЧАПЛЫГИНА	77
<b>Садыков Т.Х., Покровский Н.С., Застрожнава Н.Н., Таутаев Е.М., Жамауова Т.К.</b> ИЗУЧЕНИЕ УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ВО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ КОСМИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ С ПЛОТНОЙ МИШЕНЬЮ И СРАВНЕНИЕ С ДАНЫМИ БОЛЬШОГО АДРОННОГО КОЛЛАЙДЕРА	78
<b>Садыков Т.Х., Застрожнава Н.Н., Таутаев Е.М., Жамауова Т.К.</b> ИЗУЧЕНИЕ КОЭФИЦИЕНТА НЕУПРУГОСТИ ВО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ КОСМИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ С МИШЕНЬЮ ПРИ ЭНЕРГИЯХ БОЛЬШЕ $10^{13}$ ЭВ	79
<b>Спанова Г.А., Такибаев Н.Ж., Жумабекова В.Н.</b> ИЗУЧЕНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ОТРАЖАТЕЛЕЙ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ	80
<b>Д.Н. Талипова, О.В. Разина</b> КОСМОЛОГИЯ МОДЕЛИ G-ЭССЕНЦИИ. РЕШЕНИЕ БЕЗ ПЕРЕСЕЧЕНИЯ ФАНТОМНОГО РАЗРЫВА.	81
<b>С.С. Беков, К.Р. Мырзакулов</b>	

НЕКОТОРАЯ КОСМОЛОГИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ БЪЯНКИ I В F(T) ГРАВИТАЦИИ <b>Жумабекова В.Н., Хасанов М.К.</b>	83
МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ С МЕТАЛЛИЧЕСКИМ БЕРИЛЛИЕМ <b>А.Т.Темиралиев, А.К.Данлыбаева</b>	84
ФОРМИРОВАНИЕ СТРУКТУР В НЕЛИНЕЙНОЙ КВАРК-ГЛЮОННОЙ ЭВОЛЮЦИИ <b>П.Ю. Цыба</b>	85
СИНГУЛЯРНОСТИ И УСКОРЕННОЕ РАСШИРЕНИЕ ВСЕЛЕННОЙ <b>Н. Е. Eshkuvatov.</b>	86
ANOMALOUS VARIATION IN GPS TEC PRIOR TO THE 26 MAY 2013 BULUNG'UR, EARTHQUAKE: KITAB GPS STATION. <b>J.R.Rayimbaev</b>	87
PLASMA MAGNETOSPHERE OF DEFORMED NEUTRON STARS. <b>Абдурахманов Ж.З., Жаугашева С.А.</b>	88
УЛЬТРА-СУЫҚ АТОМДАРДАҒЫ АНГАРМОНИКАЛЫҚ ЭФФЕКТИЛЕРДІ ЗЕРТТЕУ. <b>С.А. Алдабергенов, К.Р. Мырзакулов.</b>	89
ОБ ОДНОЙ МОДЕЛИ ФРУ В ТЕОРИИ F(T) ГРАВИТАЦИИ. <b>Г.С. Алтаева, К.Р. Мырзакулов.</b>	90
МОДИФИЦИРОВАННЫЙ ГАЗ ЧАПЛЫГИНА В КОСМОЛОГИИ К- ЭСССИНЦИИ. <b>А.Х. Аргынова, А.Ш. Гайтинов, А.А. Локтионов.</b>	91
СИЛЬНЫЕ ФЛУКТУАЦИИ В НАЧАЛЬНЫХ УСЛОВИЯХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ТЯЖЕЛЫХ И ЛЕГКИХ ЯДЕР ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ. <b>А.Ш. Гайтинов, И.А. Лебедев, А.И. Федосимова .</b>	92
ИССЛЕДОВАНИЕ ДАЛЬНИХ И БЛИЖНИХ КОРРЕЛЯЦИЙ ВО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ЯДЕР ЗОЛОТА 10.7 А ГЭВ С ЯДРАМИ ФОТОЭМУЛЬСИИ. <b>Н. Буртебаев, А. Дуйсебаев, Н.В. Глущенко, Ж.К. Керимкулов, М. Насурлла, А. Амар, С.Б. Сакута<sup>3</sup>, С.В. Артемов<sup>4</sup></b>	93
ИЗУЧЕНИЕ РЕАКЦИИ ${}^7\text{Li}(d,t){}^6\text{Li}$ ПРИ ЭНЕРГИИ 25 МэВ. <b>К.А. Гриднев, В.В. Дьячков, А.В. Юшков .</b>	94
ИЗУЧЕНИЕ ЯВЛЕНИЯ ПОДЪЕМА СЕЧЕНИЙ В ПЕРЕДНЕЙ ПОЛУСФЕРЕ УГЛОВ НА ОСНОВЕ МУЛЬТИКЛАСТЕРНОЙ СТРУКТУРЫ ЛЕГКИХ ЯДЕР. <b>К.К. Ержанов, А.Еркинбай.</b>	95
КВАНТОВАНИЕ ЧЕРНЫХ ДЫР. <b>К.К. Ержанов, У.А. Уалиханова.</b>	96
РЕШЕНИЕ КОСМОЛОГИЧЕСКИХ ЗАДАЧ В МОДЕЛЯХ F(T)-ГРАВИТАЦИИ. <b>К. К. Ержанов А. Р. Асенов.</b>	97
ВОССТАНОВЛЕНИЕ ПОТЕНЦИАЛА СКАЛЯРНОГО ПОЛЯ ПО ИЗВЕСТНОМУ МАСШТАБНОМУ ФАКТОРУ В БИГРАВИТАЦИОННОЙ МОДЕЛИ. <b>М.Б. Жасыбаева, Г.К. Мамырбекова, Н.Г. Нугманова.</b>	98
ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ДАРБУ ДЛЯ ОДНОЙ ОБОБЩЕННОЙ СПИНОВОЙ МОДЕЛИ. <b>D. Minal, S.A. Zhaugasheva, N. Khabyl, G.C. Nurbakova.</b>	99
THE EXCLUSIVE RARE DECAY $B \rightarrow K^* \bar{l} l$ IN A RELATIVISTIC QUARK MODEL. <b>С.А. Жаугашева, А.К. Бекбаев, Г. Амантай.</b>	100
ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА $HT^+$ МОЛЕКУЛЯРНОГО ИОНА ВОДОРОДА. СВЕРХТОНКАЯ СТРУКТУРА.	

<b>В.В. Оскомов, А.Н. Седов, Н.О. Садуев, О.А. Каликулов, К.О. Мендибаев, А.И. Жумабаев, Е.С. Мухамеджанов, Б.А. Искаков, Д.М. Байгарашев, Е.М. Таутаев, И.Е. Кенжина.</b> МИКРОМОЩНЫЕ УЗЛЫ РАДИОЭЛЕКТРОННОГО ТРАКТА НЕЙТРОННОГО ДЕТЕКТОРА.	101
<b>А.А. Куйкабаева, И.Л. Тажибаева.</b> ТРИТИЙДІ ҰСТАУ УАҚЫТЫ МЕН ГАЗ БӨЛІНУ ҮЛЕСІ.	102
<b>А.А. Куйкабаева, И.Л. Тажибаева.</b> РЕАКТОРЛЫҚ СӘУЛЕЛЕНДІРУ ҮРДІСІНДЕГІ ЛИТИЙ КЕРАМИКА ҮЛГІСІНЕН ТРИТИЙ АҒЫНЫНЫҢ ӨЗГЕРУІ.	103
<b>A.S. Kussainov, S.G. Kussainov, G.B. Turmaganbet.</b> COMPUTER MODEL OF THE GROVER'S ALGORITHM.	104
<b>Ш.Р. Мырзакул, Т.Р. Мырзакул.</b> ПЕРЕХОД МАТЕРИИ ОТ СОСТОЯНИЯ НЕОДНОРОДНОЙ ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ В МОДИФИЦИРОВАННЫЙ ГАЗ ЧАПЛЫГИНА.	105
<b>Ш.Р. Мырзакул, Н.А. Мырзакулов.</b> ФРУ КОСМОЛОГИЯ ПОЛИТРОПНОГО ГАЗА.	106
<b>Myrzakul Sh. R., Maksutkhan T.</b> INHOMOGENEOUS VISCOUS FLUIDS IN FRW SPACE TIME.	107
<b>Мырзакулов Н.А.</b> ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ТЕМНОЙ ЭНЕРГИИ С ТЕМНОЙ МАТЕРИЕЙ.	108
<b>Н. Хабыл.</b> ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА МЕЗОНОВ СОСТОЯЩИХ ИЗ С И В КВАРКОВ, С УЧЕТОМ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ПОПРАВOK.	109
<b>М.Динейхан, С.А. Жаугашева, Г.С. Нурбакова А. Исадыков.</b> ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ ПАРА- И ОРТОПОЗИТРОНИЯ С УЧЕТОМ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ПОПРАВКИ.	110
<b>Оразбеков Бақытжан, Жақсыбеков Арман.</b> <sup>9</sup> Be ЯДРОСЫНЫҢ КЕЙБІР ЭЛЕКТРОСТАТИКАЛЫҚ ҚАСИЕТТЕРІ.	111
<b>Жаугашева С.А., Сайдуллаева Г.Г., Нурбакова Г.С., Хабыл Н.</b> ОПРЕДЕЛЕНИЕ ШИРИН СИЛЬНЫХ РАСПАДОВ $X \rightarrow J / \psi + 2\pi(3\pi)$ И $X \rightarrow D + \bar{D} + \pi$ В РЕЛЯТИВИСТСКОЙ МОДЕЛИ КВАРКОВ.	112
<b>Сайлаубек Дінмұхамед, Турсунбаев Нурбек.</b> <sup>9</sup> Be ЯДРОСЫНЫҢ МАГНИТТІК ЖӘНЕ ОКТУПОЛЬДІК МОМЕНТТЕРІ.	113
<b>Валиолда Д.С., Джансейтов Д.М., Исадыков А.Н.</b> ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ГАММА СПЕКТРОМЕТРОВ НА ПУЧКАХ РАДИОАКТИВНЫХ ЯДЕР.	114
<b>Джансейтов Д. М.</b> ОПТИМИЗАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ МАССИВА ДЕТЕКТОРОВ НА ОСНОВЕ CSI(TL) ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ПО ОПРЕДЕЛЕНИЮ 2P РАСПАДА В <sup>17</sup> NE.	115
<b>А.А. Pakimov.</b> PARTICLE ACCELERATION IN KERR-TAUB-NUT NAKED SINGULARITIES.	116
<b>Yevgen SHIKHRAV, Timur KULSARTOV, Vladimir SHESTAKOV, Aliya MUKANOVA, Inesh KENZHINA, Saulet ASKERBEKOV, Zhenis BEKISHEV, Habibulla ABDULLIN, Rinata NEMKAYEVA, Nariaki SAKABA, Taiju SHIBATA, Junya SUMITA.</b> HIGH-TEMPERATURE CORROSION OF REACTOR GRAPHITES.	117
<b>С.Кунаков, Н.Такибаев, Н.Кенжебаев</b> МОДЕЛИРОВАНИЕ НАКОПЛЕНИЕ ТРИТИЯ В БЕРИЛЛИЕВОМ МАТЕРИАЛЕ	118
	119

ПОД НЕЙТРОННЫМ ОБЛУЧЕНИЕМ	
<b>Kunakov S., Sultanov A., Akpanbetov A.</b>	120
NEUTRONIC CALCULATIONS OF AN ACTIVE ZONE OF A PROTOTYPE OF A NUCLEAR POWER REACTOR ON FAST NEUTRONS OF BN-800	
<b>М.Д.Шинибаев, А.А.Беков, К.С.Астемесова, Д.И.Усипбекова</b>	121
ПОСТУПАТЕЛЬНО-ВРАЩАТЕЛЬНЫЕ ДВИЖЕНИЯ ИСЗ В СТАЦИОНАРНОМ ПОЛЕ ТЯГОТЕНИЯ ХИЛЛА	
<b>М. Бакабаев, В.О. Курмангалиева, Н.Ж. Такибаев</b>	122
РЕСУРСЫ И ЗАДАЧИ ЦЕНТРАЛЬНО-АЗИАТСКОЙ БАЗЫ ДАННЫХ ПО ЯДЕРНЫМ РЕАКЦИЯМ	
<b>Имамбеков О.И., Белисарова Ф.Б., Пасилтай А.Б.</b>	123
УПРУГОЕ ПИОН-ПРОТОННОЕ РАССЕЙЯНИЕ В Δ-РЕЗОНАНСНОЙ ОБЛАСТИ	124
<b>ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА И НЕЛИНЕЙНАЯ ФИЗИКА</b>	125
<b>Amonov M.Z., Nuritdinov I.</b>	
ON NATURE OF COLOR CENTERS IN QUARTZ WAVEGUIDE FIBERS	125
<b>Amonov M.Z., Nuritdinov I., Haydarov R.N.</b>	
INFLUENCE OF THERMAL TREATMENT ON OPTICAL CHARACTERISTICS OF HfO <sub>2</sub> -HoO <sub>2</sub> CRYSTALS	126
<b>Amonov M.Z., Nuritdinov I., Haydarov R.N.</b>	126
ЦЕНТРОВ ОКРАСКИ γ-ОБЛУЧЕНИЕМ В КРИСТАЛЛАХ НА ОСНОВЕ HfO <sub>2</sub>	
<b>Абдуллин Х.А., Гусейнов Н.Р., Калкозова Ж.К., Айтова А.С., Торбаева Б.Д.</b>	
ПОЛУЧЕНИЕ НАНОТЕКСТУРИРОВАННОЙ ПОВЕРХНОСТИ КРЕМНИЯ МЕТОДОМ СЕЛЕКТИВНОГО ХИМИЧЕСКОГО ТРАВЛЕНИЯ, ИНИЦИИРОВАННОГО МЕТАЛЛИЧЕСКИМИ НАНОКЛАСТЕРАМИ СЕРЕБРА	127
<b>Abdykadyrov B.</b>	
DENSITY FUNCTIONAL THEORY (DFT) INVESTIGATION ON THE STRUCTURE AND ELECTRONIC PROPERTIES OF ABO <sub>3</sub> -TYPE PEROVSKITES	128
<b>Аканаев. Б.А., Манаков С.М.</b>	
КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СИСТЕМ СОЛНЕЧНЫХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ	129
<b>Алпысбаева. Б.Е. , Абдуллин Х.А. , Гусейнов Н.Р.</b>	
ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРНЫХ ОСОБЕННОСТЕЙ АНОДНОГО ПОРИСТОГО ОКСИДА АЛЮМИНИЯ С ПОМОЩЬЮ МЕТОДОВ АТОМНО-СИЛОВОЙ И СКАНИРУЮЩЕЙ ЭЛЕКТРОННОЙ МИКРОСКОПИИ	130
<b>Дюсембаев С.А., Толепов Ж.К., Гусейнов Н.Р., Приходько О.Ю., Алмасов Н.Ж., Максимова С.Я.</b>	133
ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПЛЕНОК Ge <sub>2</sub> Sb <sub>2</sub> Te <sub>5</sub> , ЛЕГИРОВАННЫХ МЕДЬЮ	
<b>Zhanabaev Z.Zh., Grevtseva T.Yu., Imanbayeva A.K.</b>	134
MODELING OF QUANTUM NANOWIRES	
<b>Жанаева Л.П., Яр-Мухамедова Г.Ш.</b>	
КОМПОЗИЦИОНАЛЫҚ ҚАПТАМАЛАРДЫҢ МИКРОҚАТТЫЛЫҒЫНА НАНОДИСПЕРСИЯЛЫҚ ФАЗАЛАРДЫҢ КОНЦЕНТРАЦИЯЛАРЫНЫҢ ҚАТЫНАСТАРЫНЫҢ ӘСЕРІН ЗЕРТТЕУ	135
<b>Ismailova G.A., Komarov F.F., Yssemberdyeva N.B., Zhusipbekova F.B., Kaliyeva A.G., Nurgalieva A., Markhabaeva A.A.</b>	
RESEARCH NANOCOMPOSITES BY METHOD SCANNING PROBE MICROSCOPY	137
<b>Ismailova G.A., Komarov F.F., Yssemberdyeva N.B., Zhusipbekova F.B., Kaliyeva A.G., Koshymova M.O., Markhabaeva A.A.</b>	

DISTRIBUTION OF PARTICLES SIZE OF NANOCRYSTALS IN Si OBTAINED BY METHOD ION IMPLANTATION	138
<b>Кулбеков М.К.</b>	
НОВЫЕ ОБЪЕМНО-ПОВЕРХНОСТНЫЕ ЗОНАЛЬНЫЕ ЦВЕТОВЫЕ ЭФФЕКТЫ В ТЕХНОЛОГИИ ТОПЛИВОСОДЕРЖАЩИХ КЕРАМИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ	139
<b>Кирдяшкин В.И., Купчишин А.И., Кылышканов М.К., Суржиков А.П., Щмыгалева Т.А.</b>	
РАЗРАБОТКА ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ РЕЖИМОВ И ПОЛУЧЕНИЕ ОПЫТНЫХ ОБРАЗЦОВ КОМПОЗИТОВ НА ОСНОВЕ ПОЛИМЕРОВ И ОКИСИ ЖЕЛЕЗА	140
<b>Кирдяшкин В.И., А.И Купчишин, Тронин Б.А., Шмыгалева Т.А., Ходарина Н.Н.</b>	
РАЗРАБОТКА РАДИАЦИОННОЙ ТЕХНОЛОГИИ ИЗГОТОВЛЕНИЯ СИСТЕМЫ ПОЛИМЕР-МЕТАЛЛ	141
<b>Тлебаев К.Б., А.И. Купчишин, Комаров Ф.Ф., Лисицын В.М., Мурадов А.Д., Пак В.Х.</b>	
РАЗРАБОТКА ТЕХНОЛОГИИ ИЗГОТОВЛЕНИЯ МАТЕРИАЛОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ИЗЛУЧЕНИЙ	141
<b>Тлебаев К.Б., А.И. Купчишин, Лисицын В.М., Б.А. Тронин , Пак В.Х.</b>	
РАЗРАБОТКА РАДИАЦИОННОЙ ТЕХНОЛОГИИ ИЗГОТОВЛЕНИЯ МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ АЗИДОВ СЕРЕБРА	142
<b>Тлебаев К.Б., А.И. Купчишин, Лисицын В.М.</b>	
РАЗРАБОТКА ТЕХНОЛОГИИ РАДИАЦИОННОЙ ОБРАБОТКИ И ПОЛУЧЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ОБРАЗЦОВ НА ОСНОВЕ СМОЛ И ИОННЫХ КРИСТАЛЛОВ	143
<b>В.И. Кирдяшкин, А.И Купчишин, А.Т. Абдухаирова, В.М. Лисицын</b>	
РАЗРАБОТКА ТЕХНОЛОГИИ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ЛЮМИНОФОРНЫХ МАТЕРИАЛОВ	144
<b>Купчишин А.И., Наурызбаев М.К., Шмыгалев Е.В., Кирдяшкин В.И., Абдухаирова А.Т.</b>	
РАМАНОВСКИЕ СПЕКТРЫ СИСТЕМЫ ПОЛИМЕРНАЯ СМОЛА-ШУНГИТ	145
<b>Ж.К. Каирбеков, А.И. Купчишин, Б.А. Тронин, А.П. Суржиков, Ф.Ф. Комаров, В.М. Лисицын, Н.Н.Ходарина</b>	
РАЗРАБОТКА ТЕХНОЛОГИЧЕСКОЙ ЛИНИИ И РЕЖИМОВ ОБРАБОТКИ ЭЛЕКТРОННЫМИ ПОТОКАМИ НИЗКОСОРТНЫХ УГЛЕЙ	146
<b>А.И Купчишин, К.Б Тлебаев, А.О. Нусипова, С.А. Шомшекеева</b>	
ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ДОЗЫ ОБЛУЧЕНИЯ НА ТЕПЛОВЫЕ СВОЙСТВА КОМПОЗИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ, ОБЛУЧЕННЫХ ЭЛЕКТРОНАМИ	147
<b>Манаков С.М., Аканаев Б.А.</b>	
СТРУКТУРНЫЕ СВОЙСТВА ГЕТЕРОПЕРЕХОДА GaAs/NiSb	148
<b>Н.К. Манабаев, Н.Р. Гусейнов, С.Я. О.Ю. Приходько, Максимова, С.Л. Михайлова, Е.А. Дайнеко</b>	
ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ АЛМАЗОПОДОБНЫХ УГЛЕРОДНЫХ ПЛЕНОК, ЛЕГИРОВАННЫХ ПРИМЕСЬЮ ПЛАТИНЫ	149
<b>Б.Ж.Нурахметов, Н.У.Сабилов, А.Н.Байдельдинова, В.И. Омарова, Г.И.Ксандопуло</b>	
ГОРЕНИЕ СЛОЕВЫХ НЕОРГАНИЧЕСКИХ СИСТЕМ В УСЛОВИЯХ ВРАЩЕНИЯ С ПОЛУЧЕНИЕМ КОМПОЗИЦИОННЫХ И ГРАДИЕНТНЫХ МАТЕРИАЛОВ	150
<b>А.Е.Сергазиев, Г.И.Ксандопуло</b>	
ГРАВИТАЦИОННО-ЦЕНТРОБЕЖНЫЙ СПОСОБ ОБОГАЩЕНИЯ	

ВОЛЬФРАМОВОЙ РУДЫ	152
<b>А.Б. Усеинов, А.Т. Акылбеков, А.К. Даулетбекова</b> НЕЭМПИРИЧЕСКИЕ РАСЧЕТЫ ПРИМЕСИ ВОДОРОДА В КРИСТАЛЛЕ ZNO	154
<b>Г.Ш. Яр-Мухамедова, Г.А. Исмаилова, А. Мархабаева</b> ОСОБЕННОСТИ МИКРОСТРУКТУРЫ НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ ЭЛЕКТРО-ЛИТИЧЕСКИХ КОМПОЗИЦИЙ	155
<b>Н.У.Сабилов, Б.Ж.Нурахметов, Г.Ш.Яр-Мухамедова, А.Н.Байдельдинова, В.И. Омарова, Г.И.Ксандопуло</b> ПРИМЕНЕНИЕ ЦЕНТРОБЕЖНОГО УСКОРЕНИЯ В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОМ СИНТЕЗЕ КЕРАМИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ	156
<b>Akanayev B.A., Egorov F.A., Turtayev A., Zhaukenov A.S.</b> MODELING OF FIBER OPTIC LASER BY NEODYMIUM	157
<b>ФИЗИКА ПЛАЗМЫ И КОМПЬЮТЕРНАЯ ФИЗИКА</b>	158
<b>Ахтанова Г.Б., Габдуллин М.Т.</b> ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КВАЗИКЛАССИЧЕСКОЙ ЧАСТИЧНО ИОНИЗОВАННОЙ ГЕЛИЕВОЙ ПЛАЗМЫ	158
<b>Батрышев Д.Г., Рамазанов Т.С., Досболаев М.К., Габдуллин М.Т., Оразбаев С.А.</b> ПРОЦЕСС СЕПАРАЦИЙ ПОЛИДИСПЕРСНЫХ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ В ПЛАЗМЕ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ЕМКОСТНОГО РАЗРЯДА	158
<b>Д.Г. Батрышев, Х.А. Абдуллин, М.Т. Габдуллин, Д.В. Исмаилов, Алтаев Д.З.</b> ПОЛУЧЕНИЕ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК В ПСЕВДО-КИПЯЩЕМ РЕАКТОРЕ НА ОСНОВЕ МЕТОДА ГАЗОФАЗНОГО ОСАЖДЕНИЯ	159
<b>Габдуллин М.Т., Исмагамбетова Т.Н.</b> ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КВАЗИКЛАССИЧЕСКОЙ ЧАСТИЧНО ИОНИЗОВАННОЙ ВОДОРОДНОЙ ПЛАЗМЫ	161
<b>М.Т. Габдуллин, Т.С. Рамазанов, Д.Г. Батрышев, Х.А. Абдуллин, Д.В. Исмаилов</b> ЭЛЕКТРОДУГОВОЙ СИНТЕЗ ФУЛЛЕРЕНОВ И ИХ ПРОИЗВОДНЫХ В ГАЗОВОЙ ФАЗЕ	162
<b>Жукешов А.М., Амренова А.У., Габдуллина А.Т., Молдабеков Ж., Бейсембаев С., Серик К., Фермахан К., Кайбар А.</b> УСКОРЕНИЕ ПЛАЗМЫ В ИМПУЛЬСНЫХ ПУШКАХ: ТЕОРИЯ И ЭКСПЕРИМЕНТ	162
<b>А.Б. Сыздыкова, М.П. Белов, А.Е. Давлетов</b> ПОТЕНЦИАЛ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ АТОМОВ ВОДОРОДА С РЕШЕТКОЙ ПАЛЛАДИЯ. ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗ ПЕРВЫХ ПРИНЦИПОВ	163
<b>М.М.Муратов, Т.С.Рамазанов, К.Н. Джумагулова</b> ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЛАЗМЫ СЛОЖНОГО СОСТАВА	165
<b>Yu.V. Arkhipov, A.V.Ashikbayeva, A. Askaruly, A.E. Davletov, and I.M. Tkachenko</b> DYNAMIC CONDUCTIVITY OF KELBG-PSEUDOPOTENTIAL-MODELLED PLASMAS	166
<b>А.Е. Давлетов, Л.Т. Еримбетова</b> МОНТЕ-КАРЛО МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЫ С ЧАСТИЦАМИ КОНЕЧНЫХ РАЗМЕРОВ	167
<b>Оразбаев С.А., Сламия М., Батрышев Д.Г., Досболаев М.К., Габдуллин М. Т.</b> ЖОҒАРЫ ЖИЛҚІТІ РАЗРЯДТА КӨМІРТЕГІ НАНОБӨЛШЕКТЕРІН АЛУ	168
<b>Ю.В. Архипов, А. Аскарулы, А.Б. Ашикбаева, И.М. Ткаченко</b>	



РАСЧЕТЫ ДИНАМИЧЕСКИХ СТРУКТУРНЫХ ФАКТОРОВ КУЛОНОВСКИХ СИСТЕМ	169
<b>Бастыкова Н.Х., Коданова С.К., Рамазанов Т.С.</b> ВЛИЯНИЕ СМЕСИ ГАЗОВ НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЫ В ПОЛОЖИТЕЛЬНОМ СТОЛБЕ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА	170
<b>Коданова С.К., Исанова М.К.</b> ТРАНСПОРТНЫЕ СВОЙСТВА ПЛОТНОЙ КВАЗИКЛАССИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЫ	171
<b>Коданова С.К., Кенжебекова А.И.</b> РАСЧЕТ ДРЕЙФА ЭЛЕКТРОНОВ В ПЕРЕМЕННОМ НЕОДНОРОДНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ СИСТЕМ ЭЛЕКТРОДОВ В БАРЬЕРНОМ РАЗРЯДЕ	172
<b>Коданова С.К., Исанова М.К., Омиралиева Г.К.</b> ИНСТРУМЕНТАЛЬНАЯ СРЕДА 2D ВИЗУАЛИЗАЦИИ ДВИЖЕНИЯ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ	173
<b>Ю.В. Архипов , А.Б. Ашикбаева , С.А. Сызганбаева , И.М. Ткаченко</b> ДИССИПАЦИЯ ПЛАЗМЕННЫХ ВОЛН В ПЛОТНЫХ КУЛОНОВСКИХ СИСТЕМАХ	174