

ISSN 1563-0315; eISSN 2663-2276
Индекс 75877; 25877

ӘЛ-ФАРАБИ атындағы ҚАЗАҚ ҰЛТТЫҚ УНИВЕРСИТЕТИ

ХАБАРШЫ

Физика сериясы

КАЗАХСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ имени АЛЬ-ФАРАБИ

ВЕСТНИК

Серия физическая

AL-FARABI KAZAKH NATIONAL UNIVERSITY

RECENT CONTRIBUTIONS TO PHYSICS

№2 (69)

Алматы
«Қазақ университеті»
2019



ХАБАРШЫ

ФИЗИКА СЕРИЯСЫ №2 (69) маусым



25.11.1999 ж. Қазақстан Республикасының Мәдениет, ақпарат және қоғамдық көлісім министрлігінде тіркелген

Күнілік №956-Ж.

Журнал жылына 4 рет жарыққа шығады

ЖАУАПТЫ ХАТШЫ

Иманбаева А.К., ф.-м.ғ.к. (Қазақстан)

Телефон: +7(727) 377-33-46

E-mail: akmaral@physics.kz

РЕДАКЦИЯ АЛҚАСЫ:

Давлетов А.Е., ф.-м.ғ.д., профессор – ғылыми редактор (Қазақстан)

Лаврищев О.А., ф.-м.ғ.к. – ғылыми редактордың орынбасары (Қазақстан)

Әбишев М.Е., ф.-м.ғ.д., профессор (Қазақстан)

Аскарова Э.С., ф.-м.ғ.д., профессор (Қазақстан)

Буртебаев Н., ф.-м.ғ.д., профессор (Қазақстан)

Дробышев А.С., ф.-м.ғ.д., профессор (Қазақстан)

Жаңабаев З.Ж., ф.-м.ғ.д., профессор (Қазақстан)

Косов В.Н., ф.-м.ғ.д., профессор (Қазақстан)

Буфенди Лайфа, профессор (Франция)

Иващук В.Д., ф.-м.ғ.д., профессор (Ресей)

Ишицука Эцуо, доктор (Жапония)

Лунарска Элина, профессор (Польша)

Сафарик П., доктор (Чехия)

Тимошенко В.Ю., ф.-м.ғ.д., профессор (Ресей)

Кеведо Эрнандо, профессор (Мексика)

ТЕХНИКАЛЫҚ ХАТШЫ

Дьячков В.В., ф.-м.ғ.к. (Қазақстан)

Физика сериясы – физика саласындағы іргелі және қолданбалы зерттеулер бойынша бірегей ғылыми және шолу макалаларды жариялайтын ғылыми басылым.



Ғылыми басылымдар болімінің басшысы

Гульмира Шаккозова

Телефон: +7 747 125 6790

E-mail: Gulmira.Shakkozova@kaznu.kz

Редакторлары:

Гульмира Бекбердиева

Агила Хасанұзы

Компьютерде беттеген

Айғул Алдашева

ИБ № 12898

Пішімі 60x84 $\frac{1}{g}$. Колемі 13 б.т. Офсетті кағаз.

Сандық басылыш. Тапсырыс № 4145. Багасы көлісімді.

Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университетінің

«Қазақ университеті» баспа үйі.

050040, Алматы қаласы, әл-Фараби даңғылы, 71.

«Қазақ университеті» баспа үйінді баспаханасында басылды.

© Әл-Фараби атындағы ҚазҰУ, 2019

1-бөлім

**ТЕОРИЯЛЫҚ ФИЗИКА.
ЯДРО ЖӘНЕ ЭЛЕМЕНТАР БӨЛШЕКТЕР
ФИЗИКАСЫ. АСТРОФИЗИКА**

Section 1

**THEORETICAL PHYSICS.
NUCLEAR AND ELEMENTARY PARTICLE
PHYSICS. ASTROPHYSICS**

Раздел 1

**ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА.
ФИЗИКА ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ.
АСТРОФИЗИКА**

МРНТИ 29.01.07, 29.05.41, 29.05.43

**Абишев М.Е¹., Кеведо Э²., Токтарбай С¹., Мансурова А¹.,
Муратхан А¹., Токтарбек С¹., Иманбай С¹.**

¹Казахский национальный университет имени аль-Фараби, Казахстан, г. Алматы

²Институт ядерных наук, Национальный автономный университет Мексики, Мексика, г. Мехико
e-mail: saken.yan@yandex.com

СТАЦИОНАРНОЕ ВАКУУМНОЕ РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЙ ЭЙНШТЕЙНА

Мы исследуем стационарное обобщение статической метрики. Статическая q -метрика является вариантом метрики Zipoy-Voorhees и простейшим обобщением метрики Шварцшильда, содержащего квадрупольный параметр. В настоящей работе мы вводим стационарный вариант q -метрики, и эта стационарная метрика находится с помощью комплексного потенциала Эрнста E . Метрическая функция, определяемая двумя дифференциальными уравнениями первого порядка, которые могут быть интегрированы квадратурами, как только потенциала Эрнста E известно. Чтобы получить явную форму нового потенциала Эрнста, мы используем методы генерации решений, которые позволяют генерировать стационарные решения из статического решения. Он обладает тремя независимыми параметрами, связанными с массой, квадрупольным моментом и моментом импульса. Мы исследуем геометрические и физические свойства этого точного стационарного вакуумного решения уравнений Эйнштейна и показываем, что его может быть использовать для описания внешнего гравитационного поля вращающихся, аксиально-симметричных компактных объектов. По данным инвариантного релятивистского определения Героха, мы анализируем мультипольную структуру, используя соответствующую функцию Эрнста и вычисляем десять релятивистские мультипольные моменты для статического квадруполя метрики. При особом выборе параметров получаем известные решения. т. е., внешнее решение Шварцшильда, которые найдены с исчезающим квадруполем и вращающимся параметром. Мультипольные моменты известного решения Керра задаются исчезающим квадрупольным параметром и ненулевым вращающимся параметром.

Ключевые слова: стационарная метрика, квадрупольный момент, потенциал Эрнста.

Abishev M.E¹., Quevedo H²., Toktarbay S¹., Mansurova A¹.,
Muratkhan A¹., Toktarbek S¹., Imanbay S¹.

¹Al-Farabi Kazakh National University, Kazakhsan, Almaty

²Institute of Nuclear Sciences, National Autonomous University of Mexico, Mexico, Mexico
e-mail: saken.yan@yandex.com

A stationary vacuum solution of Einstein's field equations

We investigate a stationary generalization of the static metric. The static q -metric is a variant of the Zipoy-Voorhees metric and simplest generalization of the Schwarzschild metric, containing a quadrupole parameter. In the present work, we introduce the stationary version of the q -metric, and this stationary metric find by using the complex Ernst potential E . The metric function determined by two first-order differential equations that can be integrated by quadratures once E is known. To obtain an explicit form of the new Ernst potential, we use the solution generation techniques that allows us to generate stationary solutions from a static solution. It possesses three independent parameters related to the mass, quadrupole moment and angular momentum. We investigate the geometric and physical properties of this exact stationary solution of Einstein's vacuum equations and show that it can be used to describe the exterior gravitational field of rotating, axially symmetric, compact objects. According to

the relativistic invariant Geroch definition, we analyze multipole structure using the corresponding Ernst function and we compute the lowest ten relativistic multipole moments for the static quadrupole metric. The particular choice of parameters we obtain the known solutions. i.e., the exterior Schwarzschild Solution find with the vanishing quadrupole and rotating parameter, Corresponding static q -metric find with the vanishing rotating parameter and non-zero quadrupole parameter. The multipole moments of the well-known Kerr solution are given by the vanishing quadrupole parameter and non-zero rotating parameter.

Key words: stationary metric, quadrupole moment, Ernst potential.

Әбішев М.Е¹., Кеведо Э²., Тоқтарбай С¹., Мансурова А¹.,
Мұратхан А¹., Тоқтарбек С¹., Иманбай С¹.

¹Әл-Фараби атындағы Қазак ұлттық университеті, Қазақстан, Алматы қ.

²Ядролық ғылымдар институты, Мексика ұлттық автономды университеті, Мексика, Мехико қ.
e-mail: saken.yan@yandex.com

Эйнштейннің өріс тендеулерінің стационар вакуумдық шешімі

Біз статикалық метриканың стационар қорытылуын зерттейміз. Статикалық q -метрика Ziroo-Voorhees метрикасының нұсқасы және квадрупольді параметрі бар Шварцшильд метрикасының қарапайым жалпылауы болып табылады. Осы жұмыста біз q -метриканың стационар нұсқасын енгіземіз және бұл стационар метрика Эрнсттің кешенді потенциалы E көмегімен табылады. Бірінші ретті екі дифференциалдық тендеумен анықталатын метрикалық функция Эрнст потенциалы E белгілі болған жағдайда квадратуралармен интеграциялануы мүмкін. Эрнсттің жаңа потенциалының айқын түрін алу үшін біз статикалық шешімнен стационар шешімдерді генерациялауға мүмкіндік беретін шешімдерді генерациялау әдістерін пайдаланамыз. Ол масса, квадрупольді момент және бұрыштық моментімен байланысты үш тәуелсіз параметрге ие. Біз Эйнштейн тендеулерінің дәл стационарлық вакуумдық шешімінің геометриялық және физикалық қасиеттерін зерттейміз және оны айналмалы, аксиальды-симметриялы компактлі объектілердің сыртқы гравитациялық өрісін сипаттау үшін пайдалануға болатынын көрсетеміз. Герохтың инвариантты релятивистік анықтамасы бойынша, біз сәйкес Эрнст функциясын пайдалана отырып, мультипольдік құрылымды талдаймыз және метриканың статикалық квадруполі үшін ең аз он релятивистік мультипольдік моменттерін есептейміз. Параметрлерді ерекше таңдағанда біз белгілі шешімдерді аламыз, яғни, жойылып бара жатқан квадрупольмен және айналмалы параметрмен табылған Шварцшильдтың сыртқы шешімі. Керрдің белгілі шешімдегі мультипольдік моменттер жойылып бара жатқан квадрупольді параметрімен және нөлдік емес айналмалы параметрімен қойылады.

Түйін сөздер: стационар метрика, квадрупольді момент, Эрнст потенциалы.

Введение

Теоремы единственности черной дыры [1] утверждают, что наиболее общим асимптотически плоским решением уравнений вакуумного поля Эйнштейна с регулярным горизонтом является метрика Керра, которая обладает только двумя независимыми параметрами, соответствующими массе и угловому моменту. В терминах мультипольных моментов это утверждение равносильно тому, что черные дыры могут иметь только массовые монопольные и угловые дипольные моменты. Все высшие мультипольные моменты должны исчезнуть, вероятно, в виде гравитационных волн, во время гравитационного коллапса произвольного врачающегося распределения, финальное положение которых является черной дырой.

С другой стороны, астрофизические компактные объекты включают в себя не только

черные дыры, но и обычные звезды, нейтронные звезды, белые карлики, планеты и т. д. Для описания гравитационного поля таких объектов можно ожидать, что высшие мультипольные моменты могут сыграть важную роль. Рассмотрим частный случай статического распределения масс с квадрупольным моментом, описывающим отклонение от сферической симметрии. Теоремы единственности показывают, что в случае исчезновения квадрупольного момента существует только одно вакуумное решение, а именно решение Шварцшильда. Как только рассматривается ненулевой квадруполь, единственность более не справедлива, и поэтому в принципе могут существовать бесконечное число вакуумных решений с массовыми и квадрупольными параметрами. Первое вакуумное решение с квадрупольным параметром был получен Вейлем в 1917 г. [2]. На сегодняшний день известно много других решений, включая

их стационарные обобщения [3-12]. Многие другие статические решения могут быть сгенерированы с использованием того факта, что уравнения поля линейны и путем применения некоторых дифференциальных операторов к гармонике [13]. Одной из распространенных проблем всех этих решений является то, что они трудно обрабатываются из-за их сложной структуры. Недавно было предложено переосмыслить метрику Zirov-Voorhees [14, 15] как обобщение метрики Шварцшильда с квадрупольным параметром (q -метрика). Насколько нам известно, q -метрика является простейшим статическим обобщением пространства Шварцшильда с

дополнительным параметром, определяющим независимый массовый квадрупольный момент.

Целью настоящей работы является получение стационарного обобщения q -метрики с учетом вращения и распределения квадрупольной массы. Мы покажем, что это обобщение удовлетворяет всем физическим условиям, которые рассматриваются как кандидаты для описания внешнего гравитационного поля деформированных компактных объектов.

q -метрика и ее свойства

В сферических координатах q -метрику можно выразить следующим образом [16]

$$ds^2 = h^{1+q} dt^2 - h^{-q} \left[\left(1 + \frac{m^2 \sin^2 \theta}{r^2 h} \right)^{-q(2+q)} \left(\frac{dr^2}{h} + r^2 d\theta^2 \right) + r^2 \sin^2 \theta d\phi^2 \right],$$

$$h = 1 - \frac{2m}{r}. \quad (1)$$

Это асимптотически плоское вакуумное решение уравнение Эйнштейна. Физическую интерпретацию параметров m и q можно определить путем вычисления инвариантных мультиполей Героха [17]:

$$M_0 = (1+q)m,$$

$$M_2 = -\frac{m^3}{3} q(1+q)(2+q). \quad (2)$$

Более высокие моменты пропорциональны m и q могут быть полностью переписаны через M_0 и M_2 ; соответственно, параметры m и q определяют массу и квадруполь. В предельном случае $q = 0$ сохраняется только монополь $M_0 = m$, как в пространстве Шварцшильда. В пределах $m = 0$ с произвольным q и $q = -1$ с произвольным m все моменты исчезают одинаково, и пространство становится плоским. Отклонение от сферической симметрии описывается квадрупольным моментом M_2 , положительным для вытянутых источников и отрицательным для сплющенных источников. Так как полная масса M_0 должна быть положительной, то мы имеем $q > -1$ (мы предполагаем $m > 0$).

Исследование скаляра Кретчмана показывает, что гиперповерхность $r = 2m$ всегда сингулярна для любого ненулевого значения q . Кроме того, $r = 0$ также является сингулярностью. В зависимости от значения q могут появиться дополнительные сингулярности, которые всегда находятся внутри внешней сингулярности, расположенной при $r = 2m$.

Все эти свойства показывают, что q -метрику можно использовать для описания внешнего гравитационного поля деформированного распределения масс. Он также описывает поле голой сингулярности, расположенного при $r = 2m$. С физической точки зрения это не является проблемой, потому что можно «покрыть голую» сингулярность внутренним решением, которое должно быть сопоставлено с внешней q -метрикой при некотором радиусе $r_{\text{matching}} > 2m$.

Стационарная q -метрика

Стационарное пространство-время представляется стационарной метрикой типа Вейля-Льюиса-Папапетру (WLP) в вытянутых сфероидальных координатах $(t; x; y; z)$:

$$ds^2 = -f(dt - \alpha d\phi)^2 + \frac{\sigma^2}{f} \left[e^{2\gamma} \left(x^2 - y^2 \left(\frac{dx^2}{x^2 - 1} + \frac{dy^2}{1 - y^2} \right) + (x^2 - 1)(1 - y^2) d\phi^2 \right) \right], \quad (3)$$

где $\sigma = m^2 + a^2$ и все метрические функции зависят только от x и y .

Оказывается, полезно ввести комплексный потенциал Эрнста [18-19]

$$E = f + i\Omega, \quad (4)$$

где теперь функция Ω определяется уравнениями

$$\begin{aligned} \sigma(x^2 - 1)\Omega_x &= f^2\omega_y, \\ \sigma(1 - y^2)\Omega_y &= -f^2\omega_x. \end{aligned} \quad (5)$$

Отсюда видно, что если задан потенциал E , метрическую функцию f можно найти алгебраически, и метрическая функция ω вычисляется квадратурами из уравнений (6). Более того, метрическая функция y определяется двумя дифференциальными уравнениями первого порядка, которые могут быть интегрированы квадратурами, как только E известно. Отсюда следует, что вся информация о метрике (3) содержится в потенциале Эрнста E (4).

Чтобы получить явный вид нового потенциала Эрнста, мы используем методы генерации решений [20], которые позволяют генерировать стационарные решения из статического решения. Если взять в качестве семенного решения q -метрику в вытянутых сфероидальных координатах, необходимо решить несколько дифференциальных уравнений, чтобы получить явный вид потенциала Эрнста. Окончательное выражение для потенциала Эрнста можно записать в виде

$$\varepsilon = \left(\frac{x-1}{x+1}\right)^q \left[\frac{x-1+(x^2-1)^{-q}d_+}{x+1+(x^2-1)^{-q}d_-} \right], \quad (6)$$

где

$$\begin{aligned} d_{\pm} &= -\alpha^2(x \pm 1)h_+h_-(x^2-1)^{-q} + \\ &+ i\alpha[y(h_+ + h_-) \pm (h_+ - h_-)] \\ h_{\pm} &= (x \pm 1)^{2q} \end{aligned} \quad (7)$$

Вытянутые сфероидальные координаты связаны со сферическими координатами через:

$$x = \frac{r}{\sigma} - 1,$$

$$y = \cos \theta.$$

Здесь мы имеем новый произвольный параметр α .

Потенциалы Папапетру

$$f = \frac{\mathbf{A}}{\mathbf{B}},$$

$$\omega = -2\left(\alpha + \sigma \frac{C}{\mathbf{A}}\right),$$

$$e^{2r} = \frac{1}{4} \left(1 + \frac{M}{\sigma}\right)^2 \frac{\mathbf{A}}{(x^2 - 1)^{1+q}} \left[\frac{x^2 - 1}{x^2 - y^2} \right]^{(1+q)},$$

где

$$\mathbf{A} = a_+a_- + b_+b_-,$$

$$\mathbf{B} = a_+^2 + b_+^2,$$

$$C = (x+1)^q \left[x(1-y^2)(\lambda + \eta)a_+ + y(x^2-1)(1-\lambda\eta)b_+ \right],$$

где

$$a_{\pm} = (x \pm 1)^q [x(1 - \lambda\eta) \pm (1 + \lambda\eta)],$$

$$b_{\pm} = (x \pm 1)^q [y(\lambda + \eta) \mp (\lambda - \eta)].$$

и

$$\lambda = \alpha(x^2 - 1)^{-q} (x + y)^{2q},$$

$$\eta = \alpha(x^2 - 1)^{-q} (x - y)^{2q}.$$

Как и ожидалось, в предельном случае $\alpha=0$ мы получаем q -метрику. Анализируя поведение потенциала Эрнста, можно доказать, что это новое решение является асимптотически плоским. Вычисление соответствующих метрических функций подтверждает этот результат. Более того, поведение оси $y = \pm 1$ показывает, что оно не имеет сингулярности вне области, которая всегда находится внутри радиуса $x_s = \frac{m}{\sigma}$, что в случае обращения в нуль α соответствует внешней сингулярности, расположенной в точке $r_s = 2m$.

Заключение

Мы представили стационарное обобщение статической q -метрики, которая является

простейшим обобщением метрики Шварцшильда, содержащей квадрупольный параметр. Новое решение было дано в терминах потенциала Эрнста, из которого все метрические функции могут быть получены алгебраически или квадратурами.

Стационарная q -метрика оказывается асимптотически плоской и свободной от сингулярностей вне области, определяемой пространственной координатой $x_s = \frac{m}{\sigma}$, которая в статическом предельном случае расположена на сингулярной гиперповерхности $r_s = 2m$. Новое решение содержит в качестве частного случая

решение Керра, указывающее, что новый свободный параметр может быть связан с вращением распределения масс. Мы заключаем, что стационарная q -метрика может быть использована для описания внешнего гравитационного поля вращающегося деформированного распределения масс.

Чтобы найти физический смысл параметров, входящих в новую метрику, можно вычислить мультипольные моменты, определенные Герохом [17], используя предложенную в [21] процедуру, которая позволяет выполнять вычисления непосредственно из потенциала Эрнста. Это является задачей будущих исследований.

Литература

- 1 Heusler M. Black Holes Uniqueness Theorems // Cambridge University Press, Cambridge, UK. – 1996. – 264 p
- 2 Weyl H. Zur Gravitationstheorie, Annalen der Physik // WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim. – 1917. – Vol.54. – P.117-145. (in German)
- 3 Erez G and Rosen N. The Gravitational field of a particular possessing a multipole moment // Bull. Research Council Israel. – 1959. – Vol.8F. – P.47.
- 4 Dietz W and Hoenselaers C. A class of bipolar vacuum gravitational fields // Proc. of the Royal Society, UK. – 1982. Vol.382. – P. 221.
- 5 Islam J. N. Rotating Fields in General Relativity. – Cambridge University Press, Cambridge, UK, 1985. – 132 p
- 6 Manko V.S and I.D. Novikov I.D. Generalizations of the Kerr and Kerr-Newman metrics possessing an arbitrary set of mass-multipole moments // Clas.Quant.Grav., UK. – 1992. – Vol.9. – P.2477-2787.
- 7 Castejon-Amenedo J and Manko V.S. On a stationary rotating mass with an arbitrary multipole structure. // Clas.Quant.Grav., UK. – 1990. – Vol.7. – P.779-785.
- 8 Manko V.S. On the description of the external field of a static deformed mass // Clas.Quant.Grav., UK. – 1990. – Vol.7. – P.209-211.
- 9 Manko V.S., Mielke E.W., Sanabria-Gomez J.D. Exact solution for the exterior field of a rotating neutron star // Phys.Rev.D. – 2000. – Vol.61. – Iss.8. – R081501.
- 10 Pachon L.A, Rueda J.A., Sanabria-Gomez J.D. Realistic exact solution for the exterior field of a rotating neutron star. // Phys.Rev.D. – 2006. – Vol.73. – Iss. 10. – 104038.
- 11 Quevedo H. and Mashhoon B. Generalizations of the Kerr spacetime. // Phys.Rev.D. – 1991. – Vol.43. – Iss. 12. – 104038.
- 12 Stephani H., Kramer D., MacCallum M. A. H., Hoenselaers C. and Herlt E. Exact Solutions of Einstein's Field Equations. – Cambridge University Press, Cambridge, UK. – 2003. – 732 p.
- 13 Quevedo H. On the exterior gravitational field of a mass with a multipole moment. // General Relativity and Gravitation. – 2011. – Vol.43. – P.1013-1023.
- 14 Zipoy D. M. Topology of Some Spheroidal metrics. // Journal of Mathematical Physics. – 1966. – Vol.7. – P.1137-1143.
- 15 Voorhees B. Static Axially Symmetric Gravitational Fields // Phys.Rev.D. – 1970. – Vol.2. – P.2119-2122.
- 16 Quevedo H. Mass Quadrupole as a source of naked singularities // International Journal of Modern Physics. – 2011. – Vol.20. – P.1179-1187.
- 17 Geroch R. Multipole Moments // Journal of Mathematical Physics. – 1970. – Vol.11. – P.1955-1961.
- 18 Ernst F. J. New Formulation of the Axially Symmetric Gravitational Field problem // Phys.Rev.D. – 1968. – Vol.167. – P.1175-1177.
- 19 Toktarbay S., Quevedo H. A stationary q -metric // Gravitation and Cosmology. – 2014. – Vol.20. – P.252-254.
- 20 Dietz W and Hoenselaers C (eds.). Solutions of Einstein's Equations: Techniques and Results // Springer-Verlag, Berlin. – 1984.
- 21 Quevedo H. Multipole Moments in General Relativity // Fortschr.Phys. – 1990. – Vol.38. – P.733.

References

- 1 M. Heusler. Black Holes Uniqueness Theorems (Cambridge University Press, Cambridge, UK, 1996), 264 p.
- 2 H. Weyl, Ann. Physik 54, 117-145 (1917). (in German)
- 3 G. Erez and N. Rosen, Bull. Res. Council Israel 8F, 47 (1959).
- 4 W. Dietz and C. Hoenselaers, Proc.R.Soc.(London) 382, 221 (1982).
- 5 J.N. Islam, Rotating Fields in General Relativity (Cambridge University Press, 1985), 132p.
- 6 V.S. Manko and I.D. Novikov, Class.QuantumGrav. 9, 2477-2487 (1992).

- 7 J. Castejon-Amenedo and V.S. Manko, Class. Quantum Grav. 7, 779-785 (1990).
- 8 V.S. Manko, Class. Quantum Grav. 7, 209-211 (1990).
- 9 V.S. Manko, E.W. Mielke, and J.D. SanabriaGomez, Phys.Rev. D61, R081501 (2000).
- 10 L.A. Pachon, J.A. Rueda, and J.D. SanabriaGomez, Phys.Rev. D73, 104038 (2006).
- 11 H. Quevedo and B. Mashhoon, Phys.Rev. D 43, 3902 (1991).
- 12 H. Stephani, D. Kramer, M.A.H. MacCallum, C. Hoenselaers, and E. Herlt, Exact Solutions of Einstein's Field Equations (Cambridge University Press,Cambridge,UK, 2003), 732 p.
- 13 H. Quevedo, Gen.Rel.Grav. 19, 1013-1023 (1987).
- 14 D. M.Zipoy, J.Math.Phys. 7, 1137-1143 (1966).
- 15 B. Voorhees, Phys.Rev.D2, 2119-2122 (1970).
- 16 H. Quevedo, Int.J.Mod.Phys. 20, 1179-1187 (2011).
- 17 R. Geroch, J.Math.Phys. 11, 1955-1961 (1970).
- 18 F. J. Ernst, Phys.Rev. 167, 1175-1177 (1968);
- 19 S. Toktarbay, H. Quevedo. Grav.Cosmol. 20, 252-254 (2014).
- 20 W. Dietz and C. Hoenselaers (eds.), Solutions of Einstein's Equations: Techniques and Results (Springer-Verlag, Berlin, 1984).
- 21 H. Quevedo, Fortschr.Phys. 38, 733 (1990).

МРНТИ 29.05.41

Джунушалиев В.^{1,2,3,4}, Фоломеев В.^{2,3,4}

¹Кафедра теоретической и ядерной физики, Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Казахстан, г. Алматы, e-mail: v.dzhunushaliev@gmail.com

²Институт экспериментальной и теоретической физики,

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

³Национальная нанотехнологическая лаборатория открытого типа,

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

⁴Институт физико-технических проблем и материаловедения НАН КР,

Кыргызстан, г. Бишкек, e-mail: vfolomeev@mail.ru

ДИРАКОВСКАЯ ЗВЕЗДА С ДИПОЛЬНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

Исследованы компактные гравитирующие конфигурации, состоящие из сильно замагниченной спинорной жидкости. Последняя описывается эффективным уравнением состояния, получающимся в пределе больших величин константы самодействия нелинейного спинорного поля. Найдены регулярные статические асимптотически плоские решения, описывающие конфигурации с конечными размерами (дираковские звёзды). Построены соотношения масса-радиус для звёзд с массами порядка массы Чандraseкара и радиусами, сопоставимыми с размерами нейтронных звёзд. Исследована структура дипольного магнитного поля, моделируемого в форме осесимметричного полоидального поля, создаваемого тороидальными электрическими токами. Плотность энергии магнитного поля полагается много меньшей, чем плотность энергии спинорной жидкости. Рассчитаны радиальная и тангенциальная компоненты напряжённости магнитного поля. Показано, что их распределения по радиусу конфигураций аналогичны распределениям полей у нейтронных звёзд.

Ключевые слова: спинорная жидкость, компактные гравитирующие конфигурации, дипольное магнитное поле.

Dzhunushaliev V.^{1,2,3,4}, Folomeev V.^{2,3,4}

¹Department of Theoretical and Nuclear Physics, Al-Farabi Kazakh National University,
Kazakhstan, Almaty, e-mail: v.dzhunushaliev@gmail.com

²Institute of Experimental and Theoretical Physics, Al-Farabi Kazakh National University, Kazakhstan, Almaty

³National Nanotechnology Laboratory of Open Type, Al-Farabi Kazakh National University, Kazakhstan, Almaty

⁴Institute of Physical and Technical Problems and Materials Science, National Academy
of Sciences of the Kyrgyz Republic, Kyrgyzstan, Bishkek, e-mail: vfolomeev@mail.ru

Dirac star with a dipole magnetic field

Compact gravitating configurations consisting of strongly magnetized spinor fluid are studied. The latter is described by an effective equation of state which is obtained in the limit of large values of the coupling constant of a nonlinear spinor field. Regular static asymptotically flat solutions describing configurations with finite sizes (Dirac stars) are found. Mass-radius relations for stars with masses of the order of the Chandrasekhar mass and radii comparable with sizes of neutron stars are constructed. The structure of a dipole magnetic field modeled in the form of an axisymmetric poloidal magnetic field created by toroidal electric currents is investigated. The energy density of the magnetic field is assumed to be much smaller than that of the spinor fluid. The radial and tangential components of the magnetic field strength are computed. It is shown that their distributions along the radius of the configurations are similar to those of neutron stars.

Key words: spinor fluid, compact gravitating configurations, dipole magnetic field.

Джунушалиев В.^{1,2,3,4}, Фоломеев В.^{2,3,4}

¹Теориялық және ядролық физика қафедрасы, әл-Фараби ат.

Қазақ ұлттық университеті, Қазақстан, Алматы қ., e-mail: v.dzhunushaliev@gmail.com

²Эксперименттік және теориялық физика институты, әл-Фараби ат.

Қазақ ұлттық университеті, Қазақстан, Алматы қ.

³Ашық түрдегі Ұлттық нанотехнологиялық лаборатория, әл-Фараби ат.

Қазақ ұлттық университеті, Қазақстан, Алматы қ.

⁴Институт физико-технических проблем и материаловедения НАН КР,

Кыргызстан, г. Бишкек, e-mail: vfolomeev@mail.ru

Диполдік магнит өрісімен Дирак жұлдызы

Қатты магниттелген спинорлық сұйықтан тұратын жинақталған гравитациялық конфигурациялар зерттелді. Магниттелген спинорлық сұйықтық үлкен шамалы тұрақтылар өзара әрекеттесу сзызықты емес спинор өрісін сипаттайтын эффективті күй тендеуімен сипатталады. Ақырлы өлшемді конфигурацияларды сипаттайтын (Дирак жұлдызы) тұрақты статика асимптотикалық жазық шешімі табылған. Нейтронды жұлдыздардың өлшемдерімен салыстырып Чандрасекара жұлдыздары сияқты жұлдыздар үшін салмағы мен радиустарына шешімдер алынған. Тороидтық электр тоқтарымен тұдырылатын есті симметриялы полоидтық өріс нысанында моделденген дипольдік магнит өрісінің құрылымы зерттелген. Магнит өрісінің энергиясының тығыздығы спинор сұйықтық энергиясының тығыздығынан едәуір аз. Магнит өрісі кернеулігінің радиалды және тангенциалды компоненттері есептелген. Нейтронды жұлдыздар өрістерінің таралуы олардың үлестіру радиусы бойынша конфигурацияларына үксас екендігі көрсетілген.

Түйін сөздер: спинорлық сұйықтық, жинақталған гравитациялық конфигурациялар, диполдік магнит өрісі.

1 Введение

Поиск частицеподобных решений является традиционным направлением исследований теории классического поля. Для этого рассматриваются полевые системы, образованные нелинейными полями с различными спинами (см., например, монографии [1, 2]). Следующим естественным шагом является включение в такие системы гравитационного поля. Наличие последнего позволяет получать гравитационно замкнутые системы, физические характеристики которых варьируются в очень широких пределах. В частности, полученные за последние несколько десятков лет результаты указывают, что гравитирующие конфигурации, образованные полями со спином 0 (бозонные звёзды) могут обладать как характеристиками, типичными для атомов, так и параметрами, типичными для галактик [3].

Что касается фундаментальных полей с ненулевым спином, то здесь проведено гораздо меньшее количество исследований гравитирующих систем. В частности, отметим исследования конфигураций, образованных полями со спином 1 – Янга-Миллса (безмассовые векторные поля) [4] или Прока (массивные векторные поля) [5]. Также в литературе рассматриваются частицеподобные системы со спинорными полями со спином 1/2, образованные как линейными [6, 7],

так и нелинейными спинорными полями [8, 9]. Такие конфигурации удерживаются от коллапса под действием собственного поля тяготения благодаря принципу неопределенности Гейзенберга.

С точки зрения астрофизических приложений наибольший интерес представляют конфигурации с параметрами, типичными для звёзд. В случае бозонных звёзд получение таких параметров достигается, в частности, путём рассмотрения потенциалов скалярного поля с большими величинами константы самодействия [10]. В наших недавних работах мы показали, что для систем со спинорным полем этого также удаётся добиться [8, 9]. При этом, как и в случае с бозонными звёздами, в пределе больших величин константы самодействия возможно ввести некое эффективное гидродинамическое уравнение состояния (УС), которое может быть использовано для приближённого описания таких систем. В данной статье мы воспользуемся УС такого типа для построения равновесных решений в рамках теории тяготения Эйнштейна и исследуем вопрос о структуре дипольного магнитного поля получаемых конфигураций. Магнитные поля такого рода часто рассматриваются в литературе при моделировании нейтронных звёзд, и поэтому представляется интересным сравнить структуру таких полей у нейтронных и дираковских звёзд.

2 Постановка задачи и уравнения

2.1 Спинорная жидкость

В работах [8, 9] мы исследовали гравитирующую систему с нелинейным спинорным полем ψ , описываемым лагранжианом

$$L_{\text{sp}} = \frac{i\hbar c}{2} (\bar{\psi} \gamma^\mu \psi_{;\mu} - \bar{\psi}_{;\mu} \gamma^\mu \psi) - \mu c^2 \bar{\psi} \psi + \frac{\lambda}{2} (\bar{\psi} \psi)^2, \quad (1)$$

который содержит ковариантные производные $\psi_{;\mu} = [\partial_\mu + 1/8 \omega_{ab\mu} (\gamma^a \gamma^b - \gamma^b \gamma^a)]\psi$, где γ^a есть матрицы Дирака в стандартном представлении в плоском пространстве, а $\omega_{ab\mu}$ есть спиновая связность (её определение см., например, в [2]); λ – константа связи; μ – масса спинорного поля.

В статьях [8, 9] продемонстрировано, что в пределе больших отрицательных значений безразмерной константы связи $|\bar{\lambda}| \gg 1$ удаётся получать конфигурации, размеры и массы которых сопоставимы с характеристиками, типичными для нейтронных звёзд. Там также показано, что такие предельные конфигурации могут описываться неким эффективным гидродинамическим уравнением состояния, связывающим давление p и плотность энергии ε :

$$p = \frac{\varepsilon_0}{9} \left(1 + 3 \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} - \sqrt{1 + 6 \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}} \right), \quad (2)$$

где $\varepsilon_0 = \mu c^2 / \lambda_c^3$ можно рассматривать как некоторую характерную плотность энергии конфигурации [здесь $\lambda_c = \hbar / (\mu c)$]. При этом саму конфигурацию, описываемую таким эффективным УС, можно рассматривать как состоящую из жидкости, которую мы будем называть *спинорной жидкостью*.

2.2 Полевые уравнения

Мы будем рассматривать компактную гравитирующую систему, состоящую из замагниченной спинорной жидкости. Лагранжиан такой системы может быть представлен в виде:

$$L = -\frac{c^4}{16\pi G} R - \frac{1}{4} F_{lm} F^{lm} + L_{\text{fl}}. \quad (3)$$

Здесь G есть константа тяготения Ньютона, F_{lm} – тензор электромагнитного поля, L_{fl} – лагранжиан спинорной жидкости.

Нашей целью будет получение регулярных решений уравнений Эйнштейна и Максвелла и исследование структуры магнитного поля конфигураций такого рода. При моделировании магнитного поля мы будем исходить из следующих упрощающих предположений [11]: (1) Магнитное поле выбирается в форме осесимметричного полоидального магнитного поля, создаваемого тороидальными электрическими токами. (2) В общем случае наличие такого поля в системе должно приводить к отклонению формы конфигурации от сферической симметрии. Однако для рассматриваемых в рамках данной статьи величин напряжённости магнитного поля порядка $10^{12} - 10^{15}$ Гс эти отклонения будут малыми, поскольку энергия магнитного поля много меньше гравитационной энергии [12]. Это позволяет пренебречь в нулевом приближении деформациями конфигурации, связанными с магнитным полем и рассматривать такие деформации как эффект второго порядка малости.

В рамках указанных приближений для описания недеформированных конфигураций мы воспользуемся следующей сферически-симметричной метрикой в Шварцшильдовских координатах:

$$ds^2 = e^\nu (dx^0)^2 - e^\lambda dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \quad (4)$$

где метрические функции ν, λ зависят только от радиальной координаты r , а $x^0 = ct$ есть временная координата. Используя этот линейный элемент, можно получить систему обыкновенных дифференциальных уравнений для метрических функций и спинорной жидкости. Такие уравнения мы будем называть *фоновыми*.

Решая эти фоновые уравнения и ограничиваясь рассмотрением дипольного поля, можно вычислить распределение этого поля на таком сферически-симметричном фоне, задаваясь определённой напряжённостью поля на границе звезды. В этом случае в уравнении Максвелла в качестве источника используется ток, который, однако, не может быть выбран произвольным образом, а должен удовлетворять условию интегрируемости [11, 13].

В качестве источника вещества в гравитационных уравнениях Эйнштейна возьмём следующий тензор энергии-импульса (без учёта электромагнитного поля):

$$T_v^\mu = (\varepsilon + p)u^\mu u_\nu - \delta_v^\mu p, \quad (5)$$

где u_ν – 4-скорость. Тогда гравитационные уравнения Эйнштейна дают, соответственно, уравнение Толмена-Оппенгеймера-Волкова и уравнение для массы:

$$\frac{1}{3} \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1+6\varepsilon}}\right) \frac{d\bar{\varepsilon}}{dx} = -(\bar{\varepsilon} + \bar{p}) \frac{v+x^3\bar{p}}{x(\delta x - 2v)}, \quad (6)$$

$$\frac{dv}{dx} = x^2 \bar{\varepsilon}, \quad (7)$$

где $\delta = c^4 \lambda_c / (4\pi G \varepsilon_0 L^2)$. При записи этих уравнений мы ввели новую функцию $M(r)$, определяемую как

$$e^{-\lambda} = 1 - \frac{2GM(r)}{c^2 r},$$

и воспользовались безразмерными переменными

$$x = \frac{r}{L}, \quad (\bar{p}, \bar{\varepsilon}) = \frac{(p, \varepsilon)}{\varepsilon_0}, \quad v = \frac{Mc^2}{4\pi\varepsilon_0 L^3}, \quad (8)$$

где L есть характерный размер системы. В свою очередь, функция $v(r)$ играет роль текущей массы конфигурации, заключённой в радиусе r . Кроме того, воспользовавшись (5), из закона сохранения тензора энергии-импульса $T_{\mu;\nu}^\nu = 0$ можно получить

$$\frac{d\bar{p}}{dx} + \frac{1}{2}(\bar{\varepsilon} + \bar{p}) \frac{dv}{dx} = 0. \quad (9)$$

Выпишем теперь уравнение для магнитного поля. Для этого, следуя [11], выберем осесимметричный анзац для полоидального магнитного поля, создаваемого 4-током $j_\mu = (0, 0, 0, j_\phi)$. Для такого тока электромагнитный 4-потенциал A_μ имеет только ϕ -компоненту $A_\mu = (0, 0, 0, A_\phi)$. Учитывая ненулевые компоненты тензора электромагнитного поля $F_{r\phi} = \partial A_\phi / \partial r$ и $F_{\Theta\phi} = \partial A_\phi / \partial \Theta$, общие уравнения Максвелла

$$\frac{1}{\sqrt{-g}} \frac{\partial}{\partial x^\nu} (\sqrt{-g} F^{\mu\nu}) = -\frac{1}{c} j^\mu$$

для фоновой метрики (4) дают следующее эллиптическое уравнение на A_ϕ :

$$\begin{aligned} e^{-\lambda} \frac{\partial^2 A_\phi}{\partial r^2} + \frac{1}{2}(\nu' - \lambda') e^{-\lambda} \frac{\partial A_\phi}{\partial r} + \\ + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 A_\phi}{\partial \Theta^2} - \frac{1}{r^2} \cot \Theta \frac{\partial A_\phi}{\partial \Theta} = -\frac{1}{c} j_\phi. \end{aligned} \quad (10)$$

Его решение ищется путём разделения переменных в виде $A_\phi = a(r)f(\theta)$, $j_\phi = j(r)f(\theta)$, что даёт следующее уравнение для функции a :

$$e^{-\lambda} a'' + \frac{1}{2}(\nu' - \lambda') e^{-\lambda} a' - \frac{l(l+1)}{r^2} a = -\frac{1}{c} j, \quad (11)$$

где штрих обозначает производную по r . В этой статье мы будем рассматривать физически наиболее интересный случай дипольного магнитного поля, когда $l = 1$. Тогда функция $f = -\sin^2 \theta$ и мы соответственно имеем $A_\phi = -a(r)\sin^2 \theta$, $j_\phi = -j(r)\sin^2 \theta$.

Решение уравнения (11) может быть найдено после задания тока j . Как известно [11], ток j не может быть выбран произвольно, поскольку он должен удовлетворять условию интегрируемости. Исходя из этого условия может быть выведено следующее уравнение (его получение см. в [11, 14]):

$$j' - \left[\frac{2}{r} - \frac{1}{2}\nu' \left(1 + \frac{\varepsilon'}{p'} \right) \right] j = 0. \quad (12)$$

Учитывая (9), это уравнение может быть проинтегрировано в виде $j = c_0 r^2 (\varepsilon + p)$, где c_0 – константа интегрирования. Подставляя это выражение в (11) и вводя безразмерные переменные

$$\bar{a} = \frac{8\pi G}{c^4} \sqrt{\varepsilon_0} a, \quad \bar{j} = \frac{1}{c\sqrt{\varepsilon_0}} j,$$

окончательно получим

$$\begin{aligned} e^{-\lambda} \frac{d^2 \bar{a}}{dx^2} + \frac{1}{2} \left(\frac{dv}{dx} - \frac{d\lambda}{dx} \right) e^{-\lambda} \frac{d\bar{a}}{dx} - \frac{2}{x^2} \bar{a} = \\ = -\frac{2\bar{c}_0}{\delta} x^2 (\bar{\varepsilon} + \bar{p}), \end{aligned} \quad (13)$$

где

$$e^{-\lambda} = 1 - \frac{2v}{\delta x}, \quad \frac{dv}{dx} = -\frac{2\bar{p}'}{\bar{\varepsilon} + \bar{p}}.$$

Таким образом у нас имеется система трёх уравнений (6), (7) и (13) для трёх неизвестных функций $\bar{\varepsilon}, v$ и \bar{a} . Её численное решение представлено в следующем разделе.

3 Численные результаты

В этом разделе мы численно проинтегрируем полученные выше уравнения. При этом мы будем искать решения с конечными размерами жидкости, на границе которой (при $x = x_b$) плотность энергии и давление равны нулю. За пределами жидкости имеется внешнее асимптотически плоское пространство-время, содержащее магнитное поле.

Для получения решения необходимо задать граничные условия в окрестности центра конфигурации $x = 0$, которые мы выбираем в следующем виде:

$$\bar{\varepsilon} \approx \bar{\varepsilon}_c + \frac{1}{2} \bar{\varepsilon}_2 x^2, \quad v \approx \frac{1}{3} x^3, \quad \bar{a} \approx \frac{1}{2} \bar{a}_c x^2, \quad (14)$$

где $\bar{\varepsilon}_c \equiv \varepsilon_c / \varepsilon_0$ есть безразмерная центральная плотность энергии. Свободные коэффициенты

\bar{a}_c и \bar{c}_0 , входящие в (13) и (14), определяются исходя из требования получения асимптотически затухающего магнитного поля с заданной величиной на поверхности жидкости. Затухание магнитного поля определяется асимптотическим выражением на электромагнитный потенциал

$$\bar{a} \sim -x^2 \left[\ln(1 - \alpha) + \alpha + \frac{1}{2} \alpha^2 \right].$$

В этом решении $\alpha = 2v(x_b)/(\delta x)$ соответствует внешнему вакуумному решению для фоновой конфигурации с массой, сконцентрированной внутри радиуса x_b .

В свою очередь для напряжённости магнитного поля можно получить следующие тетрадные компоненты (т.е. компоненты, измеряемые локально инерциальным наблюдателем):

$$B_{\hat{r}} = -F_{\hat{\theta}\hat{\phi}} = \frac{2c^4}{8\pi GL^2\sqrt{\varepsilon_0}} \frac{\cos\Theta}{x^2} \bar{a}, \\ B_{\hat{\theta}} = F_{\hat{r}\hat{\phi}} = -\frac{c^4}{8\pi GL^2\sqrt{\varepsilon_0}} \frac{\sin\Theta}{x} e^{-\frac{\lambda}{2}\bar{a}'}. \quad (15)$$

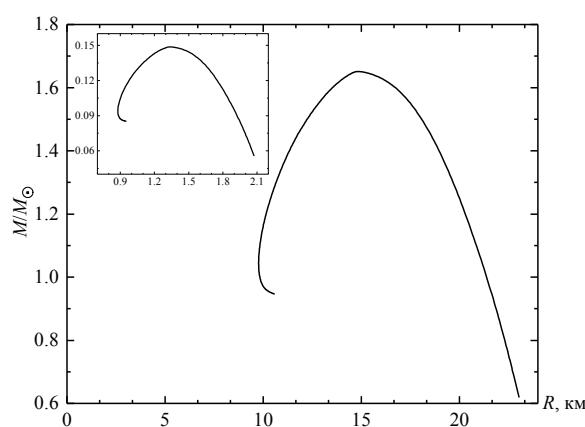


Рисунок 1 – Соотношение масса-радиус для систем с массой спинора $\mu = 0,3$ ГэВ (основной график) и $\mu = 1$ ГэВ (график на вставке). Масса конфигураций дана в массах Солнца, радиус – в километрах

Результаты численного решения представлены на рис. 1 и 2. На рис. 1 показаны соотношения масса–радиус для рассматриваемых фоновых конфигураций при выборе двух типичных значений массы спинора $\mu = 1$ ГэВ и $\mu = 0,3$ ГэВ. Из этого рисунка видно, что в обоих случаях кривые имеют максимум, разделяющий устойчивые (расположены справа от максимума) и неустойчивые (расположены слева от

максимума) конфигурации. Такое поведение соотношения масса–радиус является типичным для релятивистских звёзд, включая нейтронные. При этом в случае $\mu = 0,3$ ГэВ мы получаем массы и размеры систем, близкие к типичным характеристикам нейтронных звёзд. Это позволяет рассматривать исследуемые здесь системы как звёзды, образованные спинорной жидкостью (дираковские звёзды).

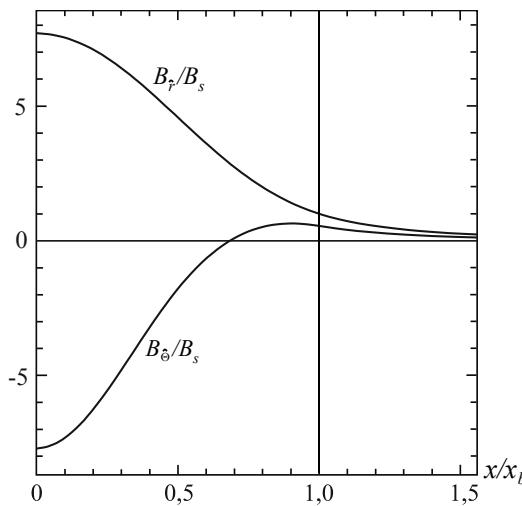


Рисунок 2 – Тетрадные компоненты B_r и B_θ магнитного поля
 (в единицах поверхностной напряженности магнитного поля B_s на полюсе),
 вычисленные на оси симметрии ($\Theta = 0$) и в экваториальной плоскости ($\Theta = \pi/2$) соответственно.
 Тонкая вертикальная линия соответствует границе жидкости x_b

Продолжая аналогию с нейтронными звёздами, можно рассмотреть распределение магнитного поля вдоль радиуса конфигураций, представленное на рис. 2, где показаны значения компоненты B_r на оси симметрии ($\Theta = 0$) и значения компоненты B_θ в экваториальной плоскости ($\Theta = \pi/2$). Данные распределения построены для систем, находящихся в окрестности максимума массы (см. рис. 1). Расчёты показывают, что для обеих выбранных масс спинора $\mu = 1$ ГэВ и $\mu = 0,3$ ГэВ распределения магнитного поля практически совпадают. При этом, как и в случае с нейтронными звёздами (см. статью [15]), компоненты поля имеют экстремумы в центре конфигурации. В этом отношении системы со спинорной жидкостью также похожи на нейтронные звёзды.

Отметим, что уравнения (11) и (12) инвариантны относительно преобразований $a, j \rightarrow ka, kj$, где k – любая константа. Соответственно компоненты магнитного поля, задаваемые ур. (15), преобразуются как $B_r, B_\theta \rightarrow kB_r, kB_\theta$. Тогда, если одновременно заменить $B_s \rightarrow kB_s$, представленные на рис. 2 графики не будут меняться при любой величине поля, а размерные значения (в гауссах) напряжённости магнитного поля могут быть получены путём умножения этих графиков на необходимое поверхностное значение B_s . Очевидно, что такая масштабная инвариантность будет иметь место только в рамках применяемого здесь приближения, когда можно пренебречь влиянием магнитного поля на

фоновые конфигурации. В частности, полученные графики могут быть использованы при рассмотрении магнитных полей с напряжённостями $B_s \sim 10^{12} - 10^{15}$ Гс, типичными для нейтронных звёзд.

Суммируя полученные результаты, мы рассмотрели компактные сильно гравитирующие конфигурации, состоящие из замагниченной спинорной жидкости. Последняя моделировалась с использованием эффективного уравнения состояния, получаемого из рассмотрения предельного случая больших отрицательных значений константы самодействия нелинейного спинорного поля. Для такого случая удаётся получить конфигурации с массами порядка массы Чандraseкара и размерами порядка 10 километров (параметры, типичные для нейтронных звёзд). Это позволяет называть такие конфигурации дираковскими звёздами.

Используя найденные равновесные конфигурации в качестве фоновых, исследована структура осесимметричного полоидального магнитного поля, создаваемого тороидальным электрическим током. Для этого мы выбрали типичные значения массы спинорного поля $\mu \sim 1$ ГэВ, для которых построены соответствующие зависимости масса-радиус (см. рис. 1). Эти зависимости аналогичны кривым, получаемым для других релятивистских конфигураций, включая нейтронные звёзды.

Как и в случае рассмотрения магнитного поля нейтронных звёзд [15] здесь мы выбирали

физические параметры таким образом, чтобы с точки зрения удалённого наблюдателя рассматриваемые в этой статье конфигурации обладали бы напряжённостями поверхностного магнитного поля, типичными для нейтронных звёзд. В рамках такого подхода показано, что получаемые здесь объекты обладают распределениями внутреннего и внешнего магнитного поля,

качественно и количественно похожими на магнитное поле нейтронных звёзд.

Благодарности

Авторы благодарны гранту №BR05236494 Министерства образования и науки Республики Казахстан за финансовую поддержку.

Литература

- 1 Rajaraman R. Solitons and instantons: An introduction to solitons and instantons in quantum field theory. – North-Holland Publishing Company: Amsterdam, New York, Oxford, 1982. – 409 p.
- 2 Lawrie I. A unified grand tour of theoretical physics. – Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia, 2002. – 580 p.
- 3 Schunck F.E., Mielke E.W. General relativistic boson stars // Class. Quant. Grav. Phys. Rev. – 2003. – V. 20. – P. R301-R356.
- 4 Bartnik R. and Mckinnon J. Particle-Like Solutions of the Einstein Yang-Mills Equations // Phys. Rev. Lett. – 1988. – V. 61. – P. 141.
- 5 Brito R., Cardoso V., Herdeiro C.A.R. and Radu E. Proca stars: Gravitating Bose-Einstein condensates of massive spin 1 particles // Phys. Lett. – 2016. – V.B752. – P. 291-295.
- 6 Finster F., Smoller J. and Yau S. T. Particlelike solutions of the Einstein-Dirac equations // Phys. Rev. – 1999. – V.D59:104020. -19 p.
- 7 Herdeiro C.A.R., Pombo A.M. and Radu E. Asymptotically flat scalar, Dirac and Proca stars: Discretevs.continuous families of solutions // Phys. Lett. -2017. -V. B773. -P.654-662.
- 8 Dzhunushaliev V. and Folomeev V. Dirac stars supported by nonlinear spinor fields // E-print arXiv:1811.07500 [gr-qc].
- 9 Dzhunushaliev V. and Folomeev V. Dirac star in the presence of Maxwell and Proca fields// E-print arXiv:1901.09905 [gr-qc].
- 10 Colpi M., Shapiro S. L., Wasserman I. Boson stars: Gravitational equilibria of selfinteracting scalar fields // Phys. Rev. Lett. – 1986. – V. 57. – P. 2485-2488.
- 11 Konno K., Obata T., Kojima Y. Deformation of relativistic magnetized stars // Astron. Astrophys. -1999. -V. 352. -P.211-216.
- 12 Sotani H., Kokkotas K. D., Stergioulas N. Torsional Oscillations of Relativistic Stars with Dipole Magnetic Fields // Mon. Not. R. Astron. Soc. – 2007. – V. 375. – P.261-277.
- 13 Bocquet M., Bonazzola S., Gourgoulhon E., Novak J. Rotating neutron star models with magnetic field // Astron. Astrophys. – 1995. – V. 301. – P.757-775.
- 14 Aringazin A., Dzhunushaliev V., Folomeev V., Kleihaus B. and Kunz J. Magnetic fields in mixed neutron-star-plus-wormhole systems // JCAP. -2015. – V. 1504:005. – 22 p.
- 15 Folomeev V. and Dzhunushaliev V. Magnetic fields in anisotropic relativistic stars // Phys. Rev. D -2015. – V. 91:044040. – 10 p.

References

- 1 R. Rajaraman, Solitons and instantons: An introduction to solitons and instantons in quantum field theory, (North-Holland Publishing Company: Amsterdam, New York, Oxford, 1982), 409 p.
- 2 I. Lawrie, A unified grand tour of theoretical physics, (Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia, 2002) – 580 p.
- 3 F.E. Schunck & E.W. Mielke, Class. Quant. Grav. Phys. Rev., 20, R301-R356 (2003).
- 4 R. Bartnik & J. Mckinnon, Phys. Rev. Lett., 61, 141 (1998).
- 5 R. Brito, V. Cardoso, C.A.R. Herdeiro and E. Radu, Phys. Lett., B752, 291-295 (2016).
- 6 F. Finster, J. Smoller and S.T. Yau, Phys. Rev., V.D59, 104020 (19 p.) (1999).
- 7 C.A.R. Herdeiro, A.M. Pombo and E. Radu, Phys. Lett., B773, 654-662 (2017).
- 8 V. Dzhunushaliev & V. Folomeev, E-print arXiv:1811.07500 [gr-qc].
- 9 V. Dzhunushaliev & V. Folomeev, E-print arXiv:1901.09905 [gr-qc].
- 10 M. Colpi, S.L. Shapiro, I. Wasserman, Phys. Rev. Lett., 57, 2485-2488 (1986).
- 11 K. Konno, T. Obata, Y. Kojima, Astron. Astrophys., 352, 211-216 (1999).
- 12 H. Sotani, K.D. Kokkotas, N. Stergioulas, Mon. Not. R. Astron. Soc., 375, 261-277 (2007).
- 13 M. Bocquet, S. Bonazzola, E. Gourgoulhon, J. Novak, Astron. Astrophys., 301, 757-775 (1995).
- 14 A. Aringazin, V. Dzhunushaliev, V. Folomeev, B. Kleihaus and J. Kunz, JCAP, 1504:005, 22 (2015).
- 15 V. Dzhunushaliev & V. Folomeev, Phys. Rev. D, 91, 044040 (2015).

FTAMP 41.23.29; 41.25.15

**Манапбаева А.Б.¹, Куратова А.К.¹, Куратов К.С.¹, Алимагазинова Н.Ш.¹,
Комеш Т.², Демесинова А.М.¹, Наурзбаева А.Ж.¹, Қызгарина М.Т.^{1*}**

¹Ал-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Қазақстан, Алматы қ.,
*e-mail: meir83physics@gmail.com

²Шыңжан Астрономиялық Обсерваториясы, КХР, Шыңжан қ.

ЖАС ЖҰЛДЫЗДАР СПЕКТРЛЕРИНДЕГІ ЭНЕРГИЯ ТАРАЛУЫН БАҚЫЛАУ ЖӘНЕ МОДЕЛДЕУ

Жас жұлдыздарды зерттеу астрофизикада басты бағыттардың бірі болып табылады. Бұл, ең алдымен, алынған зерттеулер жұлдыздың өзі туралы, жұлдыздар мен планеталардың эволюциясы, қалыптасу процесі туралы білуге мүмкіндік беретініне байланысты. Мұндай зерттеулер түрлі елдердің астрономдарымен жүргізілген, дегенмен кейбір мәселелер, атап айтқанда, тұрақсыз жас жұлдыздардың физикалық сипаттамалары және олардың эволюцияларының белгілі бір бөліктегі өлі де түсініксіз болып қалуда.

Жұмыста Ae/Be Хербиг жас жұлдыздарының спектрлік және фотометрлік бақылаулары көрсетілген болатын. Әдебиеттерден алынған және қол жетімді фотометрлік мәліметтерге, сондай-ақ, модельдеу нәтижелеріне сүйене отырып, спектрлердегі энергиялардың таралуы зерттелді. Осындағы обьектілерді талдау алгоритмін жасау Ae/Be Хербиг обьектілеріне СӘТ-ын талдау мүмкіндігін ұсынып отыр. IRAS 22150 + 6109 жұлдызының зерттеу нәтижесінде жұлдызы спектріндегі эмиссионды ерекшеліктер анықталды, оның пропланеталық дискісінің геометриялық сипаттамалары анықталды. Бұл зерттеулерде арнайы каталогтардың нәтижелері мен Ассы-Тұрген обсерваториясындағы және В.Г.Фесенков атындағы астрофизикалық институттың (АФИ) Тянь-Шань астрономиялық обсерваториясында алынған фотометриялық нәтижелер қолданылған болатын.

Зерттеу обьектісі Ae/Be Хербиг жас жұлдыздары болып табылады.

Зерттеу нәтижелері астрономияда, космологияда, теориялық физикада және есептеуіш астрофизикада қолданылуы мүмкін.

Түйін сөздер: фотометрия, спектр, Ae/Be Хербиг жұлдыздары, энергия.

Manapbayeva A.B.¹, Kuratova A.K.¹, Kuratov K.S.¹, Alimgazinova N.Sh.¹,
Komesh T.², Demesinova A.M.¹, Naurzbaeva A.Zh.¹, Kyzgarina M.T.^{1*}

¹Al-Farabi Kazakh National University, Kazakhstan, Almaty,

*e-mail: meir83physics@gmail.com

²Xinjiang Astronomical Observatory, China, Xinjiang

Observations and modeling of energy distributions in the spectra of young stars

Investigation of young stars is one of the main directions in astrophysics. Firstly, it is related to the fact that these studies allow us to learn more about the star, about the process of formation and evolution of stars and planets. Astronomers of the different countries carried out that kind of study, however there are still some questions are not clear, in particular, the physical characteristics of young nonstationary stars and certain details of their evolution.

The work shows spectral and photometric observations of Herbig's Ae / Be young stars. The distribution of energy in their spectra was studied based on the photometric data obtained and available in the literature, as well as the results of modeling. As a result of the study of the star IRAS 22150 + 6109, emission features in the spectrum of the star were determined, the geometric characteristics of its protoplanetary disk were determined. In this article, photometric data from specialized catalogs and

observational data were used at the Assy-Turgen observatory and at the Tien-Shan astronomical observatory of the Astrophysical Institute named after V.G. Fesenkov (APhIF).

The object of the study are the young stars Ae / Be Herbig.

The research results can be used in astronomy, cosmology, theoretical physics and computational astrophysics.

Key words: photometry, spectrum, Herbig Ae / Be stars, energy.

Манапбаева А.Б.¹, Куратова А.К.¹, Куратов К.С.¹, Алимгазинова Н.Ш.¹,
Комеш Т.¹, Демесинова А.М.¹, Наурзбаева А.Ж.¹, Кызыгина М.Т.¹

¹Казахский национальный университет имени аль-Фараби, Казахстан, г. Алматы,
*e-mail: meir83physics@gmail.com

²Синьцзянская астрономическая обсерватория, Китай, г. Синьцзян

Наблюдение и моделирование распределений энергии в спектрах молодых звезд

Исследование молодых звезд является одним из основных направлений в астрофизике. Это связано, прежде всего, с тем, что данные исследования позволяют больше узнать о самой звезде, о процессе формирования и эволюции звезд и планет. Такие исследования проводятся астрономами разных стран, однако все еще остаются неясными некоторые вопросы, в частности физические характеристики молодых нестационарных звезд и определенные детали их эволюции.

В работе представлены спектральные и фотометрические наблюдения молодых звезд Ae/Be Хербига. Исследованы распределения энергии в их спектрах опираясь на полученные и доступные в литературе фотометрические данные, а также результаты моделирования. Выработка алгоритма анализа таких объектов, представляется возможным применить к анализу РЭС объектов Ae/Be Хербига. В результате исследования звезды IRAS 22150+6109 были определены эмиссионные особенности в спектре звезды, определены геометрические характеристики её протопланетного диска. В исследовании были использованы фотометрические данные из специализированных каталогов и данные наблюдений на Ассы-Тургенской обсерватории и на Тянь-Шаньской астрономической обсерватории астрофизической института имени В.Г. Фесенкова (АФИФ).

Объектом исследования являются молодые звезды Ae/Be Хербига.

Результаты исследований могут быть использованы в астрономии, космологии, теоретической физике и вычислительной астрофизике.

Ключевые слова: фотометрия, спектр, звезды Ae/Be Хербига, энергия.

Кіріспе

Ae/Be Хербиг типті жұлдыздарда дискінің бар болуы олардың эволюциясының өтпелі кезеңін көрсетеді, келесі кезең планеталық жүйелер болуы мүмкін. Мұндай объектілерде планеталардың бар-жоғы әзірше белгісіз. Ұсынылған зерттеулер осындағы жұлдыздардың дамуының соңғы кезеңдерінде планеталардың бар екендігі туралы сұраққа жауап алуға мүмкіндік береді. СЭТ талдауы негізінде Ae/Be Хербиг типті жұлдыздардың айналасындағы планеталардың немесе протопланеталардың бар болуын анықтауға арналған нақты критерийлерлер қазіргі уақытта толығымен әлі анықталған жоқ [1-9].

Осы мақсатта кескін алынған протопланеталық дисктердегі СЭТ-ды талдау экзопланета табылған аймақтардағы перспективті болып ұсынылады. Осындағы протопланеталардың эволюциялық статусы протожұлдыздар кезеңімен

байланыста сияқты. Осындағы объектілердің талдау алгоритмін жасау Ae/Be Хербиг объектісінің СЭТ-ын талдауға қолдану мүмкіндігі ұсынылады. Мұндай тәсілдемелер осындағы объектілерді талдау үшін әзірше қолданылмады және перспективті болып табылады, себебі осы уақытқа дейін протопланеталық дискеңдердің құрылымы аз зерттелген [10-11].

Бұл зерттеулерде арнағы каталогтардың нәтижелері мен Ассы-Түрген обсерваториясындағы және В.Г. Фесенков атындағы астрофизикалық институттың (АФИ) Тянь-Астрономиялық обсерваториясындағы фотометриялық нәтижелері алынды [12]. Фотометриялық мәліметтердің негізінде планеталық жүйені қурау кезінде орын алатын айнымалы ағындарды ашуға болады. Ae/Be Хербиг типті нысандардың өзгергіштігі орталық жұлдыздардағы, сондай-ақ жұлдызаралық дискіде болатын құбылыстардың нәтижесінде болуы мүмкін. Жердегі фотометрия

жұлдыздардағы болып жатқан өзгерістерді айыра алады, ұзын толқынды (ИК- мен мм-) сол протопланеталық бұлттарда қалыптасатын әртүрлі процестермен байланыстыруға болады. Мұндай тез болатын процестер әлі толық зерттелмеді және протопланеталық дискилердің заманауи уақыттық шкаласының дамуына үлес қосатындықтан үлкен астрофизикалық қызығушылықты тудырады. Мұнда сондай-ақ, жұлдызаралық дискинің кинематикалық қозғалысын тудыратын қозғалыстарды сараптауга мүмкіндік беретін спектроскопиядағы ақпараттардың да маңызы зор, олар: акреция процестері және ерте кезеңдерін нысандардың қазіргі уақытта жетекілікті дәрежеде зерттелмеген джет түріндегі шығарындысы [13-16, 18].

Қысқаша теориялық мәлімет

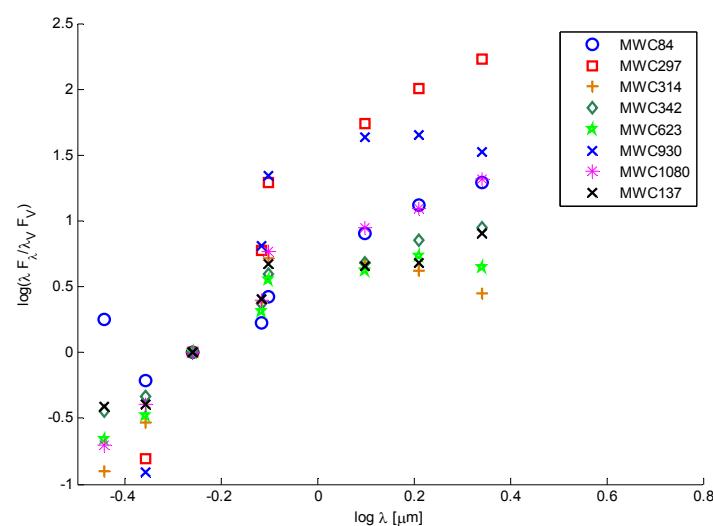
Жұмыста Ae/Be Хербиг типті бірнеше жас жұлдыздардың спектрлік және фотометриялық бақылауларының тәсілі арқылы зерттеулер жүр-

гізліді. Зерттеу нысаны ретінде мына жас жұлдыздар таңдалып алынды: IRAS 22150+6109, MWC84, MWC297, MWC314, MWC342, MWC623, MWC930, MWC1080, MWC1377. Тянь-Шань астрономиялық обсерваториясындағы (АФИФ) 1-метрлік телескоптағы бақылаулар нәтижесі 1-кестеде берілген [19]. Кестеде жұлдыздық шамалардың келесі белгілері берілген: U-ултрапулгін, В-көк, V-визуалды, R-қызыл, I-толқын ұзындығы 0,7628 мкм болатын, J-1,25 мкм болатын, H-1,82 мкм болатын, K-2,2 мкм болатын өлшемі. 20 жыл бойы Астрофизикалық институтта жүргізілген спектрофотометриялық бақылауларының нәтижесі жинақталды. Олар өздерімен бірге әртүрлі спектрлік классификағы 7^m дейінгі және 3200-7500 Å арасындағы спектр аймағында жататын 1159 жұлдыздың энергия таралуын көрсете алады [17, 20-22].

Алынған бақылаулар нәтижесі бойынша әртүрлі толқын ұзындықтарындағы энергияның таралуы бойынша диаграммасы алынды (1-сурет).

1-кесте – Ae/Be Хербиг типті жас жұлдыздардың фотометриялық мәліметтері

Жұлдыз	U	B	V	R	I	J	H	K
MWC 84	7,21E-10	6,47E-10	8,46E-10	1,02E-09	1,56E-09	3,01E-09	3,82E-09	4,17E-09
MWC 297		9,61E-11	4,92E-10	2,12E-09	6,74E-09	1,20E-08	1,70E-08	2,08E-08
MWC 314	7,97E-10	1,53E-09	4,17E-09	7,14E-09	1,51E-08	8,80E-09	5,92E-09	2,92E-09
MWC 342	1,03E-09	1,08E-09	1,86E-09	3,15E-09	5,11E-09	3,95E-09	4,51E-09	4,14E-09
MWC 623	7,51E-10	9,31E-10	2,26E-09	3,30E-09	5,63E-09	4,16E-09	4,15E-09	2,51E-09
MWC 930		5,71E-11	3,73E-10	1,72E-09	5,73E-09	7,05E-09	5,75E-09	3,11E-09
MWC 1080	2,80E-10	4,61E-10	9,22E-10	1,67E-09	3,73E-09	3,56E-09	3,92E-09	4,83E-09
MWC 137	3,30E-10	2,79E-10	5,57E-10	1,03E-09	1,83E-09	1,11E-09	9,09E-10	1,11E-09



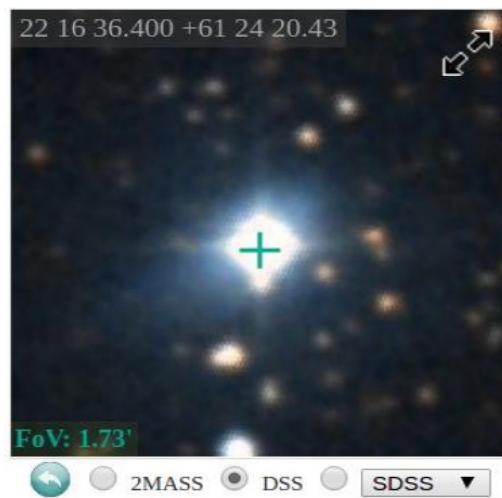
1-сурет – Зерттеліп отырған жұлдыздар спектрлеріндегі энергияның таралуы

Зерттеу нәтижелері

Ұсынылған жұмыста IRAS 22150+6109 жас жұлдызы зерттелді (2-сурет). IRAS 22150+6109 Күннен 910 парсек қашықтықта орналасқан Цефеедегі L 1188 активті жұлдыз түзілу аймағы баятында орналасқан инфрақызыл көзі болып табылады. Бұл ерте кластағы эмиссионды сыйықтардың объектілер каталогынан таңдалған аз зерттелген жұлдызы V ~ 11 mag негізінде қалыптасқан болатын. Алайда CO эмиссиясы бойынша нәтижелер екі тарапты болып табылады: теріс анықтама және он анықтама. Объектіде H₂O, OH және CS молекулаларының ешқандай эмиссионды сыйықтары табылмады. Дегенмен, IRAS 22150+6109 инфрақызыл сәулелердің мөлшерден тыс артық екенін көрсетеді, ол эволюция кезеңінің бас тізбекке қарай ауыспалы периодындағы орташа массалы жұлдызды сипаттайты. Бас тізбек айналасындағы орналасуы эмиссиялы сыйықтары бар жұлдыздар үшін Гамбург зерттеулерімен анықталған Нα әлсіз эмиссиясымен расталады. Бұл шағылдыру тұмандықтарының каталогына енгізілген болатын [23, 24].

Зерттеудің негізгі мақсаты оптикалық спектрді және жұлдыздың оптикалық көптүсті фотометриясын алу, оның спектрдегі энергия таралуын (СЭТ) шектеу, қолжетімді инфрақызыл фотометрлік деректерді көрсетеді жинақтау және жұлдыз

аймағындағы шан-тозаң қасиеттерін алу үшін спектрдің энергетикалық таралуын моделдеу болып табылады.



V=10.8 mag, SpT=B3ZAMS, M*=6.5±0.5 M_{sun}, R*=5R_{sun}, d=910 pc

2-сурет – IRAS 22150+6109 жұлдызы

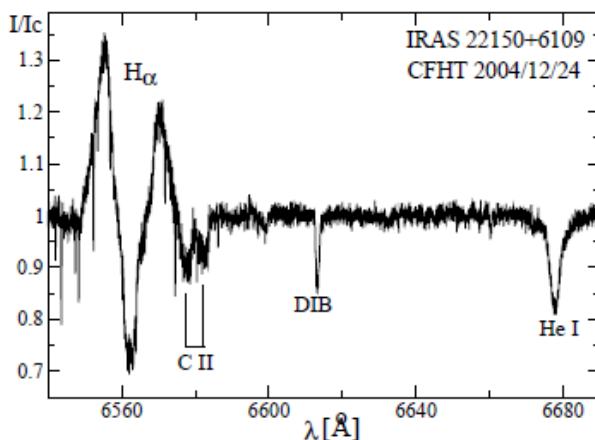
Спектроскопиялық бақылау. Осы жұмыста IRAS 22150+6109 ажыратымдылығы жоғары үш спектроскопиялық бақылау талданған болатын, жылдар арасы он жылға жуық 2004 – 2015. Бақылау құралдары мен күндері 2-кестеде көлтірілген.

2-кесте – Бақылау құралдары мен күндердің қыскаша сипаттамасы

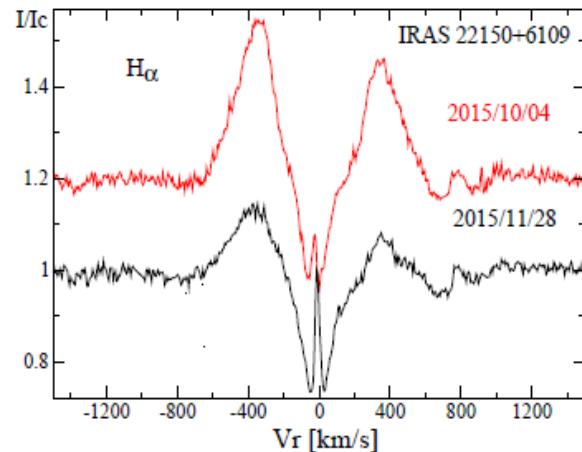
Күні	Телескоп	Орналасқан жері	Рұқсат етілген күш	Спектрлік аймағы, Å
2004/12/24	3.6 m CFHT	Hawaii, USA	65000	4000–10500
2015/10/04	2.1 m OAN SPM	Baja California, Mexico	18000	3800–7100
2015/11/28	2.1 m OAN SPM	Baja California, Mexico	18000	3800–7100

Спектрде бірнеше эмиссиялық ерекшеліктер бар (3-6 сурет). Ең күшті екі максимумы бар Нα сыйығы болып табылады (4-сурет). Эмиссиялық шындар ~ 680 км/с бөлінген. Бұл сыйық сонымен қатар ~ -25 км/с жүйелі жылдамдығы бар тар

орталық эмиссиялық шынын көрсетеді. Бұл шын 2004 жылы іс жүзінде көрінбейді (3-сурет), 2015 жылы әлдеқайда күштірек көрініп тұр. Берілген спектрде басқа ешқандай ауытқулар табылмады.



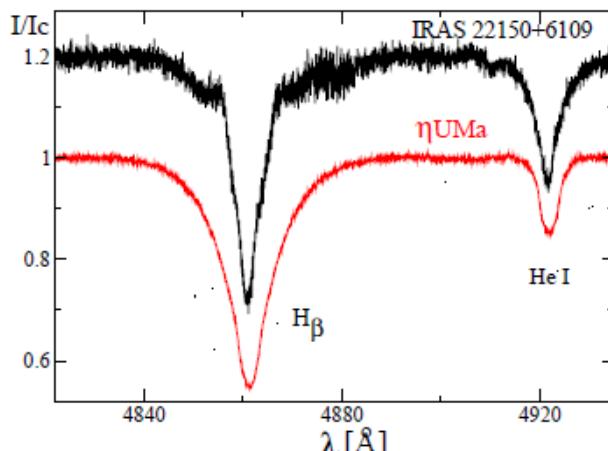
3-сурет – 3,6 метрлік CFHT телескопынан алынған спектрдегі H α аймағы



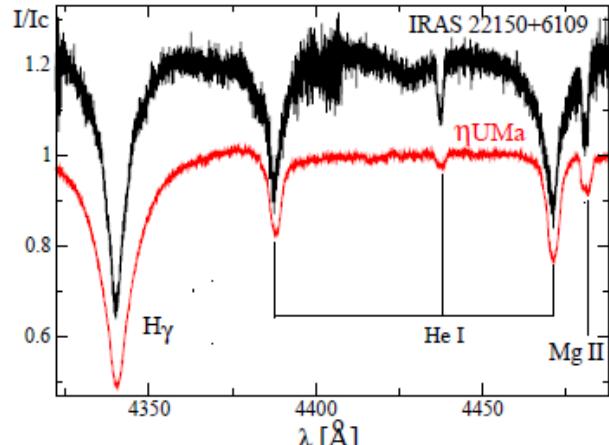
4-сурет – 2,1 метрлік OAN SPM телескобынан алынған спектрдегі H α аймағы

Басқа ерекшеліктері 6300 және 6364 Å толқын ұзындықтарындағы өте әлсіз рүқсат етілмеген оттегі сывығы [OI] мен Пашен сериясындағы сутегі сывығы болып табылады. Спектрдің жұтылу сывығы B3V спектрлік типіне

сәйкес келетін және жобалы айналу жылдамдығы $v \sin i \sim 200$ км/с⁻¹ болатын біркелкі кең сывықтарды көрсетеді. Соңғысы η UMa (B3 V, $v \sin i \sim 150$ км/с⁻¹) спектрімен салыстырыла есептелген болатын [24].



5-сурет – IRAS 22150+6109 жұлдызының спектрі. H β аймағы



6-сурет – IRAS 22150+6109 жұлдызының спектрі. H γ аймағы

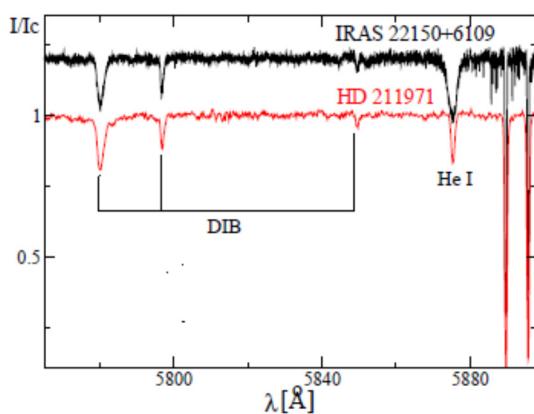
IRAS 22150+6109 жұлдызының спектріндегі жұлдызаралық ерекшеліктері жұлдызаралық кеңістіктері диффузия жолағымен (ЖКДЖ) ұсынылады. ЖКДЖ күші және жұлдыз аралық сывықтар $E(B - V) = 0.7$ mag оптикалық қызаруға сәйкес келеді. ЖКДЖ-дағы екі D-сывықтар мен IRAS 22150+6109 спектріндегі Na I объектіден 1,5 градуста және шамамен бірдей арақашықтықта (900 парsec) орналасқан A2 Ib супералып HD211971-мен өте ұқсас болып келеді (7-сурет).

Фотометрлік бақылау. Жұлдыздарды фотометрлік бақылау FP3U фотометрін қолдана отырып, Джонсон фотометрлік жүйесі бойынша UBVRI жолағында Тянь-Шань Астрономиялық обсерваториясында жүргізілген болатын [25]. Осы түрдегі жұлдыздар типін зерттеу А.С. Мирошинченкомен (University of North Carolina at Greensboro, USA) бірлесіп жүзеге асырылды.

1997-1999 жылдар аралығында алынған он бақылау талданды. Инфрақызыл фотометрлік

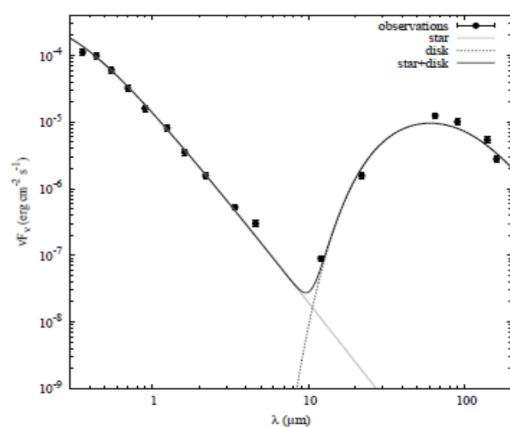
мәліметтер әртүрлі каталогтан алынды. JHK жолағындағы спектрдің жақын ИК- облысындағы мәліметтер 2 MASS каталогынан, 3,4 және 21 мкм арасындағы төрт жолақтағы ағындар WISE каталогынан және 18 және 160 мкм арасындағы бес жолақтағы ағындар AKARI каталогынан алынды.

Жұлдыздық шамалармен өлшенген ағындар жоғарыда аталған ақпарат көздерін пайдалану арқылы нөлдік жұлдыздық шамалар ағынын колдана отырып, энергияның өлшеміне айналдырылды.



7-сурет – Three College Observatory обсерваториясынан алынған (North Carolina, USA, рұқсат етілген күші R ~10000) HD 211971 спектрімен салыстыру [26]

Шамамен 2 жыл ішінде алынған оптикалық фотометрия орташасы $V = 10.82 \pm 0.07$ mag жұлдызың шаманың жарықтық өзгеруі 0,2 болатынын көрсетеді. Тұс көрсеткіштерінің орташаланған мәні B3 жұлдызының спектрлік типін көрсетеді және сөнуі AV = 2.0 ± 0.1 mag. Инфрақызыл фотометрия 2001 жылдан 2010 жылдар арасында әртүрлі уақыттарда алынған болатын, бірақ ағындар бір-бірімен тізбектелеген болып көрсетіледі (8-сурет). Бақылаулардан алынған СЭТ жұлдызыаралық жұтылуудың стандартты заңының көмегімен өндөлген болатын.



8-сурет – IRAS 22150 жұлдызының бақыланған фотометрлік СЭТ(кара нүктелер), жазық диск моделінің ең үздік сыйекестігімен салыстыру (үздіксіз кара сзығы) көрсетілген. Моделденген спектрлер үздіксіз сұр сзығып көлтірілген.

Спектрдегі энергия таралуын моделдеу. Біз протопланеталық диск пен B3V жұлдызының қара денесінің эмиссиясынан құралған IRAS 22150+6109 жұлдызының спектрдегі энергия таралуын (СЭТ) қарастырамыз. Біз жұлдыздың ағындарын осы қара дененің шамамен алғандағы дәлдігімен моделдейміз.

$$f_{\nu^*} = \varphi \pi R_*^2 B_\nu(T_*), \quad (1)$$

мұндагы φ – өрістің тұрақты нормалануы, $B_\nu(T_*)$ – Планк функциясы, R_* – жұлдыздың радиусы, T_* – жұлдыздың эффективті температурасы. В3 типті жұлдызы үшін алдын-ала жасалған есептеулер мына мәндерді көрсетті: $R_* = (5 \pm 0.3)R_\Theta$ және $T_* = 20000 \pm 1000 K$. Біз болжаган ағын артығын есептеу үшін толқын ұзындығы $\lambda > 1$ мкм кезінде болатын, біз протопланеталық дисктің ағын тығыздығын төмендегі формуланы ескере отырып есептедік

$$f_{\nu, disk} = \phi \int_{R_{in}}^{R_{out}} B_\nu(T_r) (1 - \exp(-\tau)) 2\pi r dr, \quad (2)$$

R_{in}, R_{out} – ішкі және сыртқы дисктің радиусы, сәйкесінше, τ – диск материалының оптикалық терендігі, ол κ_ν мөлдір емес дисктен тәуелді толқын ұзындығының өнімі болып табылады және Σ_r – диск материалының тығыздығының беттік таралуы.

$$\tau = \sum_r \kappa_\nu. \quad (3)$$

Шаң-тозаңның мөлдір еместігі жиіліктің дәрежелік тәуелділігі бойынша сипатталады:

$$\kappa_\nu = \kappa_0 \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^\beta, \quad (4)$$

мұндағы $\kappa_0 = 0.1 \text{ см}^2\text{г}^{-1}$, $\nu_0 = 1000 \text{ ГГц}$. Бұл мән газ массасының шаң-тозаңға арақатынасын 100 дің 1-ге қатынасындай деп болжайды.

Толқын ұзындықтың дисктің мөлдір емес-тігіне тәуелділігін есептеу үшін біз Ми теориясын қолданық және мөлшері 0,01 мен 100 мкм аралығында және тығыздығы 2,5 гр см^{-3} болатын астрономиялық силикаттардан құралған аз мөлшерлі сфералық түйіршіктерді қарастырдық.

Бет тығыздығының таралуы Σ_r мен температура T_r диск радиусының дәрежелік тәуелділігі бойынша беріледі

$$T_r = T_{sub} \left(\frac{r}{R_{sub}} \right)^q, \quad (5)$$

$$\Sigma_r = \Sigma_{in} \left(\frac{r}{R_{in}} \right)^p, \quad (6)$$

$R_{sub} = 1500 \text{ К}$ температура кезіндегі (шан-тозаңды дисктің бөлшектерінің сублимация температурасы) диск радиусы. Біздің жеке жағдайымызда $R_{sub} \approx 2 \text{ а.е.}$, p және q индекстері – еркін параметрлер. Σ_{in} – бұл R_{in} дисктің ішкі радиусындағы беттің тығыздығы. Дисктің жалпы массасы дисктің өлшемі мен беттің тығыздығынан тәуелді

$$M_d = \int_{R_{in}}^{R_{out}} 2\pi r \Sigma_r dr. \quad (7)$$

Оз кезегінде Σ_{in} -ді диск массасының функциясы ретінде көрсетуге болады:

$$\Sigma_{in} = \frac{M_d R_{in}^p (2 + p)}{2\pi (R_{out}^{2+p} - R_{in}^{2+p})}. \quad (8)$$

Жоғарыда келтірілген есептеу алгоритмдерін негізге ала отырып, біз жүйенің әртүрлі параметрлері кезінде жұлдыздар спектріндегі

энергия таралуының қисықтарын моделдеген болатынбыз. Дисктің ішкі радиусы 1 а.е. қадаммен 2 дең 1000 а.е.-ге дейінгі аралықта өзгерген. Дисктің сыртқы радиусы $P_{out} = 10 \text{ а.е.}$ қадаммен 10-нан 2000 а.е.-ге дейін өзгерген. $R_{in} = R_{out}$ жағдайы ескерілмеген болатын. Бет тығыздығының дәрежелік заңдылығы p -ны біз -1,5-тен (заманауи Күн жүйесіндегі бет тығыздығы тәрізді) 0-ге дейін (бет тығыздығы тұракты) 0,5 қадаммен және q -ды -0,75-тен -0,35-ке дейіе 0,01 қадаммен өзгерттік.

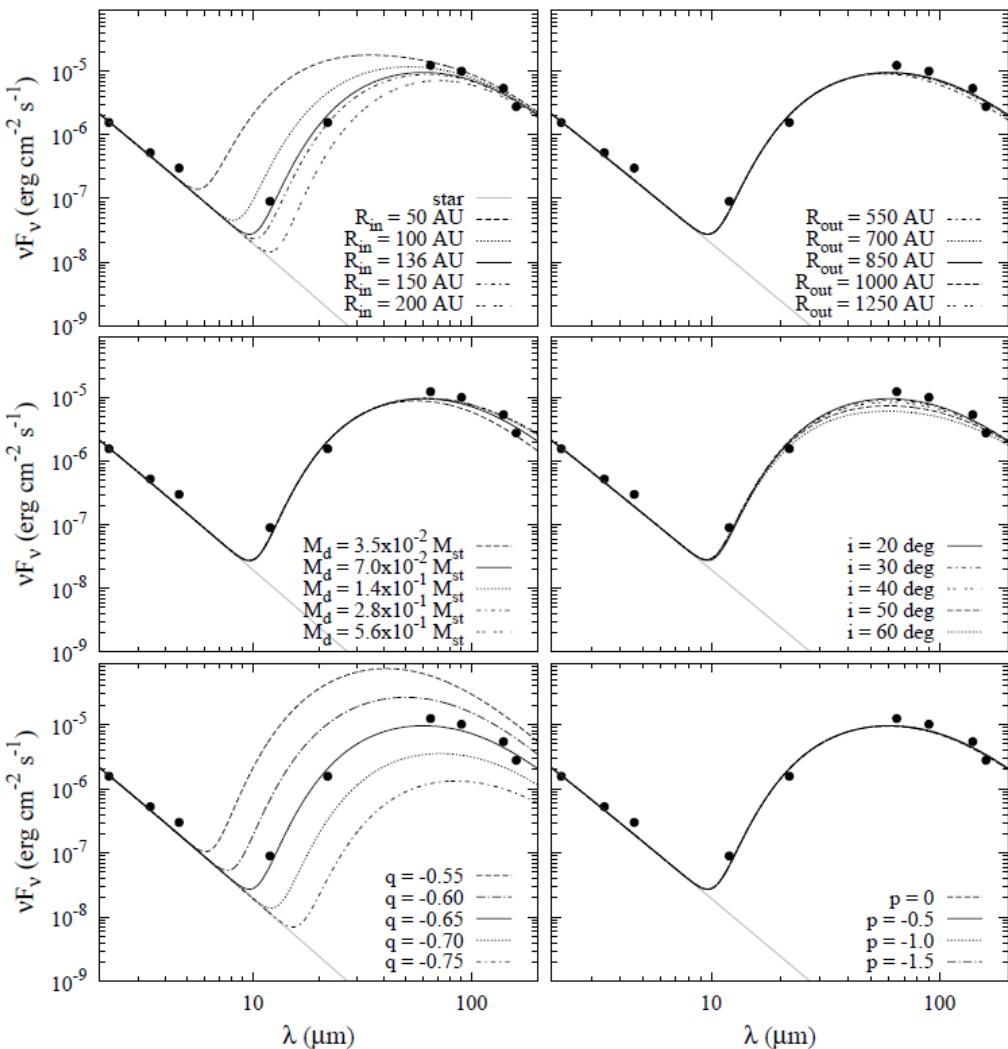
Минимумга келтіру арқылы максималды сәйкестікті анықтадық

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \left(\frac{F_{obs,i} - F_{mod,i}}{\sigma_{obs,i}} \right)^2, \quad (9)$$

мұндағы $F_{obs,i}$ және $F_{mod,i}$ бақыланған және моделденген ағындар болып табылады (сәйкес толқын ұзындықка) сәйкесінше, $\sigma_{obs,i}$ – бақылаулар 10 % -ке тең болатын барлық сәйкес $F_{obs,i}$ үшін бақылау қателігі. Дисктің эмиссионды $> 1 \text{ мкм}$ толқын ұзындығындаға болады деп болжаймыз және сәйкесінше дисктің ынғайлы моделін берілген облыс бойыншаға ғана қарастырамыз.

Максималды сәйкестік ($\chi^2=50,82$) $R_{in} = 136_{-16}^{+14}$ а.е., $R_{out} = 850_{-250}^{+1000}$ а.е., $p = -0.5_{-1.0}^{+0.5}$, $q = -0.65_{-0.01}^{+0.01}$, $M_d = 0.07_{-0.03}^{+1000} M_*$ (M_* – жұлдыздар массасы) жүйелерімен және $i = 20_{-10}^{+20}$ градус болатындығын анықтадық.

Параметрлер қателігінің критерийлері $\chi^2 10\%-ға$ дейін негізделген. 9-сурет сәйкес параметрлері максималды болатын жүйелер үшін СЭТ-ын (кара сыйықтар), бақылауды (боялған қара дөңгелектер) және жұлдыздардың СЭТ-үйн (сүр сыйық) көрсетеді. 9-сурет СЭТ жалпы жүйесінің диск моделінің еркін параметрлерінен қалай тәуелді болатындығын көрсетеді. Суреттегі тірек нүктесін күрудагы ауытқытын параметр әр панельде бейнеленген. Моделденген спектрлер үздіксіз сүр сыйықпен көрсетілген.



9-сурет – СЭТ-үң профилінің толық жүйесіндегі модел параметрінің ауытқуына негізделген эффектілері.
Әр панелдегі үздіксіз қара сзық $R_{in} = 136$ а.е., $R_{out} = 850$ а.е., $M_d = 0.07M_*$, $i = 20^\circ$, $p = -0.5$ и $q = -0.65$ СЭТ-ын білдіреді [26]

Корытынды

Жұмыста Ae/Be Хербиг жас жұлдыздардың: IRAS 22150+6109, MWC84, MWC297, MWC314, MWC342, MWC623, MWC930, MWC1080, MWC1377 спектрлік және фотометрлік бақылаулары жүргізілді. Зерттелетін жұлдыздардың спектрлеріндегі энергиялардың таралу графикитері түрғызылды.

IRAS 22150+6109 жас жұлдызы толығымен түсіндірілді, жүргізілген зерттеулер жұлдызың физикалық қасиеті туралы жаңа мәліметтер алуға мүмкіндік берді.

Бақыланған спектрлерден келесідей қорытындылар жасауга болады:

1) IRAS 22150+6109 оптикалық аналогы газ-тозанды дискпен қоршалған В3 спектрлік

типінің жұлдызы болып табылады. Бұл айналудың үлкен жобаланған жылдамдығына қатысты жұлдыздардың айналу өсі (диск, салдар ретінде) көрінетін сзықтардан біршама ауытқытын болып табылатындығынан шығады.

2) Бақыланатын жобаланған айналу жылдамдығының критикалық жылдамдыққа қатынасы жұлдыздың айналу есінің көлбеу бүрышының шегін $i > 19^\circ$ белгілейді.

3) Спектрде анықталған жұлдыз аралық ерекшеліктер L 1188 қараңғы бұлттағы жұлдыздардың орналасуына сәйкес келеді. Эмиссионды сзықтардың бар болуы бұрында болжанған, яғни оның жас жұлдыз екенін растайды. Бұл болжам жұлдыздар айналасындағы шағылдырғыш тұмандықпен инфрақызыл артықты анықтауда құрылған болатын.

Жұлдыздар спектрлеріндегі энергия тарауын талдау және моделдеу нәтижелерінен:

- 1) IRAS 22150+6109 жұлдызы – газ-тозанды дискпен қоршалған $\sim 70 R_{\text{sub}}$ қашықтықта жайылатын жұлдыз;
- 2) Дисктің ерекше ықтимал ауытқуы $\leq 40^\circ$;
- 3) Диск өте үлкен сыртқы радиусқа 850 а.е.және ерекше ықтимал массаса $7 \times 10^{-2} M_\odot$ ие;

4) Диск тығыздықтың кіші таралуына ие, акрецияның типтік дискине қарағанда;

- 5) Бас тізбек айналасында жұлдыз орналаскан.

Сонымен, жұлдыздардан алынған фотометрлік және спектрлік бақылауларын талдау жұлдыздардың физикалық қасиеті туралы жаңа мәліметтер алуға мүмкіндік береді.

Әдебиеттер

- 1 Ille J.D., Fairlamb J., Oudmaijer R.D., Mendigutía I., van den Ancker M.E., Kraus S., Wheelwright H.E. Investigating the inner discs of Herbig Ae/Be stars with CO bandhead and Br gamma emission. //Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2014. – Vol. 445, No 4. – P.3723-3736.
- 2 Fairlamb J.R., Oudmaijer R.D., Mendigutía I., Ille J.D., Van den Ancker M.E. A spectroscopic survey of Herbig Ae/Be stars with X-shooter-I. Stellar parameters and accretion rates //Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2015. – Vol. 453, No 1. – P.976-1001.
- 3 Vural J., Kraus S., Kreplin A., Weigelt G., Fossat E., Massi F., Perraut K., Vakili F. Study of the sub-AU disk of the Herbig B[e] star HD 85567 with near-infrared interferometry //Astronomy & Astrophysics. – 2014. – Vol. 569. – P.A25.
- 4 Miroshnichenko A.S., Rossi C., Polcaro V.F., Zharikov S., Rudy R.J., Kusakin A.V., Kuratov K.S., Naurzbaeva A.Zh., Alimgazinova N.Sh., Manapbayeva A.B., Manset N. Observations of newly found objects with the B[e] phenomenon // The conference "The B[e] Phenomenon: Forty Years Of Studies" Prague, Czech Republic on June 27 – July 1, 2016.
- 5 Kuratova A.K., Miroshnichenko A.S., Kuratov K.S., Naurzbaeva A.Z., Alimgazinova N.S., Manapbayeva A.B. A Search for New Objects with the B[e] Phenomenon //Astronomical Society of the Pacific Conference Series. – 2017. – Vol. 508. – P. 229.
- 6 Khokhlov, S. A.; Miroshnichenko, A. S.; Zharikov, S. V.; Manset, N.; Arkharov, A. A.; Efimova, N.; Klimanov, S.; Larionov, V. M.; Kusakin, A. V.; Kokumbaeva, R. I.; Ch. T. Omarov, K. S. Kuratov, A. K. Kuratova, R. J. Rudy, E. A. Laag, K. B. Crawford, T. K. Swift, R. C. Puettner, R. B. Perry, S. D. Chojnowski, A. Agishev, D. B. Caton, R. L. Hawkins, A. B. Smith, D. E. Reichtart, V. V. Kouprianov, J. B. Haislip Toward Understanding the B[e] Phenomenon. VII. AS 386, a Single-lined Binary with a Candidate Black Hole Component. 2018. – Astrophysical Journal. – V.856. – P.158-171.
- 7 Van Winckel H. Post-AGB Binaries and Their Connection to the B[e] Phenomenon //Astronomical Society of the Pacific Conference Series. – 2017. – Vol.508. – P. 197.
- 8 Oudmaijer R.D., Miroshnichenko A.S. Introduction to the B[e] Phenomenon //Astronomical Society of the Pacific Conference Series. – 2017. – Vol. 508. – P. 3.
- 9 Miroshnichenko A.S. Toward Understanding the B[e] Phenomenon. I. Definition of the Galactic FS CMa Stars //The Astrophysical Journal. – 2007. – Vol. 667, No 1. – P. 497-504.
- 10 Zakhzhay O. V., del Burgo C. and Zakhzhay V. A. Geometry of highly inclined protoplanetary disks // Advances in Astronomy and Space Physics – 2015. – Vol. 5. – P.33-38.
- 11 Jeřábková T., Korčáková D., Miroshnichenko A., Danford S., Zharikov S.V., Kříček R., Zasche P., Votruba V., Nlechta M., Nkoda P., Janík J. Time-dependent spectral-feature variations of stars displaying the B[e] phenomenon. III.HD 50138 //Astronomy & Astrophysics. – 2016. – Vol. 586. – P.A116.
- 12 Куратов К.С., Кусакин А.В., Мкртичан Д.Е. Астросейсмологические наблюдения на Тянь-Шаньской астрономической обсерватории // Известия НАН РК. Серия физ.-математическая –2004. – №4. – С.78-83.
- 13 Куратов К.С., Андабаева Л.Э., Джакушева К.Г. Поляризация излучения молодых звезд в континууме и эмиссионных линиях// Известия НАН РК. Серия физ.-математическая. – 1994. – №4. – С.23-28.
- 14 Куратов К.С. Исследования группы горячих звезд с пылевыми оболочками // Известия НАН РК. Серия физ.-математическая. – 2010. – №4. – С.72-73.
- 15 Куратова А.К., Мирошниченко А.С., Куратов К.С., Наурзбаева А.Ж., Алимгазинова Н.Ш., Манапбаева А.Б. Определение критериев и поиск звезд типа FS CMa // Сб.докладов 10-ой междунар. конф. «Хаос и структуры в нелинейных системах. Теория и эксперимент», Алматы, 2017. – С.55-57.
- 16 Zharikov S.V., Miroshnichenko A.S. Short-Term Spectral Variability in the Binary FS CMa-Type Object MWC 728 //Astronomical Society of the Pacific Conference Series. – 2017. – Vol. 508. – P. 295.
- 17 Miroshnichenko A.S., Zharikov S.V., Danford S., Manset N., Korčáková D., Kříček R., Nlechta M., Omarov Ch.T., Kusakin A.V., Kuratov K.S., Grankin K.N. Toward Understanding the B[e] Phenomenon. V. Nature and Spectral Variations of the MWC 728 Binary System //The Astrophysical Journal. – 2015. – Vol. 809, No 2. – P. 129.
- 18 Kluska J., Benisty M., Soulez F., Berger J.P., Le Bouquin J.B., Malbet F., Lazareff B., Thiébaut E. A disk asymmetry in motion around the B[e] star MWC158 //Astronomy & Astrophysics. – 2016. – Vol. 591. – P. A82.
- 19 Manapbayeva A.B., Zakhzhay O.V., Kuratova A.K., Zakhzhay V.A., Kuratov K.S., Beisebayeva A.S. Observations and modeling of spectral energy distribution of young star/16-th Gamow Summer School «Astronomy and Beyond: Astrophysics, cosmology, cosmomicrophysics, astroparticle physics, radioastronomy and astrobiology», 14-20 August, 2016, Odessa, Ukraine. – P. 19.
- 20 Куратов К.С., Захожай О.В., Куратова А.К., Манапбаева А.Б., Алимгазинова Н.Ш. Исследование распределения энергии в спектре молодой звезды Ae/Be Хербига IRAS22150+6109 // Мат. 9-й Междунар. науч. конф. «Современные достижения физики и фундаментальное физическое образование», Алматы, 2016. – С. 181.

- 21 Alimardanova F., Miroshnichenko A. S., Zharikov S. V., Rudy R. J., Manset N., Kusakin A.V., Kuratov K. S., Khokhlov S.A. Spectroscopy and Photometry of MWC 137 // Proc. of APS – 2017, Vol 508 The B[e] Phenomenon: Forty Years of Studies. – P.355-356.
- 22 Захожай О.В., Захожай В.А., Мирошниченко А.С., Куратов К.С.Физические параметры протопланетного диска вокруг молодой звезды IRAS 22150+6109 // Сб.докладов 10-ой междунар. Конф. «Хаос и структуры в нелинейных системах. Теория и эксперимент», Алматы, 2017. – С.36-39.
- 23 Zakhozhay O.V., Miroshnichenko A. , Kuratov K.S., Zakhozhay V.A., Khokhlov S.A., Zharikov S.V., Manset N. The Results of SED Simulations for a Young B-Type Star IRAS 22150+6109 // Proceedings of APS – 2017, Vol 508 The B[e] Phenomenon: Forty Years of Studies. – P.191-195
- 24 Kuratov K.S., Zakhozhay O.V., Miroshnichenko A.S., Zakhozhay V.A. // IRAS22150+6190: A poorly studied young star. // Odessa Astron. Publ. – 2015. – Vol. 28/1. – P.36.
- 25 Куратов К.С. Группы звезд с околозвездными оболочками. – Алматы: Қазак университеті, 2018. – 174 с.
- 26 Zakhozhay O.V., Miroshnichenko A.S., Kuratov K.S. et al. IRAS 22150+6109 – a young B-type star with a large disc. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2018. – Vol.477. – P. 977-982.

References

- 1 J.D. Ille, J. Fairlamb, R.D. Oudmaijer, I. Mendigutía, van den M.E. Ancker, S. Kraus and H.E. Wheelwright, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 445, 3723–3736 (2014).
- 2 J.R. Fairlamb, R.D. Oudmaijer, I. Mendigutía, J.D. Ille and M.E. Van den Ancker, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 453, 976-1001 (2015).
- 3 J. Vural, S. Kraus, A. Kreplin, G. Weigelt, E. Fossat, F. Massi, K. Perraut and F. Vakili Astronomy & Astrophysics, 569, 25 (2014).
- 4 A.S. Miroshnichenko, C. Rossi, V.F. Polcaro, S. Zharikov, R.J. Rudy, A.V. Kusakin, K.S. Kuratov, A.Zh. Naurzbaeva, N.Sh. Alimgazinova, A.B. Manapbayeva and N. Manset The conf. "The B[e] Phenomenon: Forty Years Of Studies" (Prague, Czech Republic, June 27-July 1, 2016).
- 5 A.K. Kuratova, A.S. Miroshnichenko, K.S. Kuratov, A. Zh. Naurzbaeva, N.Sh. Alimgazinova and A.B. Manapbayeva, Astronomical Society of the Pacific Conference Series. 508, 229 (2017)
- 6 S.A. Khokhlov, A.S. Miroshnichenko, S.V. Zharikov, N. Manset, A.A. Arkharov, N. Efimova, S. Klimanov, V.M. Larionov, A.V. Kusakin, R. I. Kokumbaeva, Ch. T. Omarov, K. S. Kuratov, A. K. Kuratova, R. J. Rudy, E. A. Laag, K. B. Crawford, T. K. Swift, R. C. Puettner, R. B. Perry, S. D. Chojnowski, A. Agishev, D. B. Caton, R. L. Hawkins, A. B. Smith, D. E. Reichart, V.V. Kouprianova and J.B. Haislip, Astrophysical Journal. 856, 158-171 (2018). <https://doi.org/10.3847/1538-4357/aab49d>.
- 7 H. Van Winckel Astronomical Society of the Pacific Conf. Ser.. 508, 197 (2017).
- 8 R.D. Oudmaijer and A.S. Miroshnichenko, Astronomical Society of the Pacific Conference Series. 508, 3 (2017).
- 9 A.S. Miroshnichenko, The Astrophysical Journal. 667, 497-504 (2007)
- 10 O.V. Zakhozhay, C. del Burgo and V.A. Zakhozhay, Advances in Astronomy and Space Physics 5, 33-38 (2015).
- 11 T. Jeřábková, D. Korčáková, A. Miroshnichenko, S. Danford, S.V. Zharikov, R. Kříček, P. Zasche, V. Votruba, M. Nlechta, P. Ňkoda and J. Janík, Astronomy & Astrophysics. 586, A116 (2016).
- 12 K.S. Kuratov, A.V. Kusakin and D.E. Mkrtchan, Izvestya NAN RK. Ser.phys.-mat. 4, 78-83 (2004). (in Russ.).
- 13 K.S. Kuratov, L.E. Andabayeva and K.G. Zhakusheva, Izvestya NAN RK. Ser.phys.-mat. 4, 23-28 (1994). (in Russ.).
- 14 K.S. Kuratov, Izvestya NAN RK. Ser.phys.-mat. 4, 72-73 (2010). (in Russ.).
- 15 A.K. Kuratova, A.S. Miroshnichenko, K.S. Kuratov, A.Zh. Naurzbaeva, N.Sh. Alimgazinova and A.B. Manapbayeva, Proc. of 10-th internat. conf. "Chaos and structurein nonlinear systems. Theory and experiment", (Almaty, 2017), p.55-57. (in Russ.).
- 16 S.V. Zharikov and A.S. Miroshnichenko, Astronomical Society of the Pacific Conference Series. 508, 295 (2017).
- 17 A.S. Miroshnichenko, S.V. Zharikov, S. Danford, N. Manset, D. Korčákov, R. Kříček, M. Nlechta, Ch.T. Omarov, A.V. Kusakin, K.S. Kuratov and K.N. Grankin, The Astrophysical Journal.809, 129 (2015).
- 18 J. Kluska, M. Benisty, F. Soulez, J.P. Berger, J.B. Le Bouquin, F. Malbet, B. Lazareff and E. Thiébaut, Astronomy & Astrophysics. 591, A82 (2016).
- 19 A.B. Manapbayeva, O.V. Zakhozhay, A.K. Kuratova, V.A. Zakhozhay, K.S. Kuratov and A.S. Beisebayeva 16-th Gamow Summer School «Astronomy and Beyond: Astrophysics, cosmology, cosmomicrophysics, astroparticle physics, radioastronomy and astrobiology», (Odessa, Ukraine, 14-20 August, 2016), P. 19.
- 20 K.S. Kuratov, O.V. Zakhozhay, A.K. Kuratova, A.B. Manapbayeva and N.Sh. Alimgazinova Proc. of 9-th internat. sc. conf. " Modern progress of physics and fundamental physics's education», (Almaty, 2016), P. 181. (in Russ.).
- 21 F. Alimardanova, A. S. Miroshnichenko, S. V. Zharikov, R. J. Rudy, N. Manset, A.V. Kusakin, K.S. Kuratov and S.A. Khokhlov, Proceedings of APS. 508, 355-356 (2017).
- 22 O.V. Zakhozhay, V.A. Zakhozhay, A.S. Miroshnichenko and K.S. Kuratov, Proc. of 10-th internat. conf. "Chaos and structurein nonlinear systems. Theory and experiment", (Almaty, 2017), p.36-39. (in Russ.).
- 23 O.V. Zakhozhay, A.S. Miroshnichenko, K.S. Kuratov, V.A. Zakhozhay, S.A.Khokhlov, S.V. Zharikov and N. Manset, Proceedings of APS. 508, 191-1959 (2017).
- 24 K.S. Kuratov, O.V. Zakhozhay, A.S. Miroshnichenko and V.A. Zakhozhay, Odessa Astron. Publ. 28/1, 36 (2015).
- 25 K.S. Kuratov, Gruppy zvezd s okolozvezdnymi obolochkami (Almaty: Kazakh university, 2018), p. 174.(in Russ.).
- 26 O.V. Zakhozhay, A.S. Miroshnichenko, K.S. Kuratov et al., Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 477, 977-982 (2018).

FTAMP 41.03.02

Жаңабаев З.Ж., Усипов Н.М.*

Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Қазақстан, Алматы қ.,
*e-mail: unurzhan55@gmail.com

ГАЛАКТИКАЛАР ЖИЫНДАРЫНЫҢ МАСШТАБЫ-ИНВАРИАНТЫЛЫҒЫ

Астрофизикалық бақылауларға сәйкес Әлемнің ұлғаюы галактиканың қашықтығының үақыт бойынша өзгеру жылдамдығына пропорционалдығымен сипатталады. Пропорционалдылық, коэффициентінің мәні – Хаббл тұрақтысы шамамен 5% дәлдікпен бақылаулармен анықталады. Хаббл тұрақтысын әртүрлі әдістермен өлшеуді өзгеше мәндеріне ие екенін атап өткен жөн. Бұл жұмыста гравитациялық толқынның теңдеуі Эйнштейн теориясынан шығатын координатаға байланысты тербеліс теңдеуі түрінде алынды. Теңдеу динамикалық, жүйе түрінде алынды. Осы теңдеулер жүйесінің сандық таддауының нәтижелері алынды. Хаббл параметрінің әртүрлі мәндері үшін динамикалық жүйенің толқын түрі, фазалық портреті алынып, атTRACTорлардың корреляциялық өлшемділігі анықталды. Әлемнің ұлғаюы скейлинг көрсеткішінің максимал мәнімен сипатталады, бұл сандық мән біздің бұрынғы жұмыстарда теориялық түрде көрсетілген. Алынған мәндер $D \approx 1.465$, $\gamma \approx 0.465$.

Түйін сөздер: гравитация, өлшемділік, атTRACTор, фрактал, Хаббл.

Zhanabaev Z.Zh., Ussipov N.M.

Al-Farabi Kazakh National University, Kazakhstan, Almaty,
*e-mail: unurzhan55@gmail.com

Scale – invariance of many galaxies

According to astrophysical observations, the expansion of the Universe is described by the time variation of the galaxy's distance by the proportion of speed. The value of the coefficient of proportionality – the Hubble constant is determined by observations with an accuracy of about 5%. It should be noted that measurements by different methods give slightly different values of the Hubble constant. In this article, the gravitational wave equation was obtained in the form of the oscillation equation from the Einstein theory depending on the coordinates. The equation was written as a dynamic system. The numerical results analysis of the system of equations is obtained. For different values of the Hubble parameter, the forms of gravitational waves, phase space of the dynamical system were taken and the dimensions of the attractors were determined. The expansion of the universe is characterized by the maximum value of the scaling index; this numerical value was mentioned theoretically in our early works. The obtained values are $D \approx 1.465$ and $\gamma \approx 0.465$.

Key words: gravitation, dimension, attractor, fractal, Hubble.

Жанабаев З.Ж., Усипов Н.М.

Казахский национальный университет имени аль-Фараби, Казахстан, г. Алматы,
*e-mail: unurzhan55@gmail.com

Масштабная инвариантность множества галактик

Согласно астрофизическим наблюдениям расширение Вселенной описывается изменением расстояния галактики по времени пропорциональностью скорости. Значение коэффициента пропорциональности – постоянная Хаббла определено наблюдениями с точностью около 5%.

Следует отметить, что измерения разными методами дают несколько различающиеся значения постоянной Хаббла. В этой работе уравнение гравитационной волны было получено в виде уравнения колебания из теории Эйнштейна в зависимости от координат. Уравнение было записано в виде динамической системы. Получены результаты численного анализа системы уравнений. Для различных значений параметра Хаббла были взяты формы гравитационных волн, фазовые портреты динамической системы и определены размерности атTRACTоров. Расширение вселенной характеризуется максимальным значением показателя скейлинга, это численное значение было упомянуто теоретически в наших ранних работах. Полученные значения составляют $D \approx 1.465$, $\gamma \approx 0.465$.

Ключевые слова: гравитация, размерность, атTRACTор, фрактал, Хаббл.

Кіріспе

Релятивистік космологияда [1] кеңістіктің қисықтығының уақытқа тәуелділігі гравитациялық өріс үшін Эйнштейн тендеуімен анықталады [2]. Тұрлі геометрияға ие белгілі модельдер: нөлдік (евклид), он (жабық) және теріс (ашық), олардың барлығы – Үлкен жарылышқа әкеледі [3]. Эйнштейн тендеуіндегі Әлемнің үдемелі ұлғаюын сипаттау үшін бақылауларды сипаттау мүмкіндігін негіздей алғын А космологиялық тұрақтысы пайдаланады.

Біз тек қана бақылауларға сәйкес келетін еңбектерді [4, 5] атап өтеміз. [4] жұмыста Пуанкареның додекаэдралды кеңістік түріндегі Әлемнің топологиясы ұсынылған, спектр енінің бөлігінен реликтивті сәулеленудің энергия тығыздығының анизотропиясын сипаттауга болады. Дегенмен, негіз ретінде Хаббл тұрақтысының өлшенген мәні қабылданды. [6] жұмыста космологиялық тұрақтыға пропорционалды «әлемдік антигравитация» күшін ескеретің теориямен «Hubble space telescope» телескобы бойынша алынған галактикалар үшін жылдамдық-қашықтық диаграммасы сипатталған.

Осы мәселелер бойынша зерттеулердің көп санына қарамастан [1-22] негізсіз тұрақтыларды пайдаланбай, теориялық тұрғыдан бақылаудың басты фактілері: галактикалардың кластерлену үлгілері, нөлдік гравитациялық аймақтардағы галактикалардың хаостық орналасуы, галактикалардың үдемелі шашырауы, ғаламдық Хаббл тұрақтысының болуы және т.б. түсіндірілмеді. Зерттеушілер [2-22] әлемнің топологиясын онда дамитын физикалық үдерістерге сәйкес келетін кеңістік-уақыттық теорияның қажеттілігін көрсетеді. Соңғы шыққан мәкалада [21] Λ CDM моделінің космологиялық тұрақтысы кеңістіктің масштабты инварианттық коэффициентімен байланыстырылды. Бұл бағыт Әлемнің үдемелі кеңеюін сипаттауы мүмкін.

Гравитациялық толқын тендеуі

Гравитациялық өріс үшін Эйнштейн тендеуін қолданамыз:

$$R_{ij} = 8\pi G \left(T_{ij} - \frac{1}{2} g_{ij} T \right), \quad (1)$$

бұл жердегі R_{ij} – кеңістік қисықтығының тензоры, T_{ij} – энергия-импульс тензоры, g_{ij} – метрикалық тензор, G – гравитациялық тұрақты, жарық жылдамдықи $c = 1$ деп қабылданған.

Материяның таралуының тене-тенсіздігі кеңістік геометриясында аз ауытқуға алып келеді деп қабылдаймыз. Сонда синхронды санақ жүйесінде аз ауытқулары бар $|h_{\alpha\beta}(R, t)| \ll 1$ метрикалық тензор элементтерін келесідей анықтаймыз:

$$g_{00} = 1, \quad g_{0\alpha} = 0,$$

$$g_{\alpha\beta} = -a^2(t)[\delta_{\alpha\beta} - h_{\alpha\beta}(R, t)], \quad (2)$$

мұндағы $a(t)$ – Әлем ұлғаюының масштабты факторы, $h_{\alpha\beta}(R, t)$ – метрикалық тензордың сыйықты ауытқуы, α, β – кеңістіктің айнымалының құраушылары.

(1) тендеуден (2) шарттар ескеріліп, гравитациялық толқындар тендеуі [11] жұмыста алынды:

$$a^{-2}\nabla^2 h_{\alpha\beta} = \ddot{h}_{\alpha\beta} + 3\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)\dot{h}_{\alpha\beta}, \quad (3)$$

бұл жерде ∇ – кеңістіктің туынды, нүкте уақыт бойынша туындыны білдіреді. Гравитациялық толқынның ұзындығына ($\lambda = 2\pi a(t)/k$) байланысты кеңістіктің толқындық саны k болатын Фурье-құраушы үшін $h(t)$ ауытқуларының тендеуін аламыз.

$$\frac{d^2 h(R, t)}{dt^2} + 3\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)\frac{dh(R, t)}{dt} + \left(\frac{k}{a}\right)^2 h(R, t) = 0. \quad (4)$$

(4) тендеудегі соңғы мүше $1/m^2$ өлшемге ие, ал бастапқы екі мүше – $1/c^2 : \frac{\partial}{\partial t} \rightarrow v_0 \frac{\partial}{\partial R}$ бойынша
(4) тендеуде кеңістіктік туындыға көшеміз, $v_0 = 1$ деп қабылдаймыз:

$$\ddot{h} + 3 \left(\frac{\dot{a}}{a} \right) \dot{h} + \left(\frac{k}{a} \right)^2 h = 0, \quad (5)$$

бұл жерде нұктелер R координатасы бойынша туындыны білдіреді. (4) тендеудің қорытылуы [6] жұмыста көрсетілген. Осы тендеудің жарамдылығын аз шамалар квадратын еске алмай, колданылатын жуықтаулар шенберінде қарапайым түрде түсіндіреміз. (5) тендеуде уақыттың белгіленген мәнінде $h(R)$ өзгеруінің толқындық процесін сипаттайды. Бұл процесті уақыт бойынша өшу коэффициенті бар тербеліс ретінде қарастырған ыңғайлы. Анықтама бойынша $\frac{k}{a} = \frac{2\pi}{\lambda}$ бұл өрнек жиіліктің рөлін атқара алады, $3 \frac{\dot{a}}{a}$ – үйкеліс коэффициент рөлін атқара алады, тек осыны негіздеу керек.

Материя массасы M және оның тығыздығы ρ , масштабтық фактор a және олардың $\delta\rho, \delta a$ ауытқулары келесідей байланыссын:

$$\frac{3}{4\pi} M = \rho a^3, \quad \frac{3}{4\pi} M = (\rho - \delta\rho)(a + \delta a)^3. \quad (6)$$

Аз шамалардың квадраттарын және кубтарын ескермей, осы формулаларды мүшелеп бөлеміз:

$$\frac{\delta\rho}{\rho} = 3 \frac{\delta a}{a}, \quad \frac{\dot{\rho}}{\rho} = 3 \frac{\dot{a}}{a}. \quad (7)$$

Тығыздықтың салыстырмалы өзгеруі $\frac{\dot{\rho}}{\rho}$ тербелістердің өшуіне алып келеді, осылайша біз (5)

формуланы аламыз. Толқынды сандық талдауда бақылау үшін (5) тендеудегі екінші, үшінші мүшелердегі коэффициенттерді шамалас етіп қарастыру қажет.

$H = \dot{a}/a$ Хаббл параметрін еңгізіп, (5) формуланы келесі жүйе түрінде жазамыз:

$$\dot{h} = b, \quad \dot{a} = Ha, \quad \dot{b} = -3Hb - \frac{k^2}{a^2} h. \quad (8)$$

мұнда k – параметр болып саналады. Қарастырылған толқындық процестердің зандарын белгілеу үшін k параметрінің мәнін толқындық зандылықтарға сәкестендіреміз:

$$\frac{k}{a} = \frac{2\pi a}{\lambda a} = \frac{a}{R_*},$$

$$\Delta H = k,$$

$$\Delta R = \frac{\lambda}{a}, \quad \lambda = \frac{2\pi a}{k}, \quad \Delta R \cdot \Delta H = 2\pi, \quad (9)$$

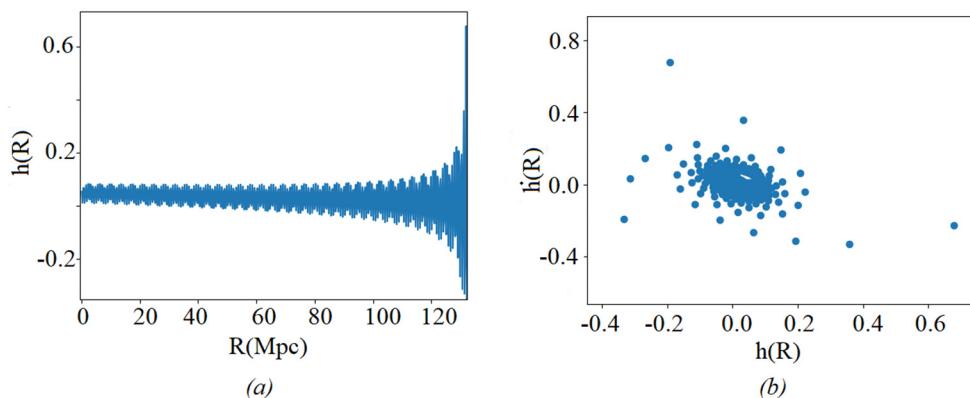
мұндағы R_* – нольдік гравитация радиусы, ол параметр ретінде беріледі.

Осыдан кейін (5) тендеуде мына жүйе түрінде жазылады:

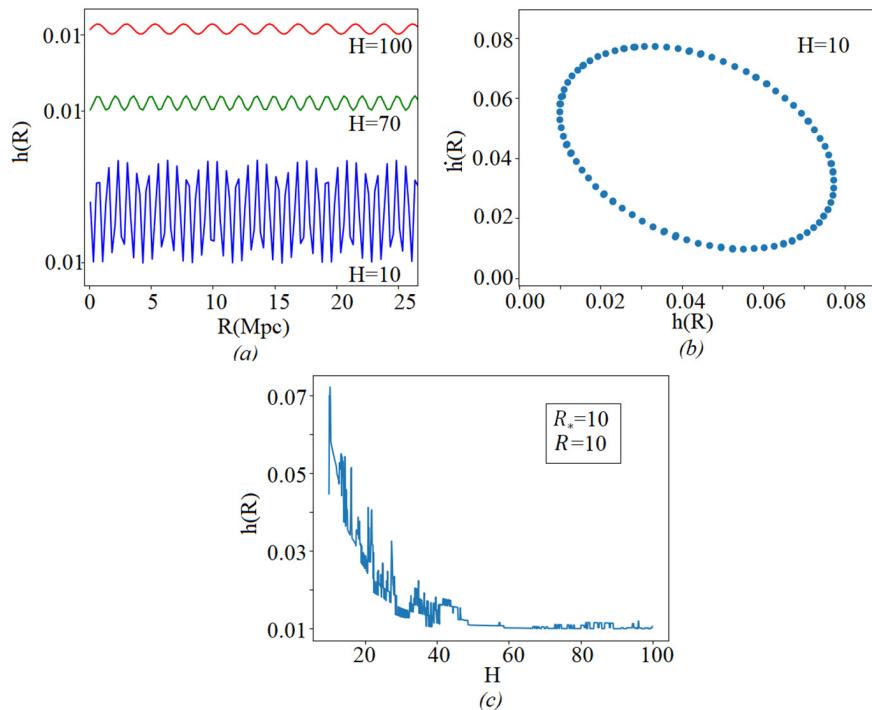
$$\dot{h}(R) = b(R), \quad \dot{a}(R) = Ha(R),$$

$$\dot{b}(R) = -3Hb(R) - \frac{a(R)^2}{R_*} h(R) \quad (10)$$

(10) жүйенің сандық талдауының нәтижелері [23] бастапқы мәндер $h_0 = 0.01; b_0 = 0.01; a_0 = 1.01$ үшін алынды (1, 2-суреттер).



1-сурет – Гравитациялық толқынның формасы (a). $R_* = 2$; $H = 10$ параметрлер мәндері.
Гравитациялық толқынның фазалық портреті (b).



2-сүрет – Гравитациялық толқынның формалары (а), $R_* = 10$.

Гравитациялық толқынның фазалық портреті (б).

Гравитациялық толқынның Хаббл параметріне тәуелділігі (с).

Координата R үлкен мәндерге ие болғанда орнықтылық шарттары бұзылып, толқын түрі бұзылады (шешім орнықсыз болады). Орнықты шешім алу үшін $\frac{H}{H_0} = \frac{k}{k_0}, \frac{R_*}{R_0} = \frac{R_0}{R_*}, R_*^2 = R_0^2, \lambda = 2\pi R_* = \text{const}$, яғни πR_*^2 аудан үшін λ -ның максимал мәні қабылданады.

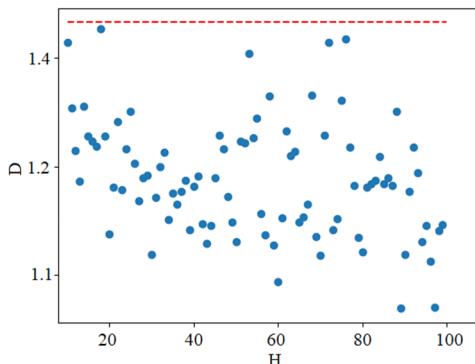
R мәндері H мәндеріне шамалас болғанда толқындық режим сақталады, бірақ әлемнің кеңеюіне байланысты ($H \sim 100$) тербеліс амплитудасы азаяды. Динамикалық жүйенің (10) фазалық портретінің ($h(R)$, $h(R)$) фракталдық қасиеті бар. АтTRACTорлардың корреляциялық өлшемділігі [25] келесі формуламен анықталды:

$$D = \lim_{\delta \rightarrow 0} \frac{\log C(\delta)}{\log \delta},$$

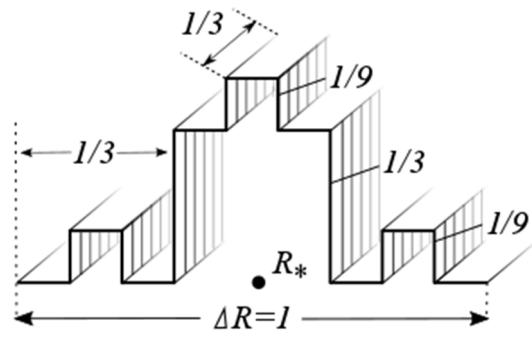
$$C(\delta) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N^2} \sum_{i=1}^N \sum_{j=i+1}^N H(\delta - |x_i - x_j|), \quad (11)$$

мұндағы, δ – өлшеу масштабы, $C(\delta)$ – корреляциялық интеграл, N – жиындағы нүктелер саны, $|x_i - x_j|$ – екі нүкте арасындағы қашықтық $H(f)$ – Хевисайд функциясы. Егер $f > 0$ болса, $H(f) = 1$, егер $f < 0$ болса, $H(f) = 0$. Көп жағдайлар зерттеліп, $D_* \approx 1.4649$ ен максимал мән байқалды (3-сүрет). Галактикалардың бағытталған толқындық қозғалысы ($10 < H < 100$), скейлинг көрсеткішінің ен максималды мәнімен сипатталады: $\gamma_* = D_* - d$, мұндағы d – топологиялық өлшемділік. Фазалық портрет үшін $d = 1$.

2(c)-сүреттен осы теорияның астрофизикалық бақылауларды дұрыс сипаттайтындығы көрініп түр. Толқын амплитудасының тұрақталуы (3-10)% дәлдікпен $H=75 \frac{\text{км}/\text{с}}{\text{Мpc}}$ болғанда байқалады.



3-сурет – Гравитациялық толқындардың әуейін аттракторларының максимал фракталды өлшемділігі, $R_* = 10$



4-сурет – Элементтері бір бағытта (вертикальді бағытта) деформацияланбайтын екінші салыны анизоропты фрактал

Сонымен қатар $\gamma_* = 0.4649$ нәтиженің фракталдық геометриялық моделі бар. Бұл фрактал (4-сурет) анизоропты деп аталған, оны осы жұмыстың авторларының бірі [24] шекаралық қабаттағы түрбуленттілікті сипаттау үшін ұсынған.

($R \approx R_*$) нөлдік гравитацияға жақын қашықтықта, радиалды бағытта $X(R)$ ауытқу мәні фракталдың нөмерінің (фракталдың иерархия тәртібінің) есуімен максимумына жетеді.

$R_* \pm \Delta R/2$ аралығындағы көлденең гравитациялық толқындардың изотроптық кеңістікте R бағытына перпендикуляр $X(R) > R$ фракталдық ауытқулары бар. $X(R)$ мәні n -фракталдың элементінің биіктігі бойынша анықталады. $\Delta R = 1$ деп қабылданған, жалпы жағдайда ΔR мәні (9) формуладағы Хаббл тұрақтысының дәлдік шарты бойынша есептеледі.

Сондай-ақ, анизоропты фрактал түріндегі модель информациялық энтропия талдауы тұрғысынанда сәйкес келеді: ауытқу максимумы ең аз құраушылар саны арқылы байқалады.

Корытынды

Эйнштейннің гравитациялық өріс теориясынаң туындастын гравитациялық толқындар тендеуі сандық түрде зерттелді. Тендеу динамикалық жүйе ретінде қарастырылды. Хаббл параметрі мен толқындық санды (нөлдік гравитация радиусының көрі мәні) үйлестіріп (толқын ұзындығының берілген параметрлер үшін максимум шартын пайдаланып) толқын түрі анықталды, оның мәні біз ұсынған анизоропты, бір бағытта өзгеретін фракталдық өлшемділігіне тең болды. Жұмыстың нәтижесі Элемнің ұлғаюын гравитациялық толқынның фракталдық, яғни, масштабты-инварианттық қасиетімен түсінілдіреді. Нәтижесінде космологиялық тұрақты, күнгірт энергия түсініктері пайдаланылмады. Бұл бағытты ұлken жарылас теориясына альтернативті көзқарас деп қарастыруға болады. Осындай көзқарас жақында жарияланды [21].

Әдебиеттер

- 1 Einstein A., Rosen N. On gravitational waves //Journal of the Franklin Institute. – 1937. – Vol. 223, Iss.1 – C.43-54.
- 2 Ellis G.F.R., Maartens R., MacCallum M.A.H. Relativistic cosmology. – Cambridge University Press, 2012.
- 3 Byrd G. et al. Paths to dark energy: theory and observation. – Walter de Gruyter, 2012. T.2.
- 4 Luminet J. P. et al. Dodecahedral space topology as an explanation for weak wide-angle temperature correlations in the cosmic microwave background //Nature. – 2003. – Vol. 425, Iss. 6958. – C.593.
- 5 Chernin A. D. Dark energy in the nearby Universe: HST data, nonlinear theory, and computer simulations //Physics-Uspekhi. – 2013. – Vol.56, Iss.7. – P.704.
- 6 Yoo J., Watanabe Y. Theoretical models of dark energy //International Journal of Modern Physics D. – 2012. – Vol.21, Iss.12. – 230002.
- 7 Cai R. G. A dark energy model characterized by the age of the universe //Physics Letters B. – 2007. – Vol.657, Iss.4-5. – C. 228-231.
- 8 Tsujikawa S. Modified gravity models of dark energy //Lectures on Cosmology. – Springer, Berlin, Heidelberg, 2010. – P.99-145.
- 9 Gong Y. Extended holographic dark energy //Physical Review D. – 2004. – Vol.70, Iss. – 064029.

- 10 Sahni V. 5 Dark Matter and Dark Energy //The Physics of the Early Universe. – Springer, Berlin, Heidelberg, 2004. – P.141-179.
- 11 Peccei R. D. Neutrino models of dark energy //Physical Review D. – 2005. – Vol.71, Iss.2. – 023527.
- 12 Gannouji R. et al. Scalar-tensor models of normal and phantom dark energy //Journal of Cosmology and Astroparticle Physics. – 2006. – Vol. 2006, Iss.09. – P.016.
- 13 Wei H., Cai R. G. A new model of agegraphic dark energy //Physics Letters B. – 2008. – Vol. 660, Iss.3. – P.113-117.
- 14 Li M. A model of holographic dark energy //Physics Letters B. – 2004. – Vol. 603, Iss.1-2. – P.1-5.
- 15 Feng B., Wang X., Zhang X. Dark energy constraints from the cosmic age and supernova //Physics Letters B. – 2005. – Vol. 607, Iss.1-2. – P. 35-41.
- 16 Tsujikawa S. Observational signatures of f (R) dark energy models that satisfy cosmological and local gravity constraints //Physical Review D. – 2008. – Vol. 77, Iss.2. – P. 023507.
- 17 Bamba K. et al. Dark energy cosmology: the equivalent description via different theoretical models and cosmography tests //Astrophys. and Space Science. – 2012. – Vol. 42, Iss.1. – P.155-228.
- 18 Guo Z.K. et al. Cosmological evolution of a quintom model of dark energy //Physics Letters B. – 2005. – Vol. 608, Iss.3-4. – P. 177-182.
- 19 Chernin A.D. Dark energy and universal antigravitation //Physics-Uspekhi. – 2008. – Vol. 51, Iss.3. – P. 253.
- 20 Riess A.G. et al. Observational evidence from supernovae for an accelerating universe and a cosmological constant //The Astronomical Journal. – 1998. – Vol. 116, Iss.3. – P. 1009.
- 21 Maeder A. An alternative to the Λ CDM model: The case of scale invariance //The Astrophysical Journal. – 2017. – Vol. 834, Iss.2. – P. 194.
- 22 Peebles P.J.E. The large-scale structure of the universe. – Princeton university press, 1980.
- 23 Mardal K.A. et al. Using python to solve partial differential equations //Computing in Science & Engineering. – 2007. – Vol. 9, Iss.3. – P. 48.
- 24 Жанабаев З. Ж. Фрактальная модель турбулентности в струе //Изв. СО АН ССР. Серия техн. наук. – 1988. – №. 4. – С. 57-60.
- 25 Grassberger P., Procaccia I. Characterization of strange attractors //Physical review letters. – 1983. – Vol. 50, Iss.5. – P. 346.

References

- 1 A. Einstein, N. Rosen, Journal of the Franklin Institute, 223 (1), 43-54 (1937).
- 2 G.F.R. Ellis, R. Maartens, M.A.H. MacCallum, Relativistic cosmology, (Cambridge University Press, 2012).
- 3 G. Byrd et al., Paths to dark energy: theory and observation. T.2 (Walter de Gruyter, 2012).
- 4 J.P. Luminet et al., Nature, 425(6958), 593 (2003).
- 5 A.D. Chernin, Physics Uspekhi, 56(7), 704 (2013).
- 6 J. Yoo, Y. Watanabe, Intern. J. of Modern Physics D, 21(12), 1230002 (2012).
- 7 R.G. Cai, Phys. Lett. B, 657(4-5), 228-231 (2007).
- 8 S. Tsujikawa, Lectures on Cosmology, (Springer, Berlin, Heidelberg, 2010), 99-145.
- 9 Y. Gong , Phys. Rev. D, 70 (6), 064029 (2007).
- 10 V. Sahni, The Physics of the Early Universe, (Springer, Berlin, Heidelberg, 2004), 141-179.
- 11 R.D. Peccei, Phys. Rev. D, 71 (2) 023527 (2005).
- 12 R. Gannouji et al., J. of Cosmology and Astroparticle Physics, 2006 (09), 016 (2006).
- 13 H. Wei, R.G. Cai, Phys. Lett. B, 660(3), 113-117 (2008).
- 14 M. Li, Phys. Lett. B, 603 (1-2), 1-5 (2004).
- 15 B. Feng, X. Wang, X. Zhang D, Phys. Lett. B, 607(1-2), 35-41 (2005).
- 16 S. Tsujikawa, Phys. Rev. D, 77(2), 023507 (2008).
- 17 K. Bamba et al., Astrophysics and Space Science, 342(1), 155-228 (2012).
- 18 Z.K. Guo et al., Phys. Lett. B, 608 (3-4), 177-182 (2005).
- 19 A.D. Chernin, Physics-Uspekhi, 51(3), 253 (2008).
- 20 A.G. Riess et al., The Astronomical Journal, 116(3), 1009 (1998).
- 21 A. Maeder The Astrophysical Journal, 834(2), 194 (2017).
- 22 P.J.E. Peebles, The large-scale structure of the universe, (Princeton university press, 1980).
- 23 K.A. Mardal et al., Computing in Science & Engineering, 9(3), 48 (2007).
- 24 Z.Zh. Zhanabaev, Izv. SO AN SSSR. Seria tehn. Nauk, 4, 57-60 (1988). (in Russ)
- 25 P. Grassberger, I. Procaccia, Phys. Rev. Lett., 50(5), 346 (1983).

Турежанов С.К.^{*}, Иманбаева А.К.

әл-Фараби ат. Қазақ ұлттық университеті,
Қазақстан, Алматы к., *e-mail: serikbay_t@mail.ru

N-ДЕНЕЛЕРДІҢ ГРАВИТАЦИЯЛЫҚ ЕСЕБІНІҢ МОДЕЛЬДЕУ ӘДІСТЕРИ

Бұл мақалада қара құрдымдары бар галактикалардың орталық аймақтарын модельдеуга арналған регуляризация алгоритмдері қарастырылды, яғни логарифмдік гамильтониан (LogH), уақыттың өзгерүі (Time-Transformed Leapfrog, TTL) және графтар негізіндегі регуляризация әдісі (Graph-based Activity Regularization, GAR) алгоритмдері [1]. Осы алгоритмдерде кез-келген координаттар жүйесін пайдалануға болады. Егер жақындастын денелердің координаттары алыс қашықтықтан өлшенетін болса, онда жақын ара қашықтық жағдайда дәнгелектеу қатесі негізгі проблема болады. TTL алгоритмі негізінен өте кішігірім денелердің кездейсоқ жабық қақтығыстары үшін кейбір регуляризацияны қамтамасыз ету үшін ғана колданылады. Тағы зерттеген алгоритмдердің бірі – ол бір немесе бірнеше қара құрдымдары бар галактиканың ортаңғы аумағын модельдеуге ұсынған алгоритм [2]. Бұл кодты авторлары φ GRAPEch-деп атаған, немесе тағы гибридті N-дене коды деп атауға болады. Кодтың негізгісінде тізбекті іске асыруы алынған, және Миккола мен Мерриттың [1] алгоритмдік тізбекті регуляризация схемасы (AR-CHAIN) кірген. Бұл алгоритм арқылы орталық қара құрдымның қасындағы орбиталарды өңдеуге мүмкіндік береді және PN2.5 ретінде дейін ньютонкейінгі шарттар енгізілген. Кодты іске асыру үшін GRAPE арнайы аппаратураны қажет етеді, ол үдеткішті есептеуге бағытталған. Гибридті N-дене коды бөлшектерді екі топқа бөледі: массивтік нысанмен (немесе объектілермен) байланыстырылған мен тізбектің құрамына кіретін бөлшектер және стандартты төртінші реттік Эрмит схемасы бойынша қозғалатын тізбектің сыртындағы бөлшектер. Гибридті код, Эрмит интеграциялық схемасы қарағанда кем есептеу уақытында жақсы энергия үнемдеуді қамтамасыз етеді.

Түйін сөздер: N-дене есебі, регуляризация алгоритмдері, қара құрдым, гибридті N-дене коды.

Turezhhanov S.K.^{*}, Imanbayeva A.K.

Al-Farabi Kazakh National University,
Kazakhstan, Almaty, *e-mail: serikbay_t@mail.ru

Simulation methods the N-body gravity problem

This paper presents an overview of the regularization algorithms for modeling the central regions of galaxies having black holes. We are looking at the following algorithms: Logarithmic Hamiltonian (LogH), Time-Transformed Leapfrog (TTL), and the Graph-based Activity Regularization (GAR) [1]. In the data algorithms, you can use the system coordinate that is a good sign. The distortion of circular distances may be the main problem in the algorithm, where the coordinates of the corresponding body are measured from the split head. In the baseline, TTL algorithm is only used for some types of regularization for the random closest collisions of the very small bodies. Next, a hybrid algorithm, called φ GRAPEch code, was investigated to simulate the central regions of galaxies containing one or more massive black holes. The φ GRAPE code is based on a sequential implementation and includes a regularization scheme for the Mikkola and Merritt algorithmic chain for processing orbits near the central black hole with high accuracy. This algorithm divides particles into two groups: particles associated with massive objects and included in the chain, and particles outside the chain that move according to the Hermite φ GRAPE scheme. The hybrid code provides better energy saving in less computation time than the standard fourth-order Hermite integration scheme.

Key words: N-body problem, regularization algorithms, black holes, N-body hybrid code.

Турежанов С.К.* , Иманбаева А.К.

Казахский национальный университет им. аль-Фараби,
Казахстан, г. Алматы, *e-mail: serikbay_t@mail.ru

Методы моделирования гравитационной задачи N-тел

В данной статье рассмотрены алгоритмы регуляризации для моделирования центральных областей галактик, имеющих черные дыры. Мы рассматривали следующие алгоритмы: логарифмический гамильтониан (LogH), скачкообразное преобразование по времени (Time-Transformed Leapfrog, TTL) и метод регуляризации на основе графов (Graph-based Activity Regularization, GAR) [1]. В данных алгоритмах можно использовать любую систему координат. Основной проблемой здесь может быть ошибка округления в случае близких расстояний, если координаты приближающихся тел измеряются издалека. Алгоритм TTL используется в основном только для обеспечения некоторой регуляризации для случайных близких столкновений очень маленьких тел. Далее исследован гибридный алгоритм, названный авторами фGRAPEch код, предназначенный для моделирования центральных областей галактик, содержащих одну или несколько массивных чёрных дыр [2]. Основанный на последовательной реализации фGRAPE, код включает схему регуляризации алгоритмической цепочки Миккола и Мерритта для обработки орбит вблизи центральной черной дыры с высокой точностью. Этот алгоритм делит частицы на две группы: частицы, связанные с массивными объектами и включенные в цепочку, и частицы вне цепочки, которые двигаются по схеме Эрмита фGRAPE. Гибридный код обеспечивает лучшее энергосбережение за меньшее время вычислений по сравнению со стандартной чистой схемой интегрирования Эрмита четвертого порядка.

Ключевые слова: задача N-тел, алгоритмы регуляризации, чёрные дыры, гибридный код N-тел.

Кіріспе

Астрофизиканың ең ғажап құбылыстарының бірі екі қара құрдымының соқтығысы. Бұл процесс нәтижесінде бұрын сонды зерттелмеген құбылыстар тек астрофизиктер емес жалпы физиктерді де қызықтырып отыр. Мұндай оқиғаның жарқын мысалы GW150914 аттепен белгілі болған екі қара құрдымының өзара гравитациялық тартастырың әсерінен соншалықты жақындаусының нәтижесінде бірігіп кетуі. Бұл соқтығысдың маңызды салдары гравитациялық толқынның пайда болуы [3, 4].

Алайда мұндай процестердің дамуын тікелей бақылау арқылы зерттеу қындық тудырады. Себебі бұл процесс миллиардтаған жылдарға созылуы мүмкін. Сондықтан кейінгі уақыттарда астрофизиктердің арасында кен тарап жатқан зерттеудің компьютерлік модельдеу әдістері арқылы бір секундта мыңдаған, тіпті миллиондаған жылдарды өткізіп жіберуге болады. Бұл бағытта әлемнің көптеген галымдары енбек етуде. Нәтижесінде аспан денелерінің әсерлеуін есептейтін әдістер де дамуда.

Тығыз орналасқан жұлдыздар жиынның динамикасы қазіргі заманғы есептеу астрофизикасының күрделі мәселелерінің бірі болып табылады. Стандартты N-дене интеграторлары қысылған екілік жүйелердің қозғалысын немесе жұлдыздар арасындағы жақын гиперболалық кездесулерден кейін қындықтарға тап болады.

Егер интеграциялық кезеңнің қадамы өте қысқа болмаса, салыстырмалы орбита дәл сипатталмайды және жүйе энергиясы да қолайсыз дрейфті көрсетуі мүмкін, өйткені бір ықшам жүйе жалпы байланыс энергиясының үлкен үлесін қамтуы мүмкін. Бұл қындық әсіресе гравитациялық потенциалда (бір немесе екі) супермассалы қара құрдымы (SMBH) бар Кұс жолы сияқты галактика орталықтарын зерттеуді шектейді. Осылай жүйелерді модельдеу әрекеті ертеректе талап етілетін дәлдікке және өнімділікке жетуді қындаатын [5-7]. Кейінгі зерттеулерде қара құрдым айналасындағы тығыз байланыстағы жұлдыздар кейде жай ғана жойылды [8, 9]. Басқа зерттеулерде ең массивтік бөлшектердің позициясы мен жылдамдығы жасанды түрде бекітілген және жұлдыздық орбиталар Кеплерлік эллипстер ретінде жуықталған [10, 11]. Бұл тәсілдер белгілі бір проблемалар үшін пайдалы болуы мүмкін болғанымен, қарақұрдымы айналасындағы жұлдыздардың қозғалысы Кеплерлік емес қоздырыштардың шамасын шектеу үшін пайдаланылады [12, 13]. Ең массалық бөлшектердің орналасуын түзету екілік немесе бірнеше супермассалы қарақұрдымы модельдеу кезінде қындық тудыруы мүмкін. Массивтік қара құрдым бар галактиканың орталық аймақтарын модельдеуге арналған N-body кодын сипаттайтын әдіс [2]-жұмыста келтірілген. Мұнда Miccola тізбегі үшін «алгоритмдік» регуляризация схемасы, соның ішінде

PN2.5-нің тәртібіне дейін Ньютоның терминдерді қамтиды.

Регуляризация алгоритмдері

Жақын орналасқан бірнеше денелердің мәселесі өте дәл есептеудерді талап етеді, себебі үлкен энергия тартылған. Осылайша, көп денелі жүйелердің қозғалысын сипаттайтын н әдіс екі дененің проблемасы үшін дәл және тиімді болуы керек. Классикалық KS трансформациясынан басқа, осы талапқа жауап беретін бірнеше жаңа алгоритмдер бар. Қосымша және ең маңызды мәселе - дөңгелектеу қатесі. Бұл, мысалы, масса орталығының координаттары пайдаланылғанда және симуляцияланған жүйеде жақын және / немесе тығыз қактығыстар болған жағдайда үлкен мәселе болып табылады. Бұл мәселені шешу - бастапқыда KS трансформациясымен [1] қолданылған тізбекті құрылымды пайдалану, KS-ге барлық қысқа қашықтықты реттейді. Кейіннен тізбек құрылымы дөңгелектеу қателіктерін айтарлықтай төмendetуге де пайдалы болды. Бұл бөлімде алдымен біз соңғы N-дене алгоритмін қуруға қажетті ингредиенттерді карастырамыз. Бұл негізгі алгоритмдер үкcas тәсілдермен тұрақты нәтижелер береді және олардың нәтижелерін жоғары дәлдікті пайдалану арқылы жақсартуға болады [14]. Бұл бөлімде біз негізгі үш регуляризация алгоритмін зерттейміз. Олар LogH, TTL және GAR алгоритмдері.

The logarithmic Hamiltonian (LogH) алгоритми. Мына мәкалаларда [1, 15] және [16] LogH кеңейтілген фазалық кеңістікте мынандай екенин көрсетті,

$$\Lambda = \ln(T + B) - \ln U, \quad (1)$$

мұндағы B (байланыс энергиясы) - бұл қозғалыс тендеуін келесі формулада анықтайтын уақыт серпіні

$$t' = \frac{\partial \Lambda}{\partial B} = \frac{1}{T + B}, \quad (2)$$

$$t'_k = \frac{\partial T}{\partial p_k} / (T + B), \quad (3)$$

$$B' = \frac{\partial U}{\partial t} / U, \quad (4)$$

$$p'_k = \frac{\partial U}{\partial r_k} / U. \quad (5)$$

Бұл жерде тендеу (4) бар, бірақ бұл уақытқа тәуелді потенциал болған жағдайда ғана қажет. Бұл тендеулердің оң жақтағы айнымалылардың сол жағынана тәуелді болмағандықтан, Leapfrog алгоритмі мүмкін. Бұны келесідей деп айтуға болады

$$X(h/2) V(h) X(h) \dots V(h) X(h/2), \quad (6)$$

мұнда $X(s)$ ұзындығы = s интеграциялық қадамында тұрақты B және p_k ала отырып (2), (3) координаттар тендеулерінің шешімі:

$$\delta t = s / (T + B); \quad t \rightarrow t + \delta t;$$

$$r_k \rightarrow t + \delta t \frac{\partial T}{\partial p_k}. \quad (7)$$

Тиісінше, $V(s)$:

$$\begin{aligned} \tilde{\delta t} &= \frac{s}{U}; \quad B \rightarrow B + \tilde{\delta t} \frac{\partial U}{\partial t}; \\ p_k &\rightarrow p_k + \tilde{\delta t} \frac{\partial U}{\partial r_k}, \end{aligned} \quad (8)$$

t және r_k тұрақты үшін (4) және (5) тендеулерін шешетін операцияны білдіреді. Тек екі корпус үшін бұл алгоритм $O(h^3)$ фазалық кателігімен дұрыс траекторияны береді. Бұл тіпті соктығысу орбитасында да орынды, бұл жағдайда энергия үнемдеу машина дәлдігі деңгейінде болады.

Time-Transformed Leapfrog (TTL) алгоритмі [17]. Негізгі идея координаттарға тәуелді уақытты түрлендіру функциясын Ω енгізу болып табылады (..., R_k , ...) және Ω сияқты бірдей сандық мәнге ие болатын жаңа ω айнымалы мән, бірақ бұл мән келесі дифференциалдық тендеуден

$$\dot{\omega} = \Omega = \sum_k \frac{\partial \Omega}{\partial r_k} \cdot v_k. \quad (9)$$

Қозғалыс тендеуі:

$$t' = \frac{1}{\omega}, \quad (10)$$

$$r'_k = \frac{v_k}{\omega}, \quad (11)$$

$$v'_k = \frac{A_k}{\Omega}, \quad (12)$$

$$\omega' = \sum_k \frac{\partial \Omega}{\partial r_k} \cdot \frac{v_k}{\Omega}, \quad (13)$$

мұндағы A_k – бұл бөлшектердің жеделдегету. Осы тендеулер құрылымы Leapfrog алгоритмің құруға мүмкіндік береді:

$$X(s): \delta t = \frac{s}{\omega}; \quad t \rightarrow t + \delta t; \\ r_k \rightarrow r_k + \delta t v_k, \quad (14)$$

$$V(s): \tilde{\delta t} = \frac{s}{\Omega}; \quad v_k \rightarrow v_k + \tilde{\delta t} A_k \\ \omega \rightarrow \omega + \tilde{\delta t} \langle \dot{\Omega} \rangle, \quad (15)$$

мұндағы $\langle \Omega \rangle$ – бір қадам үшін орташа мәні, яғни

$$\langle \dot{\Omega} \rangle = \sum_k \frac{\partial \Omega}{\partial r_k} \cdot \frac{(v_k^{old} + v_k^{new})}{2}. \quad (16)$$

мұндағы маңайшадағы «old» және «new» деңгендер (15) операция жылдамдығының өсуінен бұрын және кейінгі VK мәндеріне сілтемелер.

Generalized midpoint method (GAR) алгоритмі [18]. Мұнда GAR әдісіне қысқаша шолу жасаймыз. Никола мен Мерит [19] сәйкес дифференциалдық тендеуді қарастырамыз

$$\dot{z} = f(z) \quad (17)$$

және оны шешу үшін жуықтау (h қысқа кезең үшін), келесі формада жазылады

$$z(h) \approx z(0) + d(z(0), h), \quad (18)$$

мұнда $d(z(0), h)$ – өсімі осы мәселені шешу үшін қолайлы кез келген жуықтау болуы мүмкін. (27) тендеудің орнына екі тендеу жазсак

$$x = f(y); \quad \dot{y} = f(x), \quad (19)$$

және осы жұпты $x(0) = y(0) = z(0)$ бастапқы мәндерімен шешсек, шешімі анық:

$$x(t) = f(t) = z(t)$$

қос тендеуді пайдалана отырып, Leapfrog-ты былай жазуға болады

$$x_{\frac{1}{2}} = x_0 + \frac{h}{2} f(y_0); \\ y_1 = y_{\frac{1}{2}} + h f\left(x_{\frac{1}{2}}\right); \quad x_1 = x_{\frac{1}{2}} + \frac{h}{2} f(y_1),$$

бұл әйгілі өзгертілген ортағы нүктө әдісінен басқа ештеңе емес. Жоғарыдағы у жылжуды екі операцияға бөлу арқылы

$$x_{\frac{1}{2}} = x_0 + \frac{h}{2} f(y_0), \quad y_{\frac{1}{2}} = y_0 + \frac{h}{2} f\left(y_{\frac{1}{2}}\right), \quad (20)$$

$$y_1 = y_{\frac{1}{2}} + \frac{h}{2} f\left(x_{\frac{1}{2}}\right), \quad x_1 = x_{\frac{1}{2}} + \frac{h}{2} f(y_1), \quad (21)$$

алуға болады және бұны $d(z, h)$ жалпы өсімі арқылы оңай жалпылауға болады. Бұл жалпыланған орташаланған әдіске әкеледі.

$$x_{\frac{1}{2}} = x_0 + d\left(y_0, \frac{h}{2}\right), \\ y_{\frac{1}{2}} = y_0 - d\left(x_1, -\frac{h}{2}\right), \quad (22)$$

$$y_1 = y_{\frac{1}{2}} + d\left(x_{\frac{1}{2}}, \frac{h}{2}\right), \\ x_1 = x_{\frac{1}{2}} - d\left(y_1, -\frac{h}{2}\right). \quad (23)$$

Бұл әдіс кез келген арнайы аппроксимацияны қолдануға болатын үлкен артықшылығы бар және алгоритм уақыт бойынша (кеңейтілген (x, y) -кеңістігінде ғана) және, демек, экстраполяция әдісіндегі негізгі интегратор ретінде пайдалануға жарамды. Атап айтқанда, d ұлғайтуды LogH немесе TTL арқылы есептеуге болатынын атап өтуге болады, бұл жақындасу жағдайларында жақсы жуықтаулар береді. Сонымен қатар, жылдамдыққа тәуелді құштердің пайдалуы [19] көрсеткендей, мұнда проблема емес.

Гибридті N-дене коды

Бұл бөлімде AR-CHAIN [20] алгоритмінің φGRAPE тікелей қосу коды [2] бірізді нұсқасына қалай біріктіргені сипатталады. Соның алгоритмдер Hermite интеграциялық схемасын [21] иерархиялық, пропорционалды блоктық уақыт қадамдарымен пайдаланады және құштерді есептеу үшін GRAPE тақтасын қолданады. Тізбекті интеграциялық схеманың қысқаша сипаттамасынан және оны GRAPE арқылы іске асырудан бастаймыз.

Кодтың интеграциялық схемасын қарастырайық [2]. Әрбір бөлшектердің X_i позициясынан баска, жылдамдық V_i , үдеу a_i және үдеудің уақыт бойынша туындысы, өз уақыты мен уақыт кезеңі Δt_i бар. Интеграция келесі қадамдардан тұрады.

1. Бастапқы уақыт кезеңдері есептеледі

$$\Delta t_i = n_s \frac{|a_i|}{|\dot{a}_i|}, \quad (24)$$

әдетте $n_s = 0.01$ жеткілікті дәлдік береді.

2. Жүйенің уақыты t барлық $t_i + \Delta t_i$ -дің ең төменгі мәніне орнатылған, және $t_i + \Delta t_i = t$ бар барлық бөлшектер белсенді бөлшектер ретінде таңдалған.

3. Бөлшектердің жаңа t -дағы позициялары мен жылдамдықтары келесі формуламен болжанады:

$$x_{j,p} = x_{j,0} + (t - t_j)v_{j,0} + \frac{(t - t_j)^2}{2}a_{j,0} + \frac{(t - t_j)^3}{6}\dot{a}_{j,0}, \quad (25)$$

$$v_{j,p} = v_{j,0} + (t - t_j)a_{j,0} + \frac{(t - t_j)^2}{2}\dot{a}_{j,0}, \quad (25a)$$

мұндағы екінші индекс ағымдағы уақыт кезеңінің басында (0) немесе сонында (1) берілген мәнді білдіреді. Предикторда қолданылатын барлық шамалар тікелей есептелуі мүмкін, яғни жад жоқ, алдыңғы уақыт кезеңі талап етілмейді.

4. Үдеу және оның уақыт бойынша туындысы белсенді бөлшектер үшін келесі түрде жаңартылады

$$a_{i,1} = \sum_{j \neq i} Gm_j \frac{r_{ij}}{(r_{ij}^2 + \epsilon^2)^{(3/2)}}, \quad (26a)$$

$$\dot{a}_{i,1} = \sum_{j \neq i} Gm_j \frac{v_{ij}}{(r_{ij}^2 + \epsilon^2)^{(3/2)}} + \frac{3(v_{ij} \cdot r_{ij})r_{ij}}{(r_{ij}^2 + \epsilon^2)^{(5/2)}}, \quad (26b)$$

мұндағы

$$r_{ij} = x_{j,p} - x_{i,p}, \quad (27a)$$

$$v_{ij} = v_{j,p} - v_{i,p}, \quad (27b)$$

және ϵ – жеңілдету параметрі.

5. Белсенді бөлшектердің позициялары мен жылдамдықтары төмендегідей реттеледі

$$x_{i,1} = x_{i,p} + \frac{\Delta t_i^4}{24}a_{i,0}^{(2)} + \frac{\Delta t_i^5}{120}a_{i,0}^{(3)}, \quad (28a)$$

$$v_{i,1} = v_{i,p} + \frac{\Delta t_i^3}{6}a_{i,0}^{(2)} + \frac{\Delta t_i^4}{24}a_{i,0}^{(3)}, \quad (28b)$$

мұндағы үдеудің екінші және үшінші рет туындылары

$$a_{i,0}^{(2)} = \frac{-6(a_{i,0} - a_{i,1}) - \Delta t_i(4\dot{a}_{i,0} + 2\ddot{a}_{i,1})}{\Delta t_i^2}, \quad (29a)$$

$$a_{i,0}^{(3)} = \frac{12(a_{i,0} - a_{i,1}) + 6\Delta t_i(\dot{a}_{i,0} + \dot{a}_{i,1})}{\Delta t_i^3}. \quad (29b)$$

6. Уақыт t_i және жаңа уақыт қадамдары Δt_i жаңартылады. Уақыт қадамдары стандартты формула бойынша есептеледі

$$\Delta t_{i,1} = \sqrt{\eta \frac{|a_{i,1}| |a_{i,1}^{(2)}| + |\dot{a}_{i,1}|^2}{|\dot{a}_{i,1}| |a_{i,1}^{(3)}| + |a_{i,1}^{(2)}|^2}} \quad (30)$$

η – параметрі интеграцияның дәлдігін бақылайды және әдетте 0.01 мәніне тең болады (бірақ η -ның төменгі мәнін пайдалану төменде сипатталған). $a_{i,1}^{(2)}$ мәні былай есептеледі

$$a_{i,1}^{(2)} = a_{i,0}^{(2)} + \Delta t_{i,0}a_{i,0}^{(3)} \quad (31)$$

және $a_{i,0}^{(3)} = a_{i,1}^{(3)}$.

7. 2-қадамнан қайталаныз. Hermite интеграторы GRAPE көмегімен қолданылған кезде иерархиялық, барабар блоктың уақыт кезеңі схемасы қажет және параллелизация және векторизация үшін тиімді; төменде қарандыз McMillan (1986)]. Бөлшектер уақыт қадамдары t_i -дің блоктың уақыт қадамдары ті мен ауыстыру арқылы топтастырылады, $b = (1/2)n$, мұндағы n –

$$\left(\frac{1}{2}\right)^n \leq \Delta t_i < \left(\frac{1}{2}\right)^{n-1}. \quad (32)$$

Салыстырмалылық t/t_i -дің бүтін сан болуы қамтамасыз етіледі. Сандық пайымдаулар үшін біз, әдетте, ең аз уақытты орнатамыз

$$\Delta t_{min} = 2^{-m}. \quad (33)$$

Бөлшектердің уақыт кезеңдері $t_i < t_{min}$, осы мәнгө орнатылады. Ен аз уақыт кезеңі жұмысарту параметрімен анықталған максималды жеделдетуге сәйкес келуі керек, жиынтық энергетикалық мониторинг, әдетте, бұл шарттың бұзылғанын көрсетеді.

Корытынды

Математикалық түрғыдан, $\log H$ және TTL әдістері қарапайым жағдайда бірдей. Дәлдіктекі айырмашылығы сандық есептүге байланысты,

мысалы, ω айнымалы мәнін жаңартқанда көбірек дөңгелектеу бар, бірақ соқтығыста $\omega \rightarrow \infty$ шекке ұмталады сосын «қалыпты» қалпына келеді. Жалпы жағдайда, егер сіз пайдалана алатын болсаныз, $\log H$ әдісін ұсынуға болады. Гибридті N-дene коды бөлшектерді еki топқа бөледі: массивтік нысанмен (немесе обьектілермен) байланыстырылған мен тізбектің құрамына кіретін бөлшектер және стандартты төртінші реттік Эрмит схемасы бойынша қозғалатын тізбектің сыртындағы бөлшектер. Гибридті код, Эрмит интеграциялық схемасы қарағанда кем есептеу уақытында жақсы энергия үнемдеуді қамтамасыз етеді.

Әдебиеттер

- 1 Mikkola S. and Merritt D. Implementing few-body algorithmic regularization with post-newtonian terms // ApJ. – 2008. – Vol.135 (6). – P.2398-2405.
- 2 Harfst S., Gualandris A., Merritt D., Mikkola S. A hybrid N-body code incorporating algorithmic regularization and post-Newtonian forces //Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2008. – Vol.389, Iss.1. – P.2-12.
- 3 Mroué Abdul H., Scheel Mark A., Szilágyi Béla, Pfeiffer Harald P., Boyle Michael, Hemberger Daniel A., Kidder Lawrence E., Lovelace Geoffrey, Ossokine Serguei, Taylor Nicholas W., Zenginoğlu Anıl, Buchman Luisa T., Chu Tony, Foley Evan, Giesler Matthew, Owen Robert, and Teukolsky Saul A. Catalog of 174 Binary Black Hole Simulations for Gravitational Wave Astronomy // Phys. Rev. Lett. – 2013. – Vol.111. – P.241104.
- 4 Will Clifford M. On the unreasonable effectiveness of the post-Newtonian approximation in gravitational physics //PNAS. – 2011. – Vol. 108 (15). – P.5938-5945.
- 5 Quinlan Gerald D., Hernquist Lars, Sigurdsson Steinn. Models of Galaxies with Central Black Holes: Adiabatic Growth in Spherical Galaxies // Astrophysical Journal. – 1995. – Vol.440. – P.554.
- 6 Van der Marel, Roeland P. The Black Hole Mass Distribution in Early-Type Galaxies: Cusps in Hubble Space Telescope Photometry Interpreted through Adiabatic Black Hole Growth // The Astronomical Journal. – 1999. – Vol.117, Iss. 2. – P.744-763.
- 7 Zhao HongSheng, Haehnelt Martin G., Rees Martin J. Feeding black holes at galactic centres by capture from isothermal cusps // New Astronomy. – 2002. – Vol.7, Iss.7. – P.385-394.
- 8 Baumgardt H., Junichiro Makino J., and Ebisuzaki T. Massive Black Holes in Star Clusters. I. Equal-Mass Clusters // ApJ. – 2004. – Vol. 613 (2). – P.1133-1142.
- 9 Matsabayashi T., Makino J., and Ebisuzaki T. Orbital Evolution of an IMBH in the Galactic Nucleus with a Massive Central Black Hole // ApJ. – 2007. – Vol. 656 (2). – P.879-896.
- 10 Löckmann U., Baumgardt H. Tracing intermediate-mass black holes in the Galactic Centre // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2008. – Vol. 384, Iss. 1. – P.323–330.
- 11 Berentzen I., Preto M., Berczik P., Merritt D., Spurzem R. Post-Newtonian simulations of supermassive black hole binaries in galactic nuclei // Astronomical Notes. – 2008. – Vol. 329, Iss. 9-10. – 904-907.
- 12 Fragile P. Chris and Mathews Grant J. Reconstruction of Stellar Orbits Close to Sagittarius A*: Possibilities for Testing General Relativity // The Astrophysical Journal. – 2000. – Vol. 542. – P.328-333.
- 13 Milosavljević M. and Merritt D. Formation of Galactic Nuclei // ApJ. – 2001. – Vol.563. – P.34.
- 14 Bulirsch R., Stoer J. Numerical treatment of ordinary differential equations by extrapolation methods // Numer. Math. – 1966. – Vol.8. – P.1-13.
- 15 Harfst S., Gualandris A., Merritt D., Spurzem R., PortegiesZwart S., Berczik P., Performance analysis of direct N-body algorithms on special-purpose supercomputers //New Astron., – 2007. – Vol.12. – P.357-377.
- 16 Preto M. and Tremaine S. A class of symplectic integrators with adaptive timestep for separable Hamiltonian systems //Astron. J. – 1999. – Vol.118. – P.2532-2541.
- 17 Mikkola S., & Aarseth S. A Time-Transformed Leapfrog Scheme // Celest. Mech. Dyn. Astron. – 2002. – Vol.84. – P.343-354.
- 18 Makino J., Aarseth S. J. On a Hermite integrator with Ahmad-Cohen scheme for gravitational many-body problems // PASJ. – 1992. – Vol. 44. – P.141-151.
- 19 Mikkola S., & Merritt D. Algorithmic regularization with velocity-dependent forces //MNRAS. – 2006. – Vol.372. – P.219-223.
- 20 Mikkola S., Aarseth S. J. An implementation of N -body chain regularization // Celest. Mech. Dyn. Astron. – 1993. – Vol. 57. – P.439-459.
- 21 Mikkola S., Tanikawa T. Algorithmic regularization of the few-body problem // Mon. Not. R. Astron. Soc. – 1999. – Vol.310. – P.745-749.

References

- 1 S. Mikkola and D. Merritt, *ApJ*, 135 (6), 2398-2405 (2008).
- 2 S. Harfst, A. Gualandris, D. Merritt, and S. Mikkola, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 389 (1), 2-12 (2008).
- 3 A.H. Mroué, M.A. Scheel, B. Szilágyi, H.P. Pfeiffer, M. Boyle, D.A. Hemberger, L.E. Kidder, G. Lovelace, S. Ossokine, N.W. Taylor, A. Zenginoğlu, L.T. Buchman, T. Chu, E. Foley, M. Giesler, R. Owen, and S.A. Teukolsky, *Phys. Rev. Lett.*, 111, 241104 (2013).
- 4 Will Clifford M., *PNAS*, 108 (15), 5938-5945 (2011).
- 5 Quinlan Gerald D., Hernquist Lars, Sigurdsson Steinn, *Astrophysical J.*, 440, 554 (1995).
- 6 Van der Marel, Roeland P., *The Astronomical Journal*, 117(2), 744-763 (1999).
- 7 Zhao HongSheng, Haehnelt Martin G., Rees Martin J. *New Astr.*, 7(7), 385-394 (2002).
- 8 H. Baumgardt, M.J. Junichiro, and T. Ebisuzaki, *ApJ*, 613 (2), 1133-1142 (2004).
- 9 T. Matsabayashi, J. Makino, and T. Ebisuzaki, *ApJ*, 656 (2), 879-896 (2007).
- 10 U. Löckmann and H. Baumgardt, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 384 (1), 323–330 (2008).
- 11 I. Berentzen, M. Preto, P. Berczik, D. Merritt, and R. Spurzem, *Astronomical Notes*, 329 (9□10), 904-907 (2008).
- 12 P. Chris Fragile and Grant J. Mathews, *The Astrophysical J.*, 542, 328-333 (2000).
- 13 M. Milosavljević and D. Merritt, *ApJ*, 563, 34 (2001).
- 14 R. Bulirsch, and J. Stoer, *Numer. Math.*, 8, 1–13 (1996).
- 15 S. Harfst, A. Gualandris, D. Merritt, R. Spurzem, S. PortegiesZwart, and P. Berczik, *New Astron.*, 12, 357-377 (2007).
- 16 M. Preto & S. Tremaine, *Astron. J.*, 118, 2532–2541 (1999).
- 17 S. Mikkola & S. Aarseth, *Celest. Mech. Dyn. Astron.*, 84, 343-354 (2002).
- 18 J. Makino & S.J. Aarseth, *PASJ*, 44, 141-151 (1999).
- 19 S. Mikkola & D. Merritt, *MNRAS*, 372, 219-223 (2006).
- 20 S. Mikkola & S.J. Aarseth, *Celest. Mech. Dyn. Astron.*, 57, 439-459 (1993).
- 21 S. Mikkola & T. Tanikawa, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 310, 745-749 (1999).

Omar Zh.

Researc Center for Nuclear Physics, Osaka University, Japan, Osaka,
Al-Farabi Kazakh National University, Kazakhstan, Almaty,
e-mail: omar@rcnp.osaka-u.ac.jp

EXPERIMENTAL STUDY OF $\Lambda(1405)$ VIA THE $D(K^-, \pi\Sigma)$ REACTION AT J-PARC K1.8BR

The $\Lambda(1405)$ baryon resonance plays an outstanding role in various aspects of hadron and nuclear physics. It has been considered that the $\Lambda(1405)$ resonance is generated by the attractive interaction of the anti kaon and the nucleon as a quasi-bound state below its threshold decaying into the $\pi\Sigma$ channel. Thus, the structure of $\Lambda(1405)$ is closely related to KbarN interaction. In this paper, after reviewing the basic properties of the $\Lambda(1405)$ resonance and introduction to the experiment, which is performed at the K1.8BR beamline in the Hadron Experimental Hall of J-PARC, Tokai, Japan in January and February 2018, we introduce the spectral shapes which are taken by the data analysis. We have finished a beam time and data taking for the second run of E31. In the second run, we could increase the statistics several times. Based on the second run data, we analyzed the $\Sigma + \pi^-$ and $\Sigma - \pi^+$ invariant mass spectra in the $d(K^-, \Sigma + \pi^-) \rightarrow n$ and $d(K^-, \Sigma - \pi^+) \rightarrow n$ reactions, respectively, where «n» is clearly identified in the missing mass spectrum of each reaction. Also, we considered the background events to estimate the sideband and get the correct peak structure of $\Lambda(1405)$.

We summarize the recent progress in the investigation of the $\Lambda(1405)$ structure and discuss the future perspective of the physics of the $\Lambda(1405)$ resonance.

Key words: kaon, E31, invariant mass spectrum.

Омар Ж.

Ядролық Физика Зерттеу Институты, Осака Университеті, Жапония, Осака к.,
әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Қазақстан, Алматы к.,
e-mail: omar@rcnp.osaka-u.ac.jp

J-PARC K1.8BR-ДА $d(K^-, \pi\Sigma)$ реакциясы арқылы экспериментте $\Lambda(1405)$ зерттеу

Во второй части эксперименте E31, увеличивая статистику до нескольких раз, мы ожидаем измерение $\Lambda(1405)$ в $\Sigma + \pi^- / \Sigma - \pi^+$ спектр инвариантных масс в $d(K^-, \Sigma \pi) \rightarrow n$. Кроме того, мы рассмотрели фоновые события, чтобы оценить боковую полосу и получить правильную структуру спектрального пика (1405).

$\Lambda(1405)$ барионы резонансы адрондар және ядролық физиканың әр түрлі салаларында маңызды рөл атқарады. $\Lambda(1405)$ резонансы тартылу күші арқылы антикаон және нуклон түрінде квази байланысқан күйдің төмөнгі табалдырығында $\pi\Sigma$ -каналына ыдырайды. Осылайша, $\Lambda(1405)$ құрылымы KbarN әсерлесуімен тығыз байланысты. Бұл мақалада, $\Lambda(1405)$ негізгі қасиеттеріне және 2018 жылдың қантар және ақпан айларында K1.8BR тізгініндегі J-PARC, Токай, Жапония экспериментальды алаңында жүргізілген тәжірибеле кіріспе жасаймыз және деректерді анализ жасау барысында алынған спектрлермен танысадыз. Эксперименттің екінші бөлігінің негізгі мақсаты, статистиканы бірнеше есе өсіріп, $d(K^-, \Sigma \pi) \rightarrow n$ реакциясындағы $\Sigma + \pi^- / \Sigma - \pi^+$ инвариантты массаның спектрлерін анықтау арқылы $\Lambda(1405)$ -ты зерттеу. Сонымен қатар, бүйірлік жағдайларды бағалау және дұрыс спектрлік шындық құрылымды алу үшін спектрлердегі фондық жағдайларды қарастырдық (1405).

Түйін сөздер: каон, E31, инвариантты масса спектрлері.

Омар Ж.

Исследовательский Центр ядерной физики, Университет Осака, Япония, г. Осака,
 Казахский национальный университет имени аль-Фараби, Казахстан, г. Алматы,
 e-mail: omar@rcnp.osaka-u.ac.jp

**Экспериментальное изучение $\Lambda(1405)$
 с помощью реакции $d(K^-, \pi^0) \rightarrow K\bar{N}$ в J-PARC K1.8BR**

Барионный резонанс $\Lambda(1405)$ играет главную роль в различных разделах физики адронов и ядерной физики. Считалось, что резонанс $\Lambda(1405)$ генерируется притягивающим взаимодействием антикаона и нуклона в виде квазисвязанного состояния ниже его порога, распадающегося в $\pi\Sigma$ -канале. Таким образом, структура $\Lambda(1405)$ тесно связана с взаимодействием $K\bar{N}$. В этой статье, после обзора основных свойств резонанса $\Lambda(1405)$ и введения в эксперимент E31, который был запущен на линии пучка K1.8BR в экспериментальном зале J-PARC в г. Токай, Япония в январе и феврале 2018 года и мы познакомилист со спектральными формами, которые были получены анализом данных. Во второй части эксперимента E31, увеличивая статистику до нескольких раз, мы ожидаем измерение $\Lambda(1405)$ в $\Sigma + \pi^-/\Sigma^- +$ спектр инвариантных масс в $d(K^-, \Sigma^0) \rightarrow K\bar{N}$. Кроме того, мы рассмотрели фоновые события, чтобы оценить боковую полосу и получить правильную структуру спектрального пика (1405).

Мы суммируем недавние прогрессы в исследовании структуры (1405) и обсудим будущие перспективы физики резонанса (1405).

Ключевые слова: каон, E31, спектр инвариантной массы.

Introduction

The $\Lambda(1405)$ resonance is a negative parity baryon resonance with spin 1/2, isospin I = 0, mass m=1405.1+1.3-1.0 MeV/c², width 50±2MeV, and strangeness S = -1 [1]. The resonance is located slightly below the KbarN threshold and decays into the $\pi\Sigma$ channel through the strong interaction. The existence of $\Lambda(1405)$ was theoretically predicted in 1959 by Dalitz and Tuan [2,3], based on the analysis of the experimental data of the KbarN scattering length. It is shown that the unitarity in coupled-channel KbarN– $\pi\Sigma$ system leads to a resonance pole in the $\pi\Sigma$ amplitude.

There is a long-standing discussion on the interpretation of the $\Lambda(1405)$ resonance. It is known to be difficult to describe $\Lambda(1405)$ as an ordinary three-quark state in simple constituent quark models [4], because $\Lambda(1405)$ has a lighter mass than the nucleon counterpart, the N(1535) resonance. Moreover, the mass difference from the $\Lambda(1520)$ resonance with J =3/2-, which is supposed to be the spin-orbit partner of $\Lambda(1405)$, is too large in comparison with the splitting in the nucleon sector. According to these difficulties of the simple three-quark picture, the meson–baryon quasi-bound picture of $\Lambda(1405)$ attracts much attention. In fact, the $\Lambda(1405)$ resonance can be naturally described as a quasi-bound KbarN state embedded in the $\pi\Sigma$ continuum in coupled-channel meson–baryon scattering models, for instance, by the phenomenological vector meson exchange potential with flavor SU(3) symmetry [5]. Theoretical analysis of Chiral Unitary model [6], suggests

a double-pole structure of $\Lambda(1405)$: $\Sigma\pi$ and $K\bar{N}$ [7]. The theoretical statement about the double pole structure of $\Lambda(1405)$ shows a new picture of $\Lambda(1405)$ as a resonant meson-baryon state, which is different from the so-called traditional picture of $\Lambda(1405)$.

But, the review of particle physics [8] adopted the mass and width of the $\Lambda(1405)$ state obtained by analyzing the invariant mass spectrum of $\Lambda(1405)$ in the final $\Sigma + \pi^-$ state via the 4.2 Gev/c K- induced reaction on hydrogen [9,10]. It has the lightest mass in negative parity baryons, which is hardly explained by the simple quark model [11]. Unfortunately, statistics in experimental data seems poor and 2 π^0 in the final state cannot be distinguished kinematically each other. Recently, the $\gamma p \rightarrow K^+\pi^+\Sigma^-$ and $K^+\pi^-\Sigma^+$ reactions were measured at LEPS/SPring-8 [12]. Although the statistics is limited, they claimed the interference between the I=1 and I=0 amplitudes. The $K-d \rightarrow \pi^+\Sigma^-n$ reaction was reported [13], which shows a clear peak at the $\Lambda(1405)$ mass region. This reaction seems promising to study $\Lambda(1405)$. In experimental situation, some reports about $\Lambda(1405)$ show its spectrum shape depending on the reaction process. Therefore experimental study of KbarN coupled to the $\Lambda(1405)$ is desired.

A repulsive shift of K-p atomic state at 1st energy region [114] arises an interesting discussion of deeply bound kaonic nuclear states [15], where $\Lambda(1405)$ is interpreted as a bound state of KbarN system with the binding energy of as deep as 27 MeV [16]. On the other hand, a chiral unitary model calculation claims that $\Lambda(1405)$ may consist of two components in the coupled-channel KbarN– $\pi\Sigma$

system [17]. Namely, poles coupled to the $\pi\Sigma$ state and KbarN state are suggested at different positions, (1390 – 132i) MeV and (1426 – 32i) MeV, respectively [18]. As a consequence, the resonance position of the KbarN $\rightarrow \pi\Sigma$ channel sits at about 1420 MeV and the binding energy is as shallow as 15 MeV. This situation obviously affects the property of the deeply bound kaonic nuclear states. In order to clarify which picture is valid, decomposition of $\Lambda(1405)$ states coupled to KbarN is of essentially importance. Since $\Lambda(1405)$ lies below the KbarN threshold and has no decaying channel coupled to KbarN, it is vital to investigate a KbarN collision process in a virtual state.

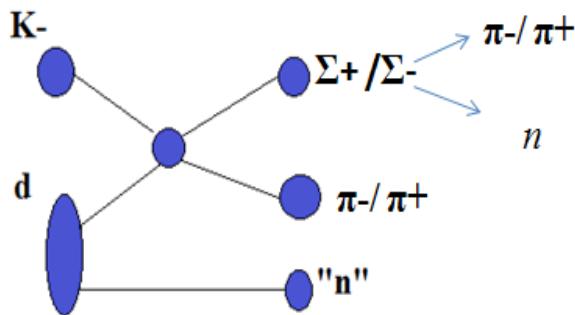


Figure 1 – (K^-, n) Reaction Diagram

The E31 experiment is performed at the K1.8BR beam line in the Hadron Experiment Hall of J-PARC [19,20]. Since $\Lambda(1405)$ cannot be formed

directly from the $K-p$ reaction in free space, we used the KbarN scattering process [21] as a $d(K^-, n)\Sigma\pi$ one step reactions at a kaon momentum of 1 GeV / c, where the incident kaon knock-out a bound nucleon in the deuteron, become to be an off-shell Kbar and forms $\Lambda(1405)$ followed by a $\Sigma\pi$ decay (Fig. 1). We will measure the $\Lambda(1405)$ spectrum shape in a $\Sigma + \pi^- / \Sigma - \pi +$ invariant mass spectrum of the $d(K^-, \Sigma\pi)$ « n » reaction.

E31 experimental setup

The E31 experiment is performed at the K1.8BR beamline in the Hadron Experiment Hall of the J-PARC. The schematic drawing of the K1.8BR spectrometer and E31 setup is shown in Fig. 2 [22]. The beam momentum is analyzed by a beam-line spectrometer with a resolution of 2.2 MeV/c at 1.0 GeV/c. Decay charged particles associated with the $d(Kbar, n)$ reaction are measured by the cylindrical detector system (CDS) surrounding the target to obtain those of momentum and TOF, which also make it's particle identification possible. CDS operates in a magnetic field of 0.7 T. The Neutron Counter (NC) and Proton Counter (PC) which detects forward scattered neutron and proton are placed 15 m ahead in the forward direction. Since $\Lambda(1405)$ is recoiled backward, the decay proton from $\Sigma 0\pi 0$ mode ($\Sigma 0\pi 0 \rightarrow \Lambda\gamma\pi 0 \rightarrow p\pi-\gamma\pi 0$) [23] is emitted backward, which is detected by backward proton detector (BPD) and chamber (BPC) placed in the upstream of the target.

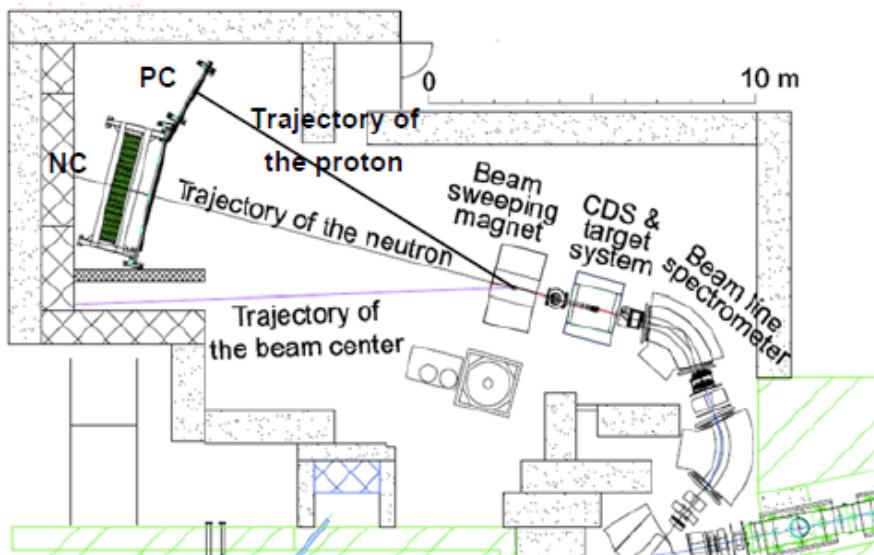


Figure 2 – Schematic view of the K1.8BR spectrometer

Preliminary results

The second E31 physics run was performed in January and February, 2018. About 40GeV kaons were used. π^-/π^+ and neutrons particles are detected by CDS and NC, respectively (Fig. 3). Among these events X="n" is identified in the missing-mass

spectrum of the d (K^- , $\Sigma\pi$) «X» reaction, as shown in Fig.4.

Also, for investigation of $\Lambda(1405)$, we have to identify Σ^+ and Σ^- . By using the information and data, which mentioned in the Fig. 3 and Fig. 4., we can easily define Σ^+ and Σ^- spectrums, as shown in Fig. 5.

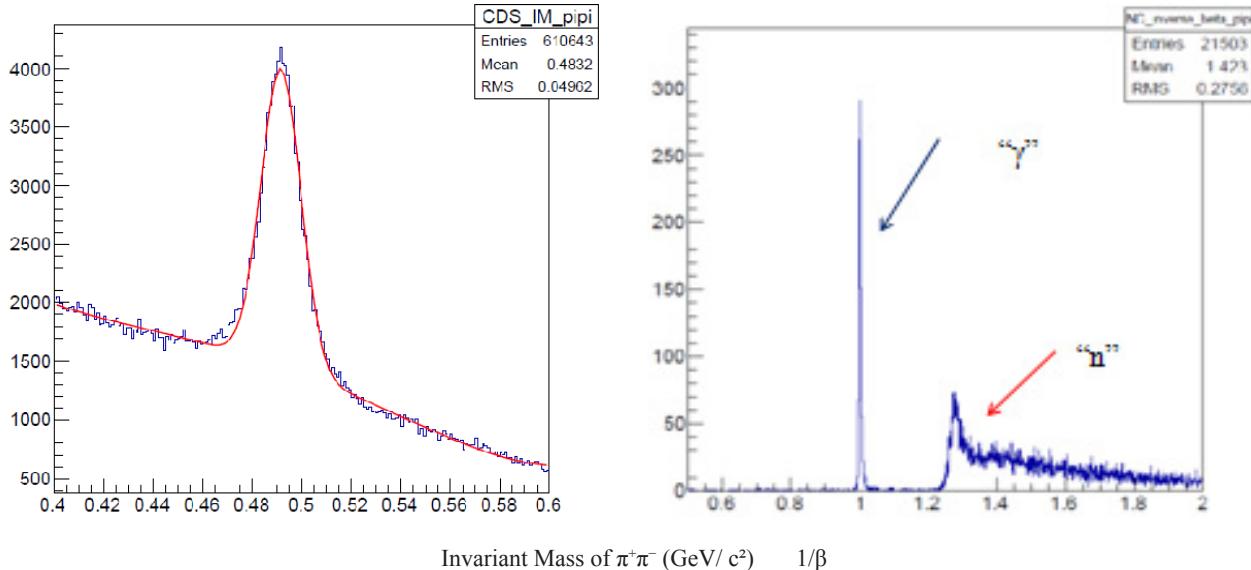


Figure 3 – (left) Identification of π^-/π^+ by using CDS detector. (right) $1/\beta$ distribution of the forward neutral particles detected with the NC

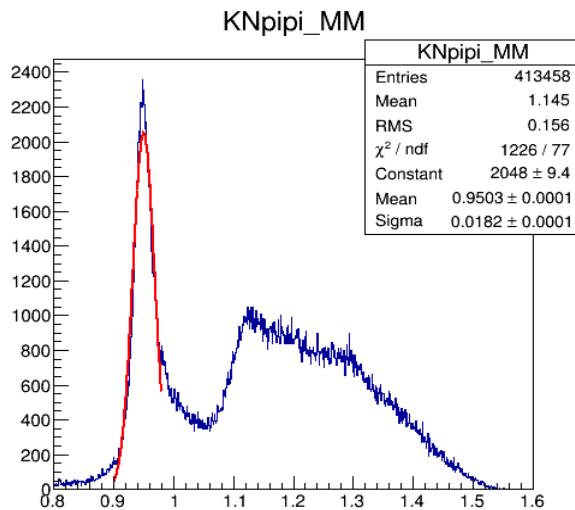


Figure 4 – Missing Mass of $d(K^-, n\pi^+\pi^-)''X''$ (GeV/c^2).
The fitted region between 0.9 and
0.98 is selected as a neutron mass

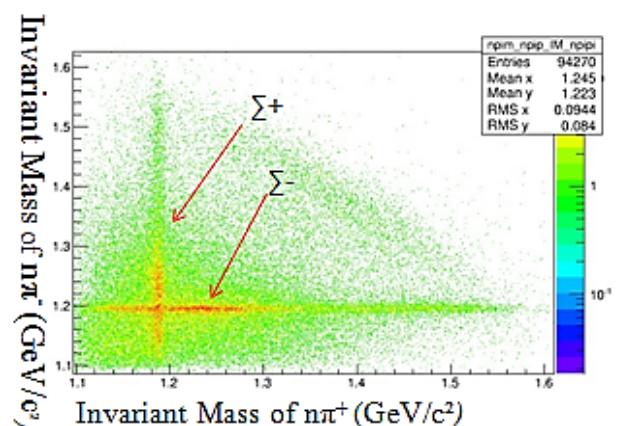


Figure 5 – Invariant Mass of $n\pi^+$ and $n\pi^-$.
The strong focusing cross-image corresponds
to Σ -decay event

We decomposed the $d(K^-, \Sigma\pi)^+ n^-$ spectrum into $d(K^-, \Sigma^+\pi^-)^+ n^-$ and $d(K^-, \Sigma^-\pi^+)^+ n^-$. To evaluate the background distribution in the piSigma, we defined sideband region in the $n\pi^-/n\pi^+$ IM spectrums. "Side-band" is taken as a mass region just beside

the selected Sigma mass peak window, as shown in Fig 6.

Then, by using the side- and events and calculate the event number of each side, we reconstruct the following histograms. Fig. 7.

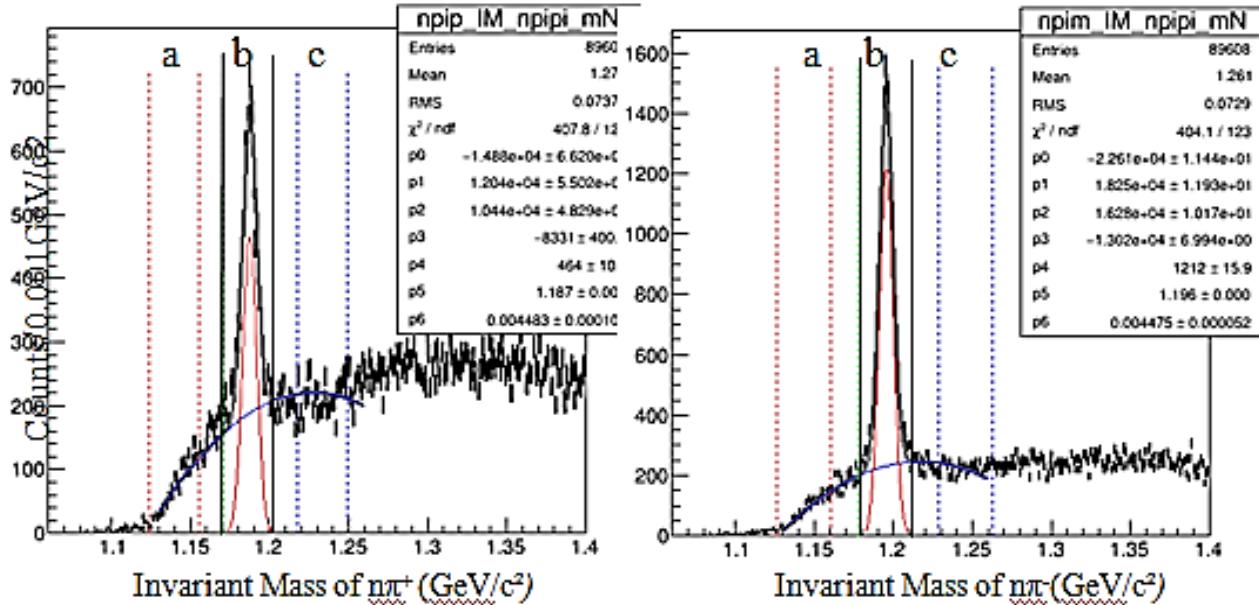


Figure 6 – Invariant Mass of $n\pi^+$ and $n\pi^-$. The Σ^- and Σ^+ selections are shown with black hatch, while sideband regions are defined as the red and the blue hatches

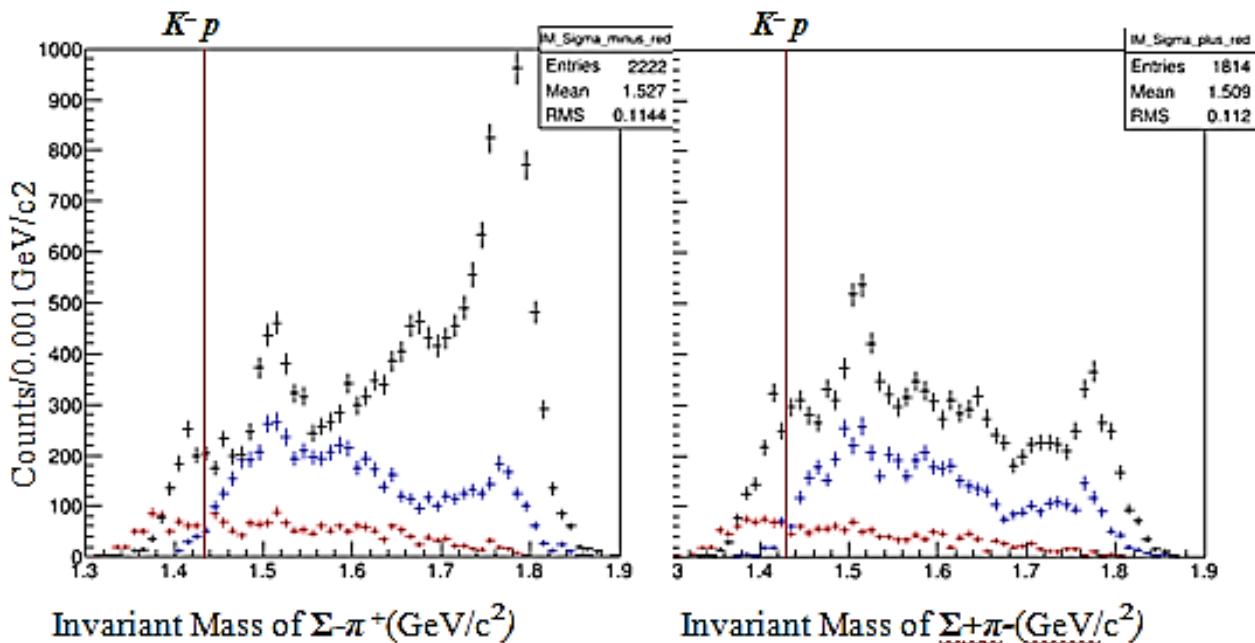


Figure 7 – Invariant Mass of $\Sigma^+\pi^-$ and $\Sigma^-\pi^+$ with side- band events.
The black histogram represents the $\Sigma^+\pi^-$ and $\Sigma^-\pi^+$ and the red and the blue histograms represent sideband events

Then, compare the “side-band” spectra and IM($\Sigma\pi$) spectra by normalizing the vertical scales. The normalization can be done by the following formulas: $b/(a+c)$. Finally, we got the decomposed Invariant Mass of the $\Sigma-\pi^+$ and $\Sigma+\pi^-$ in the $d(K^-, \Sigma\pi)^+n$ reaction are shown

in Fig. 8. The difference of the two spectra is observed clearly. Also, we can clearly see the peaks, which correspond to $\Lambda(1405)$ and $\Lambda(1520)$. But, we have to noticed that $\Lambda(1520)$ is used as a reference, actually we are interested in $\Lambda(1405)$.

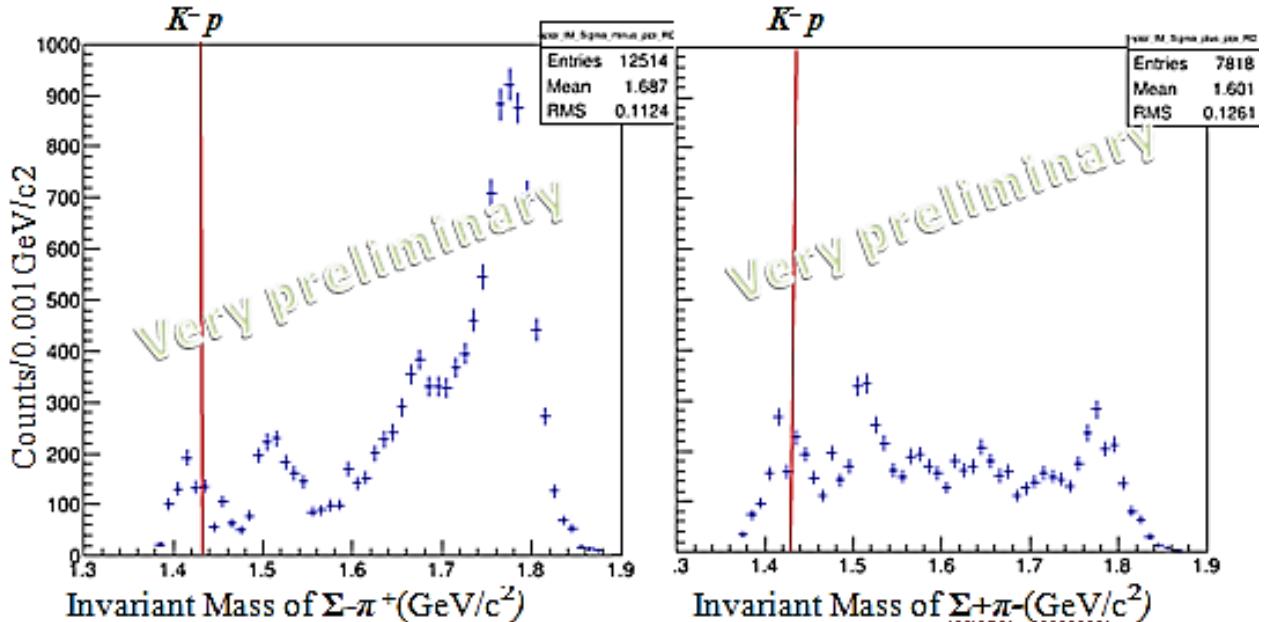


Figure 8 – Subtraction between two histograms of invariant Mass of $\Sigma-\pi^+$ and $\Sigma+\pi^-$ (GeV/c^2) in the $d(K^-, \Sigma\pi)^+n$ reaction

Conclusion

The J-PARC E31 experiment was performed to investigate the spectrum shape of $\Lambda(1405)$ directly generated in $K\bar{N} \rightarrow \Sigma\pi$ by the $d(K^-, \Sigma\pi)^+n$ reaction at the incident kaon momentum of 1.0 GeV/c . The second E31 physics run was performed in January and February, 2018. The experiment for E31 second physics run is performed at the K1.8BR beamline in the Hadron Experiment Hall of the J-PARC [24]. About 40GeV kaons were used. The difference of the $d(K^-, \Sigma+\pi^-)^+n$ and $d(K^-, \Sigma-\pi^+)^+n$ spectrums shown clearly. We have to noticed that these very

preliminary results based on the second E31 physics run. All the related behaviors of the $d(K^-, \Sigma\pi)^+n$ reaction are explained by one step process. By using background estimation we have obtained the clear $\Lambda(1405)$ peak position. The next step of the analysis will be Monte Carlo simulation. Monte Carlo simulations will be performed by using Geant4.9.5.p01 toolkit [25]. The purposes of the Monte Carlo simulations were to produce dummy data with speci_c processes and to evaluate all the detector effects, such as energy losses of particles, multiple scatterings, the detector acceptance, and the tracking performance with the chamber position resolution.

References

- 1 Dalitz R.H., Tuan S.F. Possible Resonant State in Pion-Hyperon Scattering // Phys. Rev. Lett. – 1959. – Vol.2. – P. 425.
- 2 Alston M.H., et al. Study of Resonances of the $\Sigma-\pi$ System // Phys. Rev. Lett. – 1961. – Vol.6. – P. 698–702.
- 3 Nakamura K. et al (Particle Data Group). Review of Particle Physics // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.– 2010. – Vol.37. – 075021.
- 4 Isgur N., Karl G. P-wave baryons in the quark model // Phys. Rev. D. – 1978. – Vol.18. – 4187.
- 5 Dalitz R.H., Wong T.C., Rajasekaran G. Model Calculation for the $Y0\Box(1405)$ Resonance State // Phys. Rev. G. – 1967. – Vol.153. – P.1617–1623.
- 6 Oluve K.A. et al. Particle Data Group. Review of Particle Physics // Chin. Physics. C. – 2014. – Vol.38. – 090001.
- 7 Amsler C. et al. The Review of Particle Physics // Physics Letters B. – 2008. – Vol.667. – P.1.; Particle Data Group, <http://ccwww.kek.jp/pdg/index.html>.

- 8 Dalitz R.H. and Deloff A. //J. Phys. G. – 1991. – Vol.17. – P.289. Note on $\Sigma(1670)^+$: Σ hyperon resonance quoted here is appeared as $\Sigma(1660)^+$ in this paper and Ref. [4]. However, it is quoted as an I=1, J=3/2- state, which is attributed to $\Sigma(1670)^+$ by recent PDG.
- 9 Hemingway R.J. et al. Production of $\Lambda(1405)$ in $K-p$ reactions at 4.2 GeV/c//Nucl. Phys. B. – 1985. – Vol.253. – P.742-752.
- 10 Hendry A.W., Lichtenberg D.B. Properties of Hadrons in Quark Model. – Bloomington. Physics Department Indiana university, IN 47405, USA.
- 11 Hirenzaki S., Okumura Y., Toki H., Oset E., and Ramos A. Chiral unitary model for the kaonic atom //Phys. Rev. C. – 2000. – Vol.61. – 055205.
- 12 Jido D. et al. Chiral dynamics of the two $\Lambda(1405)$ states //Nuclear Physics A. – 2003. – Vol.725. – P.181-200.
- 13 Niiyama M. et al. Photoproduction of $\Lambda(1405)$ and $\Sigma(1385)$ on the proton at $E\gamma=1.5-2.4$ GeV //Phys. Review C. – 2008. – Vol.78. – 035202.
- 14 Braun O. et al. New information about the Kaon-nucleon-hyperon coupling constants $g(KN\Sigma(1197))$, $g(KN\Sigma(1385))$ and $g(K\Lambda(1405))$ // Nucl. Phys. B. – 1977. – Vol.129. – P.1-18.
- 15 Iwasaki M. et al. Observation of Kaonic Hydrogen $K\alpha$ X Rays // PRL. – 1997. – Vol.78. – P.3067.
- 16 Piano S. The search for bound kaonic states in nuclei, experimental status and theoretical predictions // INFN sez. Trieste, Hadron 07 – LNF – 11/10/2007.
- 17 Akaishi Y. and Yamazaki T. Nuclear K^- bound states in light nuclei // Phys. Rev. C. – 2002. – Vol.65. – 044005; Akaishi Y. and Yamazaki T. Basic K^- nuclear cluster, K^-pp , and its enhanced formation in the $p+p\rightarrow K^{++}X$ reaction // Phys. Rev. C. – 2007. – Vol.76. – 045201.
- 18 Hyodo T., Jido D., and Hosaka A. Exotic Hadrons in s-Wave Chiral Dynamics // Phys. Rev. Lett. – 2006. – Vol.97. – 192002; Hyodo T., Jido D. and Hosaka A. Study of exotic hadrons in S-wave scatterings induced by chiral interaction in the flavor symmetric limit // Phys. Rev. D. – 2007. – Vol.75. – 034002.
- 19 Hyodo T. and Weise A., Phys. Rev. C77, 035204(2008)
- 20 Noumi H. et al.: J-PARC E31 proposal. http://jparc/researcher/Hadron/en/pac_0907/pdf/Noumi.pdf
- 21 Noumi H. et al.: Proposal for the J-PARC 50 GeV Proton Synchrotron. Spectroscopic study of hyperon resonances below KbarN threshold via the (K^-n) reaction on Deuteron.
- 22 Jido D., Oset E., and Sekihara T. Kaonic production of $\Lambda(1405)$ off deuteron target in chiral dynamics”, arXiv:0904.3410 D. Jido, private communication, 2009.
- 23 Noumi H. et al.: J-PARC E31 proposal. http://jparc/researcher/Hadron/en/pac_0907/pdf/Noumi.pdf
- 24 Kawasaki S., et al., Spectroscopic Experiment Of $\Lambda(1405)$ Via The In-flight $d(K^-, n)$ Reaction At J-PARC K1.8BR, Proceedings of the 14th International Conference on Meson-Nucleon Physics and the Structure of the Nucleon (MENU2016).
- 25 Iwasaki M., Nagae T. et al., J-PARC E15 proposal. http://j-parc.jp/NuclPart/pac_0606/pdf/p15-Iwasaki.pdf

References

- 1 R.H. Dalitz, S.F. Tuan, Phys. Rev. Lett. 2, 425 (1959).
- 2 M.H. Alston, et al., Phys. Rev. Lett. 6, 698–702 (1961).
- 3 K. Nakamura et al (Particle Data Group), J. Phys. G: Nucl. Part. Phys., 37, 075021 (2010).
- 4 N. Isgur, G. Karl, Phys. Rev. D, 18, 4187 (1978).
- 5 R.H. Dalitz, T.C. Wong, G. Rajasekaran, Phys. Rev. G, 153, 1617–1623 (1967).
- 6 K.A. Oluve and Particle Data Group, Chin. Physics C 38, 090001 (2014).
- 7 C. Amsler et al., Phys. Lett. B667, 1 (2008).
- 8 R.H. Dalitz and A. Deloff, J. Phys. G17, 289 (1991).
- 9 R.J. Hemingway, Nucl. Phys. B253, 742-752 (1985).
- 10 A.W. Hendry, D.B. Lichtenberg, Prog. of Phys., 33 (3), 139-231 (1985).
- 11 S. Hirenzaki, Y. Okumura, H. Toki, E. Oset, and A. Ramos, Phys. Rev. C 61, 055205 (2000).
- 12 D. Jido et al. Nuclear Phys. A 725 181 (2003).
- 13 M. Niiyama et al., Phys. Rev. C78, 035202 (2008).
- 14 O. Braun et al., Nucl. Phys. B129, 1-17 (1977).
- 15 M.Iwasaki et al, Phys.Rev.Lett 78, 3067 (1997).
- 16 S. Piano, The search for bound kaonic states in nuclei, experimental status and theoretical predictions, INFN sez. Trieste, Hadron 07 – LNF – 11/10/2007
- 17 Y. Akaishi and T. Yamazaki, Phys. Rev. C65, 044005 (2002); Y. Akaishi and T. Yamazaki, Phys. Rev. C76, 045201 (2007).
- 18 T. Hyodo, D. Jido, and A. Hosaka, Phys. Rev. Lett. 97, 192002 (2006); T. Hyodo, D. Jido and A. Hosaka, Phys. Rev. D75, 034002 (2007).
- 19 T. Hyodo and A. Weise, Phys. Rev. C77, 035204 (2008).
- 20 H. Noumi et al. J-PARC E31 proposal. http://jparc/researcher/Hadron/en/pac_0907/pdf/Noumi.pdf
- 21 H. Noumi et al. Proposal for the J-PARC 50 GeV Proton Synchrotron. Spectroscopic study of hyperon resonances below KbarN threshold via the (K^-n) reaction on Deuteron.
- 22 D. Jido, E. Oset, and T. Sekihara, The European Physical Journal A 42, P.257, (2009); D. Jido, private communication, 2009.
- 23 H. Noumi et al.: J-PARC E31 proposal. http://jparc/researcher/Hadron/en/pac_0907/pdf/Noumi.pdf
- 24 S. Kawasaki et al., Proc. of the 14th Intern. Conf. on Meson-Nucleon Physics and the Structure of the Nucleon (MENU2016).
- 25 M. Iwasaki, T. Nagae et al., J-PARC E15 proposal. http://j-parc.jp/NuclPart/pac_0606/pdf/p15-Iwasaki.pdf

МРНТИ 29. 27.47, 41.19.25

Кенжебекова А.И., Коданова С.К.

Казахский национальный университет имени аль-Фараби,
Казахстан, г. Алматы, e-mail: kenzhebekova.a@kaznu.kz

О ЛЕВИТАЦИИ ПЫЛИ НАД ПОВЕРХНОСТЬЮ ЛУНЫ

Определение механизмов образования лунной пыли, исследование динамики и взаимодействия пылинок с плазмой и с поверхностью космических аппаратов являются актуальными, при этом существуют несколько теоретических моделей по исследованию формирования плазменно-пылевого слоя над поверхностью Луны.

В статье представлен краткий обзор исследованием, изучавшие динамику пылевых частиц в плазменном слое над поверхностью Луны. Построена вычислительная модель динамики пылевых частиц левитирующих над поверхностью Луны на основе метода молекулярной динамики. Определено распределение пылевых частиц по размерам. Рассматриваются физические условия – плотность реголита, размеры частиц, параметры (плотность, температура электронов и ионов, скорость) солнечного ветра, характеризующие динамику пылевых частиц вблизи поверхности Луны. Зарядка пылевых частиц рассчитывалася с учетом плотности электронов, ионов солнечного ветра и фотоэлектронов в приближении ограниченных орбит (OML). Построен график зависимости заряда пылевой частицы от времени. Процессы зарядки пылевых частиц в плазменной среде вблизи поверхности Луны могут привести к левитации и транспортировки пылевых частиц по поверхности Луны под действием гравитационного и электрического поля.

Ключевые слова: Лунный реголит, плазменно-пылевой слой, левитация.

Kenzhebekova A.I., Kodanova S.K.

Al-Farabi Kazakh National University,
Kazakhstan, Almaty, e-mail: kenzhebekova.a@kaznu.kz

Dust levitation over the moon surface

Determining the mechanisms of formation of lunar dust, the study of the dynamics and interaction of dust particles with plasma and with the surface of spacecraft are relevant, while there are several theoretical models for studying the formation of a plasma-dust sheath above the surface of the moon.

The article presents a brief review of studies that have investigated the dynamics of dust particles in the plasma sheath above the lunar surface. A computational model of the dynamics of dust particles levitating above the surface of the moon was created on the basis of the molecular dynamics simulations. The distribution of the dust particle size has been determined. We consider the physical conditions such as – the density of the regolith, particle size, parameters (density, temperature of electrons and ions, velocity) of the solar wind, which characterize the dynamics of dust particles near the lunar surface. Charging of dust particles was calculated taking into account the density of electrons, solar wind ions and photoelectrons in the orbital motion limited. The graph of the dust particle charge versus time is plotted. The processes of charging dust particles in a plasma medium near the surface of the moon can lead to levitation and the transport of dust particles across the surface of the moon under the influence of a gravitational and electric fields.

Key words: lunar regolith, plasma-dust layer, levitation.

Кенжебекова А.И., Коданова С.К.

Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті,
Қазақстан, Алматы қ., e-mail: kenzhebekova.a@kaznu.kz

Ай бетіндегі тозанды бөлшектің левитациясы жөнінде

Ай бетіндегі тозандың түзілу механизмі, оның динамикасы мен плазма және ғарыштық аппараттардың бетімен әсерлесу өзекті болып табылады, сондыктан Ай бетіндегі плазмалық тозандық қабатты зерттеуге байланысты бірнеше теориялық модельдер бар.

Осы макалада Ай бетінің плазмалық қабатындағы тозандық бөлшектердің динамикасын оқып үйренуге арналған зерттеу жұмыстарына қысқаша шолу жасалынған. Молекулалық динамика әдісі негізінде Ай бетінде левитацияланатын тозанды бөлшектердің динамикасын есептейтін модель құрылды. Тозанды бөлшектердің өлшемдері бойынша таралуы алынды. Ай бетінің маңайындағы тозанды бөлшектердің динамикасын сипаттауға қажет күн желінің параметрлері (тығыздық, электрондар мен иондардың температурасы, жылдамдық), реголиттығыздығы, тозанды бөлшектің өлшемі сияқты физикалық шарттар қарастырылады. Тозанды бөлшектердің зарядталуы күн желіндегі электрондар мен иондардың тығыздығын, фотоэлектрондардың тығыздығын ескеру арқылы шектелген орбиталар жуықтауы (OML) бойынша есептелді. Ә түрлі радиустағы тозанды бөлшектердің зарядының уақыт бойынша тәуелділігі түрғызылды. Ай бетінің маңайындағы плазмалық ортаның тозанды бөлшектерінің зарядталуы гравитациялық және электр өрістерінің әсерінен тозанды бөлшектердің Ай бетінде левитациялануын және тасымалдануын туғызды.

Түйін сөздер: Ай реголиті, плазма-тозандық қабат, левитация.

Введение

Плазменно-пылевые облака, левитирующие над поверхностью Луны состоят из заряженных микрочастиц и поднимаются на высоту до десятки километров [1]. Основным источником пыли на Луне является порошок реголит, покрывающий ее поверхность слоем толщиной от нескольких сантиметров, до нескольких метров в районах лунных морей. Химический состав образцов реголита из разных областей Луны, доставленных на Землю, приведен в [1]. Плотность материала реголита, состоящего из различных окислов (алюминия, кремния, железа и др.), находится в диапазоне от 1,3 до 3,1 г/см³, средний размер частиц реголита был 70–100 мкм. Образование плазменно-пылевого слоя на поверхности Луны объясняется влиянием ударов метеоритов о ее поверхность [2, 3] и воздействием плазмы солнечного ветра [4, 5].

В эксперименте [6] рассматривается аналогия с процессами, возникающими вследствие бомбардировки микрометеоритами поверхности Луны и последующим разлетом пыли. Левитирующее облако микрочастиц создается путем воздействия на порошок гиротронного излучения мощностью до 500 кВт. Были оценены параметры электрического поля для формирования плазменного слоя.

Солнечным ветром называют поток ионизированных частиц, выбрасываемых из верхних

слоев атмосферы Солнца. В [7] приведены параметры быстрого и солнечного ветра Средняя скорость солнечного ветра составляет 400 км/с, плотность потока ионов и электронов 8.7 см⁻³, температура электронов 12 эВ, температура ионов 6 эВ. При взаимодействии с солнечным излучением поверхность Луны заряжается положительно на дневной стороне, отрицательно на ночной. Пылевые частицы, находящиеся на поверхности Луны поглощая фотонов, электроны и ионы солнечного ветра приобретают положительный заряд. Эти процессы приводят к подъему и движению пыли, и они могут левитировать над поверхностью Луны, образуя плазменно-пылевой слой. Плотность пылевых частиц в таком слое по данным измерений, проведенных LADEE (Lunar Atmosphere and Dust Environment Explorer), составила около 10⁻⁸ см⁻³ [8].

Динамика пыли под влиянием солнечного ветра исследуется во многих работах, особенно вблизи поверхностей Луны. Criswell и De [9, 10] исследовали электростатическую среду вблизи терминатора Луны, используя численную модель для расчета электрического поля. По их результатам электрическое поле терминатора может достигать 1000 В/см [9].

Colwell с соавторами изучили левитацию пыли над поверхностью Луны [11, 12]. Перенос заряженной пылинки над дневной поверхностью Луны моделируется путем расчета

траекторий заряженных пылевых частиц, учитывая гравитационные и электростатические силы.

Nitter и др. [13-15] приводят вывод предложенной модели о плазменной среде вблизи поверхности безатмосферных тел. Они представляют достаточные условия для существования стабильного и нестабильного плазменно-пылевого слоя в освещенной части Луны. Исследованы динамические свойства частиц пыли, такие как затухания колебаний, устойчивость и захват. Мелкие частицы получив ускорения могут покидать Луну и стать источником пыли в солнечной системе. Некоторые частицы могут отразиться обратно и совершать колебания. Это способствует перераспределению поверхностных пылевых частиц.

Poppe и Horanyi [16, 17] использовали метод частиц в ячейке (PIC) для изучения плазменного слоя вблизи поверхности Луны с учетом немаксвелловость функции распределения фотоэлектронов. Кроме того, в этой модели пылевые частицы поднимались, за счет постоянной силы тяжести и учитывают изменения заряда частицы со временем.

В [18] построена динамическая модель «фонтана» пылевых частиц левитирующих над лунной поверхностью. Было определено, что частицы размерами 0,01–0,1 мкм могут подниматься до 0,1–100 км в зоне терминатора. Рассмотрены случаи на дневной и ночной стороне Луны.

В работах С.И. Поппеля и с коллегами [19, 20] представлена самосогласованная теоретическая модель, которая рассчитывает распределения концентраций фотоэлектронов и пылевых частиц, расположенных над освещенной частью поверхности Луны. В модели, зарядка пылевых частиц над поверхностью Луны рассчитывается с учетом влияния электронов, ионов солнечного ветра и фотоэлектронов как от лунной поверхности, так от поверхностей пылевых частиц. Для напряженности электрического поля используется аналитическое выражения и распределения пылевых частиц над Луной по размерам.

Постановка задачи

В настоящей работе рассмотрена задача расчета разлета слоя пылевых частиц, на основе метода молекуллярной динамики [21]. Пространство разбивается на прямоугольные ячейки

объемом V с N пылевыми частицами в каждой.

Длина ребра ячейки $L = (N/n_d)^{1/3}$ где n_d – плотность пылевых частиц. На базовую ячейку и на ее реплики по осям x и y были наложены периодические граничные условия. Начальное распределение координат x , y , z берется равновероятным в слое вблизи поверхности Луны, компоненты скоростей приравниваем к нулю, т.е. пылевые частицы неподвижны.

Рассматривается динамика N пылевых частиц разного диаметра, размеры которых имеют заданную функцию распределения $f(R_{dust})$:

$$f(R_{dust}) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(R_{dust} - \langle R_{dust} \rangle)^2}{2\sigma^2}\right), \quad (1)$$

где R_{dust} – радиус пылевой частицы, $\langle R_{dust} \rangle$ – средний размер пылевых частиц, σ – дисперсия.

На рисунке 1 представлена гистограмма распределения пылевых частиц по размерам, средний радиус частиц равен 50 мкм, дисперсия составляла 10 мкм.

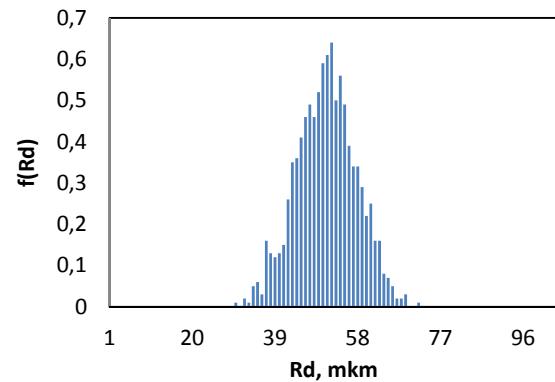


Рисунок 1 – Распределение пылевых частиц по размерам

Пылевые частицы находясь во внешнем электрическом поле \vec{E} и гравитационном поле взаимодействуют между собой. Уравнение движения пылевой частицы записывается следующим образом:

$$m_d \frac{\partial^2 \vec{r}}{\partial t^2} = \frac{Q_d Q_{dj}}{r_{ij}^3} (\vec{r}_i - \vec{r}_j) + m_d \vec{g}_M + Q_d \vec{E}, \quad (2)$$

где m_d – масса пылевой частицы, Q_i и Q_j – заряды взаимодействующих пылевых частиц, \vec{r}_i – положение частиц в момент времени t , r_{ij} – расстояние между пылевыми частицами, $g_m = 1.66 \text{ см}/\text{с}^2$ – ускорение свободного падения для Луны. Масса частицы пропорциональна ее радиусу $m_d = \frac{4}{3}\pi\rho R_d^3$, где $\rho = 1,5 \text{ г}/\text{см}^3$ – плотность реголита.

Изменение заряда пылевой частицы описывается уравнением баланса тока:

$$\frac{\partial Q_d}{\partial t} = I_e + I_i + I_{ph,e} - I_{ph}, \quad (3)$$

где I_e – электронный ток солнечного ветра, I_i – ионный ток солнечного ветра, $I_{ph,e}$ – ток фотоэлектронов, выбитых фотонами, I_{ph} – ток фотоэлектронов на пылевую частицу [20]. Эти токи зависят от свойств плазмы, а также характеристик пылевой частицы (размер, скорость, состав).

$$I_e = -\pi R_d^2 e n_e \sqrt{\frac{8T_e}{\pi m_e}} \left(1 + \frac{Z_d e^2}{R_d T_e}\right), \quad (4)$$

$$I_i = \pi R_d^2 e n_i \sqrt{\frac{T_i}{2\pi m_i}} \frac{u_{Ti}}{u_i} \left\{ \frac{u_i + u_0}{u_{Ti}} \exp\left(-\frac{(u_i - u_0)^2}{2u_{Ti}^2}\right) + \frac{u_i - u_0}{u_{Ti}} \exp\left(-\frac{(u_i + u_0)^2}{2u_{Ti}^2}\right) \right\} + \pi R_d^2 e n_i \sqrt{\frac{T_i}{4m_i}} \frac{u_{Ti}}{u_i} \left\{ \operatorname{erf}\left(\frac{u_i + u_0}{\sqrt{2}u_{Ti}}\right) + \operatorname{erf}\left(\frac{u_i - u_0}{\sqrt{2}u_{Ti}}\right) \right\} \left(1 + \frac{2Z_d e^2}{R_d T_i} + \frac{u_i^2}{u_{Ti}^2}\right), \quad (5)$$

$$I_{ph} \approx -\pi R_d^2 e N_0 \sqrt{\frac{T_{e,ph}}{2\pi m_e}} \left(1 + \frac{Z_d e^2}{R_d T_{e,ph}}\right) \exp\left(-\frac{Z_d e^2}{R_d T_{e,ph}}\right), \quad (6)$$

$$I_{e,ph} \approx -\pi R_d^2 e n_{e,ph} \sqrt{\frac{8T_{e,ph}}{\pi m_e}} \left(1 + \frac{Z_d e^2}{R_d T_{e,ph}}\right), \quad (7)$$

где Z_{dust} – зарядовое число, n_e , n_i – плотность электронов и ионов солнечного ветра соответственно, T_e , T_i – температура электронов и ионов солнечного ветра соответственно, m_e , m_i – масса электронов и ионов, $u_0 = \sqrt{2Z_d e^2 / am_i}$, u_{Ti} – тепловая скорость ионов солнечного ветра, u_i – скорость солнечного ветра.

Исследуя процессы зарядки пылевых частиц, можно получить информацию о заряде и потенциале взаимодействия пылевых частиц, которая необходима для описания динамических явлений в пылевой плазме [22-25].

На рисунке 2 представлен график распределения заряда по времени для разного размера пылинки. Электрический заряд пылинки, в свою очередь изменит поток поглощаемых частиц плазмы и в конечном итоге приведет к

равновесному состоянию, когда полный электрический ток, полученный плазменными частицами, равен нулю.

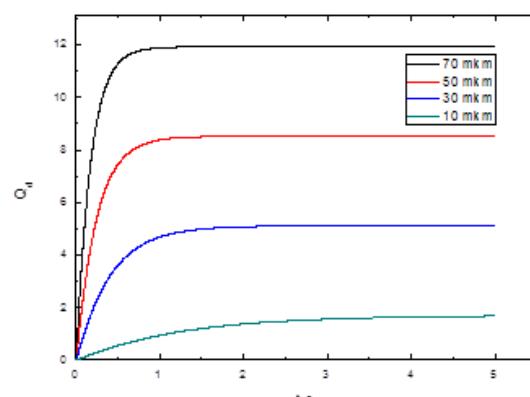


Рисунок 2 – Распределения заряда по времени для разного размера пылинки

Заключение

Проведен расчет распределения заряда пылевых частиц на поверхности Луны под влиянием солнечного ветра. В дневной части Луны пылинки, приобретая достаточного положительного заряда, смогут преодолеть гравита-

ционную силу и может привести к левитации над Луной.

В отсутствие фотоэмиссии, т.е. в затененной части Луны, заряд пылевой частицы становится отрицательным, вследствие более высокой подвижности электронов по отношению к ионам.

Литература

- 1 Флоренский К.П., Базилевский А.Т., Николаева О.В. Лунный грунт: свойства и аналоги. – М.: Академия Наук СССР Институт геохимии и аналитической химии им. В.И. Вернадского, 1975. – С. 1-50.
- 2 Попель С.И., Голубь А.П., Зеленый Л.М., Хораны М. Удары высокоскоростных метеоридов и плазменно-пылевые облака над поверхностью Луны // Письма в ЖЭТФ – 2017.- Т. 105. – С. 594-599.
- 3 M. Horanyi, J.R. Szalay, S. Kempf, J. Schmidt , E. Grun, R. Srama, Z. Sternovsky. A permanent, asymmetric dust cloud around the Moon // Nature – 2015. – Vol. 522. – P. 324 -326.
- 4 Лисин Е.А., Тараканов В.П., Петров О.Ф., Попель С.И., Дольников Г.Г., Захаров А.В., Зеленый Л.М., Фортов В.Е. Удары высокоскоростных метеороидов и плазменно-пылевое облако над поверхностью Луны // Письма в ЖЭТФ. – 2013. – том 98. – вып. 11. – С. 755 – 761.
- 5 Wang X., Horanyi M. and Robertson S. Investigation of dust transport on the lunar surface in a laboratory plasma with an electron beam // J. Geophys. Res. – 2010. – Vol.115(A11). – A11102. <https://doi.org/10.1029/2010JA015465>.
- 6 Скворцова Н.Н., Майоров С.А., Малахова Д.В., Степахина В.Д., Образцова Е.А., Кенжебекова А.И., Шишилов О.Н. О пылевых структурах и цепных реакциях, возникающих над реголитом при воздействии излучения гиротрона // Письма в ЖЭТФ. – 2019. – Т.109(7). С.452 – 459. <https://doi.org/10.1134/S0370274X1907004X>.
- 7 Stubbs T. J., Halekas J.S., Farrell W. M. and Vondrak R. Lunar surface charging: a global perspective using lunar prospector data // Workshop on dust in planetary systems (Kaua'i, Hawai'i, September 26–30,2005). P.139-140.
- 8 Elphic R.C., Delory G.T., Hine B. P. et al. The lunar atmosphere and dust environment explorer mission // Space Sci. Rev. – 2014. – Vol. 185. – P. 128.
- 9 De B.R., Criswell D.R. Intense localized photoelectric charging in the lunar sunset terminator region 1. Development of Potentials and Fields // J. Geophys. Res. – 1977. – Vol. 82(7). – P. 999-1004.
- 10 De B.R., Criswell D.R. Intense localized photoelectric charging in the lunar sunset terminator region 2. Supercharging at the progression of Sunset // J. Geophys. Res. – 1977. – Vol.82(7). – P. 1005-1007.
- 11 Colwell J.E., Batiste S., Horányi M., Robertson S. and Sture S. Lunar surface: Dust dynamics and regolith mechanics // Reviews of Geophysics. – 2007. – Vol. 45. – RG2006.
- 12 Colwell J.E., Gulbis A., Horányi M., Robertson S. Dust transport in photoelectron layers and the formation of dust ponds on Eros // Icarus. – 2005. – Vol. 175(1). – P. 159-169.
- 13 Nitter T., Havnes O., Melandso F. Levitation and dynamics of charged dust in the photoelectron sheath above surfaces in space // J. of Geophysical Research atmospheres. – 1998. – Vol. 103(A4). – P. 6605-6620.
- 14 Nitter T., Havnes O. Dynamics of dust in a plasma sheath and injection of dust into the plasma sheath above Moon and asteroidal surfaces // Earth Moon and Planets. – 1992. -Vol. 56(1). – P. 7-34.
- 15 Nitter T., Aslaksen T.K., Melandso F., Havnes O. Levitation and dynamics of a collection of dust particles in a fully ionized plasma sheath // IEEE Trans. Plasma Sci. – 1994. – Vol. 22(2). – P. 159–172.
- 16 Poppe A., Horanyi M. Simulations of the photoelectron sheath and dust levitation on the lunar surface // J. Geophys. Res. – 2010. – Vol.115. – A08106.
- 17 Horanyi M. Charged dust dynamics in the solar system // Annu. Rev. Astron. Astrophys. – 1996. Vol. 34. – P. 383–418.
- 18 Stubbs T.J., Vondrak R.R. and Farrell W.M. A dynamic fountain model for lunar dust // Adv.Space Res. – 2006. – Vol 37 (1). – P.59–66 (2006).
- 19 Popel S.I., Kopnin S.I., Golub A.P., Izvekova Yu.N. Dusty plasma at the surface of the moon // Solar System Research. – 2013. – Vol. 47(6). – P.419-29.
- 20 Popel S.I., Golub A.P., Izvekova Yu.N., Afonin V.V., Dolnikov G.G., Zakharov A.V., Zelenyi L.M., Lisin E.A. and Petrov O.F. On the distributions of photoelectrons over the illuminated part of the moon // JETP Letters. – 2014. – Vol. 99(3). – P.115–120
- 21 Баймбетов Ф.Б., Рамазанов Т.С. Математическое моделирование в физике неидеальной плазмы // Алматы.: Фылым, 1994. – 212 с.
- 22 Li L., Zhang Y.T., Zhou B., Feng Y. Y. Dust levitation and transport over the surface of the Moon // Science China Earth Sciences. – 2016. – Vol.59(10). – P.2053–2061.
- 23 Pabari J. P., Banerjee D. Levitation of charged dust grains and its implications in lunar environment // Current science. – 2016. – Vol. 110(10). – P.1984-1989.
- 24 Wang X., Schwan J., Hood N., Hsu H. W., Grün E., Horanyi M. Experimental Methods of Dust Charging and Mobilization on Surfaces with Exposure to Ultraviolet Radiation or Plasmas J. Vis. Exp. (134), e57072.
- 25 Heijmans J., Nijdam S. Dust on a surface in a plasma: A charge simulation // Physics of L. C. Plasmas. – 2016. – Vol. 23. – 043703.

References

- 1 K.P. Florensky, A.T. Bazilevsky, O.V. Nikolaeva. Lunar soil: properties and analogues (Moscow, USSR Academy of Vernadsky Sciences Institute of Geochemistry and Analytical Chemistry, 1975), 1–50. (in Russ).
- 2 S.I. Popel, A.P. Golub, L.M. Zelenyi, M. Horanyi, JETP Letters, 105, 594-599 (2017). (in Russ).
- 3 M. Horanyi, J. R. Szalay, S. Kempf, J. Schmidt , E. Grun, R. Srama, Z. Sternovsky, Nature 522, 324 -326 (2015).
- 4 E.A. Lisin, V.P. Tarakanov, O.P. Petrov, S.I. Popel, G.G. Dolnikov, A.V. Zakharov, L.M. Zelenyi, V.E. Fortov. JETP Letters. 98(11), 755–761(2013). (in Russ).
- 5 X.Wang, M. Horányi and S. Robertson. J. Geophys. Res. 115(A11), A11102 (2010).
- 6 N.N. Skvortsova, S.A. Mayorov, D.V. Malakhov, V.D. Stepakhin, E.A.Obraztsova, A.I. Kenzhebekova, O.S. Shishilov. JETP Letters, 109(7), 452–459 (2019). (in Russ).
- 7 Stubbs T. J., Halekas J.S., Farrell W. M. and Vondrak R. Lunar surface charging: a global perspective using lunar prospector data, Workshop on dust in planetary systems (Kaua'i, Hawai'i, September 26–30, 2005), 139–140.
- 8 R.C. Elphic, G. T. Delory, B. P. Hine et al., Space Sci. Rev., 185, 128 (2014).
- 9 B.R. De, D.R. Criswell, J. Geophys. Res., 82(7), 999-1004 (1977).
- 10 B. R. De, D.R. Criswell, J. Geophys. Res., 82(7), 1005-1007 (1977).
- 11 J.E. Colwell, S. Batiste, M. Horányi, S. Robertson and S. Sture, Reviews of Geophysics, 45(2), RG2006 (2007).
- 12 J.E. Colwell, A. Gulbis, M. Horányi, S. Robertson, Icarus 175(1), 159-169 (2005).
- 13 T. Nitter, O. Havnes, F. Melandso, Journal of Geophysical Research atmospheres 103(A4), 6605-6620 (1998).
- 14 T. Nitter, O. Havnes, Earth Moon and Planets 56(1), 7-34 (1992).
- 15 T. Nitter, T. K. Aslaksen, T. K., F. Melandso, ,O.Havnes, IEEE Trans. Plasma Sci., 22(2), 159–172 (1994).
- 16 A. Poppe, M. Horányi, J. Geophys. Res., 115, A08106, (2010).
- 17 M. Horányi, Annu. Rev. Astron. Astrophys., 34, 383–418 (1996).
- 18 T. J. Stubbs, R.R. Vondrak and W.M. Farrell, Adv. Space Res., 37 (1). 59–66 (2006).
- 19 S.I. Popel, S.I. Kopnina, A.P. Golub, Yu.N. Izvekova, Solar System Research 47(6), 419-29 (2013).
- 20 S.I. Popel, A.P. Golub , Yu.N. Izvekova , V.V. Afonin , G.G. Dolnikov , A.V. Zakharov, L.M. Zelenyi, E.A. Lisin and O.F. Petrov. JETP Letters, 99(3), 115–120 (2014).
- 21 Ph.B. Bayimbetov, T.S. Ramazanov, Mathematical modeling in non-ideal plasma physics (Almaty, Gylym, 1994), 212. (in Russ).
- 22 L. Li, Y. T. Zhang, B. Zhou, Y.Y. Feng. Science China Earth Sciences, 59(10), 2053–2061 (2016).
- 23 J.P. Pabari, D. Banerjee. Current science, 110(10), 1984-1989 (2016).
- 24 X. Wang, J. Schwan, N. Hood, H.W. Hsu, E. Grün, M. Horányi, J. Vis. Exp. (134), e57072,
- 25 L.C.J. Heijmans, S.Nijdam. Physics of Plasmas, 23, 043703 (2016).

FTAMP 29.01.07, 29.05.41, 29.05.43

Талхат А.З., Абылаева А.Ж., Муратхан А.

Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті,
Қазақстан, Алматы қ., e-mail: medeu.abishev@kaznu.kz, saken.yan@yandex.com

**ЖАЛПЫ САЛЫСТЫРМАЛЫҚ ТЕОРИЯСЫНДА
РЕЛЯТИВТІ ШЕКТЕЛГЕН ҮШ ДЕНЕ ОРБИТАСЫНЫҢ
ОРНЫҚТЫЛЫҒЫ**

Жұмыста массивті екі айналмалы дene өрісіндегі сынақ денесінің квази-дөңгелек қозғалысындағы орбитасының орнықтылық шарттары зерттелді. Орталық дененің орналасуы координаттар басына сәйкес келеді, екінші дene орталық (бірінші) дененің айналасындағы дөңгелек орбитамен қозғалады. Сынақ денесі айналмалы қозғалысы ескеріледі.

Сынақ денесінің айналмалы қозғалыс тендеулері зерттелді. Бұрыштық жылдамдық Лагранж тендеулері сынақ денесінің өзіндік айналуына жауапты мүшемен толықтыруға мүмкіндік береді. Осылайша, мәселенің физикасы іс жүзінде бақылауларға жақыннатылады. Өз кезеңінде, қозғалыс тендеулерін шешу қыын, бұл зерттеулерге сандық әдістерді қолдануға әкеледі. Қозғалыс тендеуі уақыт бойынша орташаланады, қозғалыс интегралдарының айқын түрі яғни қозғалыстың траекториясына арналған тендеулердің айқын формасы табылған.

Сызықты емес механиканың асимптотикалық әдістерінің көмегімен сынақ денесінің қозғалысы тендеулері жалпы салыстырмалық теориясында шектелген үш дene мәселесінде интегралданады.

Біз денелердің өлшемдерін олардың өзара қашықтықтарындағы салыстырғанда нөлінші жуықтаумен шектелеміз.

Түйін сөздер: ЖСТ, үш дene есебі, айналмалы қозғалыс, қозғалыстың орнықтылығы, үш дene есебі.

Talkhat A.Z., Abylayeva A.Zh., Muratkhan A.

Al-Farabi Kazakh National University, Kazakhstan, Almaty,
e-mail: medeu.abishev@kaznu.kz, saken.yan@yandex.com

**The orbital stability of relativistic three-body problem
in the framework of general relativity**

In this paper, the stability conditions of a quasi-circular orbit of a test body in the field of two rotating bodies in the framework of general theory of relativity are investigated. The position of the central body coincides with the reference point of coordinates, the second body is moving in circular orbit around a central body (first body), and without inner mass distribution. The test body moves in a perturbed circular orbit. The equations of translational motion of a test body with rotation components are studied. The initial angular velocity allows the Lagrange equation to be supplemented with a member responsible for the uniform rotation of the test body itself. The physical Interpretation of the phenomenon as close as possible to the actually observed. In turn, the equations of motion are complicated, which inevitably leads to the use of numerical methods of analysis. The equations of motion are averaged over time using asymptotic methods of nonlinear mechanics.

We confine ourselves to zero terms of expansion in powers of the relations of the sizes of bodies to their mutual distances.

Key words: General relativity, rotational motion, translational motion, stability of motion, three-body problem.

Талхат А.З., Абылаева А.Ж., Муратхан А.

Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Казахстан, г. Алматы,
e-mail: medeu.abishev@kaznu.kz, saken.yan@yandex.com

Устойчивость орбиты пробного тела в релятивистской ограниченной задаче трех тел

В работе Исследованы условия устойчивости квазикруговых орбит пробного тела в поле двух вращающихся тел в ограниченной круговой задаче трех тел в ОТО. Положение покоящегося центрального тела совпадает с точкой отсчета координат, второе тело движется по кругу вокруг центрального (первого) тела и не подвергается возмущению. Пробное тело движется по возмущенной круговой орбите.

Изучены уравнения поступательного движения пробного тела с вращением. Начальная угловая скорость позволяет дополнить уравнение Лагранжа членом, отвечающим за однородное вращение самого пробного тела. Тем самым, физика явления максимально приближается к реально наблюдаемой. В свою очередь уравнения движения усложняются, что неминуемо ведёт к использованию численных методов анализа. Уравнения движения усреднены по времени, найден явный вид интегралов движения, явный вид уравнений для траекторий движения.

С помощью асимптотических методов нелинейной механики проинтегрированы уравнения поступательного движения пробного тела в ограниченной круговой задаче трех тел в ОТО с периодически меняющейся во времени пертурбационной добавкой.

Мы ограничиваемся нулевыми членами разложения по степеням отношений размеров тел к их взаимным расстояниям.

Ключевые слова: общая теория относительности, вращательное движение, поступательное движение, устойчивость движения, задача трех тел.

Кіріспе

Табигаттағы құбылыстар жекелеген денелерден емес, көп бөлшекті жүйеден тұратындығы белгілі. Сол көп бөлшекті жүйенің бірі – аспан денелерінің қозгалысында N дene есебі деген атпен белгілі. N массадан тұратын жүйенің қозгалысын зерттеудің жекелеген жағдайы – үш дene қозгалысның занылышын зерттеу. Астрономияда және аспан механикасы тарихында маңызды орны бар мәселенің бірі осы – үш дene есебі. Ньютоның бүкіл әлемдік тартағылышы занымен байланысқан үш массаның бір бірімен салыстырмалы қозгалысын зерттеу – есептің қойылуынан бастап көзіргі уақытқа дейін өз маңыздылығын жоғалтқан емес, сондықтан көптеген математиктер мен физиктердің назарын өзіне тартты, олардың ішінде әлемге әйгілі математиктер Дж. Лагранж, С. Жакоби, А. Пунчинь, Дж. Бирхофф және басқалар осы мәселе бойынша көп жылдар бойы зерттеулер жасап, тамаша идеяларды ұсынды, көптеген құнды әдістер мен нәтижелерді алды, алайда үш дene есебінің жалпы шешімін ешкім де таба алмады. Зерттеулерге сүйеніп, Брунсу және А. Пуанкаре үш дene есебінің жалпы шешімін координаттар мен жылдамдықтарының алгебралық немесе бір мәнді трансценденттік функциялармен көрсету мүмкін емес екенін дәлел-

деді. Откен ғасырдың сонында, ғалымдар бұл мәселені басқаша шешуге тырысты. Сол әдістердің бірі ретінде – жалпы шешімді шексіз қатарлар түрінде табуды 1912 жылы фин математигі К. Зундман ұсынды. Алайда, жиырма жылдан кейін, Француз ғалымы Д. Белорицкий заманауи астрономиялық жылнамаларда көрсетілген дәлдіктегі планетаның орнын анықтау үшін, Зундман қатарларында көрсетілген мүшелердің саны ондаған нөлге ие бірлікте болуы керек деп көрсетті. Бұл есептеуді тіпті қазіргі заманғы компьютерлердің көмегімен жүзеге асыру мүмкін емес еді [1,2].

Үш дene есебінің жалпы шешімі болмағанымен, кейбір дербес жағдайларды зерттеу ғалымдардың қызығушылығын тузызды. Берілген екі массаның гравитациялық өрісіндегі сынақ массасының қозгалысын зерттеу шектелген үш дene есебі деп аталады. Сынақ массаның басқа массаларға әсері ескерілмейді. Егер берілген екі массаның біреуі екіншісін дөңгелек орбитамен айналса, онда есеп дөңгелек қозгалысты шектелген үш дene есебі деп аталады. Егер екінші масса эллипстік орбитамен қозгалса есеп сәйкесінше эллипстік – шектелген үш дene есебі болады. Эйлер және Лагранж кейбір шектелген жағдайлардағы шешімдерді тапты. Соңардың мысалы ретінде, шамалары бірдей үш масса тең қабырғалы үшбұрыштың төбелерінде

орналасып, массалық центрді айнала қозгалатын жағдай үшін шешімді айтуға болды. Алғашында, бұл шешімнің тек математикалық мағынасы ғана бар болды. 1906 жылы, Юпитер орбитасында орналасқан, күн және Юпитермен тең қабырғалы екі үшбұрыштың төбелеріне орналасқан шағын планеталар тобы – «гректер» және «трояндықтар» анықталғаннан кейін, бұndай дербес шешімдердің практикалық маңыздылығы ескеріле бастады [3].

Эйнштейннің жалпы салыстырмалылық теориясы (ЖСТ) заманауи гравитацияның релятивті теориясы болып табылады. Осы теорияның көмегімен Меркурий планетасының перигелийдің қозғалысын теориялық есептеулерде анық сипаттаپ, релятивті эффектілерді ескерудің маңыздылығын көрсетті. Бастапқыда бақылау нәтижелерінің дәлдігі төмен болғандықтан, бұл теория аспан механикасында аз мөлшерінде қолданылды. Қазіргі уақытта, бақылау дәлдігі жоғарлаған сайын және жаңа бақылау нәтижелерін қолданудың маңызыдылығы арта бастағандықтан, салыстырмалық теориясының эффектілерін ескеру қажеттілігі де сәйкесінше артуда. Осы бағыттағы зерттеулерге көп үлес қосқандардың бірі академик В.А. Фок және оның зерттеу жолын жалғастырушылар Брумберг, М.М. Абдильдин т.б. болды. ЖСТ тендеулері екінші реттік, дербес туындылы, сзықты емес тендеулер. Елер табиғаттағы аспан денелерінің өз өсін айналатындығын және олардың ішкі құрылымы бар екендігін ескерсек, онда әр түрлі әдіспен алынған релятивтік қозғалыс тендеулері әр түрлі болып қоймай, бірдей әдіспен алынған тендеулерің өзі бір мәнді болып шықпаған. Бұл жағдай релятивтік қозғалыс тендеулерінің бірдейлікке келуіне кедергі болуда. Осы жағдайларды ескеріп, қозғалыс орбиталарының орнықтылығын зерттеу әлі күнге дейін зерттеуді қажет ететіндігін көруге болады [5-10].

Бұл жұмыста сынақ массасының орбитасының орнықтылық мәселесі зерттеледі. Екі массивті дененің өзіндік айналуын ескерсек, сынақ денесінің қозғалысына қаншалық әсер ететіндігін зерттейміз. Қозғалыс тендеулерінде релятивтік жуықтауларды ескеріледі.

ЖСТ дағы айналмалы үш дene есебінің Лагранж және Гамильтон функциялары

Бұл жұмыста, сынақ дene қозғалысының орталық дene есебінен болатын релятивтік түзе-

тулері ескеріледі. Сынақ денесіне әсер ететін орталық және екінші денелердің потенциалдары төмендегідей жуықтауларда ескереіледі [11]:

$$U_1 \ll c^2, U_2 \ll U_1 \quad (1)$$

мұндағы U_1, U_2 сәйкесінше орталық және екінші дeneің потенциалдары. Орталық дененің орналасуы координаттар басына сәйкес келеді, екінші дene орталық (бірінші) дененің айналасында шенбер бойымен қозгалады. Бұндай есеп шектелген дөңгелек қозғалысты үш дene есебі деп аталады. Сынақ денесі ауытқыған квазидөңгелек орбита бойымен қозгалады.

Қозғалмалы үш дeneің жүйесі энергияны жоғалта отырып гравитациялық толқындарды шығарады. Энергияны жоғалту, алайда, тек $1/c$ бесінші жуықтауда пайда болады [12-16]. Алғашқы төрт жуықтауда жүйенің энергиясы тұрақты болып қалады. Осыдан гравитациялық денелер жүйесі Лагранж функциясының көмегімен $1/c^4$ қатарына дейінгі дәлдікпен сипатталуы мүмкін, электромагниттік өріске қарағанда, мұнда Лагранж функциясы екінші қатардың мүшелеріне дейінгі дәлдікпен ғана ерекшеленеді. Біз екінші рет мүшелеріне дейінгі дәлдікпен Лагранж денелер жүйесінің функциясын шығардық. Одан кейін біз жуықтауда жүйе қозғалысының тендеуін, ал кейінгісін Ньютон тендеуінен кейін табамыз. Релятивтік аспан механикасының есептері үшін жеткілікті дәлдікпен, денелердің ішкі мүшелерінің әсерін мүлдем ескермеуге болады. Біз a денелер өлшемдерінің өзара l қашықтығына қатынасы дәрежелері бойынша ыдыраудың нөлдік құрылымымен шектелеміз.

Үш айналмалы денелер үшін айналмалы және ілгерімелі қозғалысы үшін Лагранж функциясы келесі түрде болады [17]:

$$L = L_0 + L^*, \quad (2)$$

мұндағы L_0 – үш нүктелік масса үшін Лагранж функциясы, ал екінші L^* мүшесі айналмалы мүшесі құрайтын түземелерге байланысты [18-19].

Біздің мақсатымыз – орбиталық моменттің орташа өзгерісімен сипатталатын, сынақ дeneінің (үшінші дeneін) эволюциялық қозғалыс тендеулерін табу. Ол үшін қарастырылып отырған жүйенің Гамильтон функциясын мынадай өрнектейміз [20]:

$$H = \vec{v}_i \frac{\partial L}{\partial \vec{v}_i} - L = \vec{v}_i \frac{\partial L_0}{\partial \vec{v}_i} - \\ - L_0 + \vec{v}_i \frac{\partial L^*}{\partial \vec{v}_i} - L^* = H_0 + H^*, \quad (3)$$

мұндағы – H_0 үш нүктелік масса үшін Гамильтониан, ал екінші H^* мұшесі айналмалы қозгалыстың есебінен болатын түземелер.

H^* гамильтонианға қатысты бұл шама мынадай қатынаспен анықталады:

$$H^* = -(\omega_1^2 I_1 + \omega_2^2 I_2 + \omega_3^2 I_3) - \frac{1}{c^2} [I_1 \omega_1^2 + I_2 \omega_2^2 + I_3 \omega_3^2 - \\ - \frac{1}{2} (I_1 (\boldsymbol{\omega}_1 \cdot \mathbf{p}_1)^2 + I_2 (\boldsymbol{\omega}_2 \cdot \mathbf{p}_2)^2 - I_3 (\boldsymbol{\omega}_3 \cdot \mathbf{p}_3)^2)] - \\ - \frac{\gamma}{2c^2} \cdot \frac{m_2 I_2 + m_3 I_3}{|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3|^3} \cdot \left[-\mathbf{p}_2 \cdot \mathbf{p}_3 + 3 \frac{((\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3) \cdot \mathbf{p}_2) \cdot ((\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3) \cdot \mathbf{p}_3)}{|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3|^2} \right] + \\ + \frac{3\gamma}{c^2} \left[\frac{1}{|\mathbf{r}_2|} \cdot (m_1 \omega_2^2 I_2 + m_2 \omega_1^2 I_1) + \frac{1}{|\mathbf{r}_3|} (m_1 \omega_3^2 I_3 + m_3 \omega_1^2 I_1) + \frac{1}{|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3|} (m_2 \omega_3^2 I_3 + m_3 \omega_2^2 I_2) \right] - \\ - \frac{\gamma^2}{2c^2} \left\{ \frac{m_1 I_2 + m_2 I_1}{|\mathbf{r}_2|^3} + \frac{m_1 I_3 + m_3 I_1}{|\mathbf{r}_3|^3} + \frac{m_2 I_3 + m_3 I_2}{|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3|^3} + \right. \\ \left. + m_1 m_2 I_3 \cdot \frac{\mathbf{r}_3 \cdot (\mathbf{r}_3 - \mathbf{r}_2)}{|\mathbf{r}_3|^3 |\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3|^3} + m_2 m_3 I_1 \cdot \frac{\mathbf{r}_2 \cdot \mathbf{r}_3}{|\mathbf{r}_2|^3 |\mathbf{r}_3|^3} + m_1 m_3 I_2 \cdot \frac{(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3) \cdot \mathbf{r}_2}{|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3|^3 |\mathbf{r}_2|^3} \right\} + \\ + \frac{\gamma}{c^2} \left\{ 4 \left[\frac{I_1 I_2}{|\mathbf{r}_2|^3} + \frac{I_1 I_3}{|\mathbf{r}_3|^3} + \frac{I_2 I_3}{|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3|^3} \right] - 3 \left[\frac{(\mathbf{r}_2 \cdot \boldsymbol{\omega}_1) \cdot (\mathbf{r}_2 \cdot \boldsymbol{\omega}_2)}{|\mathbf{r}_2|^3} + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{(\mathbf{r}_3 \cdot \boldsymbol{\omega}_1) \cdot (\mathbf{r}_3 \cdot \boldsymbol{\omega}_3)}{|\mathbf{r}_3|^3} + \frac{((\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3) \cdot \boldsymbol{\omega}_2) \cdot ((\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3) \cdot \boldsymbol{\omega}_3)}{|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3|^3} \right] \right\}$$

Айналмалы үш дененің релятивтік қозгалыс теңдеулерін орташау

Эволюциялық қозгалыс теңдегін алу үшін (1.17) теңдігін Т (сынама дененің синодикалық периоды) жүйесінің конфигурациясын қайталаудың период бойынша интегралдау қажет:

$$\bar{\bar{\mathbf{M}}} = \frac{1}{T} \int_0^T \left(\bar{\bar{\mathbf{M}}}^{(0)} + \bar{\bar{\mathbf{M}}}^{(*)} \right) dt. \quad (4)$$

Сынақ денесінің ауытқыған қозгалысы мына өрнекпен сипатталады

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}_{kep} + \mathbf{r}_p + \mathbf{r}_{rel},$$

Мұндағы

$$\mathbf{r}_{kep} = \frac{\mathbf{p}}{1 + e \cos \omega_3 t},$$

Мұндағы r_{ker} ауытқымаған қозғалысты сипаттайты, r_p екінші денеден классикалық ауытқуды сипаттайты, ал үшінші мүшесі релятивтік түзету болып табылады. Мына есепті классикалық түргыдан қарастырғанда эволюциялық теңдеуде екінші денеден ауытқу нөлге тең болады. Бұл есепке аздаған ауытқудың суперпозициялық принципі қатысты екенін ескеріп, біз r_p -ді ескермеуімізге болады. Импульстер тек релятивті түзетулдерде болады, сондыктан онда классикалық өрнектерді қоюға болады.

Олай болса, сынақ денесінің радиус-векторы:

$$\vec{r}_3 = r_{kep} (\vec{i} \cos \omega_3 t + \vec{j} \sin \omega_3 t), \quad (5)$$

және де екінші дененің радиус-векторы мынаған тен:

$$\vec{r}_2 = r_2 (\vec{i} \cos \omega_2 t + \vec{j} \sin \omega_2 t), \quad (6)$$

сонымен қатар олардың тиісті массаларына көбейтілген импульстарды қойсақ, және Т период бойынша интегралдасақ:

$$\bar{\dot{M}} = \frac{1}{T} \int_0^T (\dot{M}_{kep} + \dot{M}_{rel}) dt$$

эволюциялық қозғалыс теңдеуін аламыз.

Айналмалы құрам үшін мынадай өрнек құрылады:

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{M}}^{(*)} = & \frac{I_3(\mathbf{\Omega}_3 \cdot \mathbf{p}_3)}{c^2} [\mathbf{\Omega}_3, \mathbf{p}_3] - \frac{\gamma}{2c^2} \cdot \frac{m_2 I_2 + m_3 I_3}{|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3|^3} \cdot \left[\left(-\mathbf{p}_2 + 3 \frac{((\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3) \cdot \mathbf{p}_2) \cdot (\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3)}{|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3|^2} \right), \mathbf{p}_3 \right] + \\ & + \left[\mathbf{r}_3, \left\{ -\frac{3\gamma}{2c^2} (m_2 I_2 + m_3 I_3) \frac{\mathbf{p}_2 \mathbf{p}_3}{|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3|^5} + \frac{15\gamma}{2c^2} \frac{((\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3) \mathbf{p}_2) \cdot ((\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3) \mathbf{p}_3)}{|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3|^7} - \right. \right. \\ & - \frac{3\gamma}{c^2} \frac{1}{|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3|^3} (m_2 \mathbf{\Omega}_3^2 I_3 + m_3 \mathbf{\Omega}_2^2 I_2) + \frac{3\gamma^2}{2c^2} \frac{(m_2 I_3 + m_3 I_2)}{|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3|^5} + \\ & + \frac{\gamma^2}{2c^2} m_1 m_2 I_3 \frac{1}{|\mathbf{r}_3|^3 |\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3|^3} - \frac{3\gamma^2}{2c^2} m_1 m_2 I_3 \frac{(\mathbf{r}_3 (\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3))}{|\mathbf{r}_3|^3 |\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3|^3} - \frac{\gamma^2}{2c^2} m_2 m_3 I_1 \frac{1}{|\mathbf{r}_2|^3 |\mathbf{r}_3|^3} + \\ & \left. \left. - \frac{\gamma}{c^2} \frac{9((\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3) \mathbf{\Omega}_2)((\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3) \mathbf{\Omega}_3)}{|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3|^5} \right\} \mathbf{r}_2 + \left[\mathbf{r}_3, \left\{ -\frac{9\gamma}{2c^2} (m_2 I_2 + m_3 I_3) \frac{\mathbf{p}_2 \mathbf{p}_3}{|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3|^5} - \right. \right. \right. \\ & - \frac{15\gamma}{2c^2} \frac{((\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3) \mathbf{p}_2) \cdot ((\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3) \mathbf{p}_3)}{|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3|^7} + \frac{3\gamma}{c^2} \frac{1}{|\mathbf{r}_3|^3} (m_1 \omega_3^2 I_3 + m_3 \omega_1^2 I_1) + \\ & + \frac{3\gamma}{c^2} \frac{1}{|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3|^3} (m_2 \omega_3^2 I_3 + m_3 \omega_2^2 I_2) - \frac{3\gamma^2}{2c^2} \frac{(m_1 I_3 + m_3 I_1)}{|\mathbf{r}_3|^5} - \frac{3\gamma^2}{2c^2} \frac{(m_2 I_3 + m_3 I_2)}{|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3|^5} - \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & -\frac{\gamma^2}{c^2} m_1 m_2 I_3 \frac{1}{|\mathbf{r}_3|^3 |\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3|^3} - \frac{3\gamma^2}{2c^2} m_1 m_2 I_3 \frac{(\mathbf{r}_3 (\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3))}{|\mathbf{r}_3|^5 |\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3|^3} - \frac{3\gamma^2}{2c^2} m_1 m_2 I_3 \frac{(\mathbf{r}_3 (\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3))}{|\mathbf{r}_3|^3 |\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3|^3} + \\
 & + \frac{3\gamma^2}{2c^2} m_2 m_3 I_1 \frac{(\mathbf{r}_2 \mathbf{r}_3)}{|\mathbf{r}_2|^3 |\mathbf{r}_3|^5} + \frac{3\gamma^2}{2c^2} m_1 m_3 I_2 \frac{((\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3) \mathbf{r}_2)}{|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3|^5 |\mathbf{r}_2|^3} + \frac{12\gamma}{c^2} \frac{I_1 I_3}{|\mathbf{r}_3|^5} + \frac{12\gamma}{c^2} \frac{I_2 I_3}{|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3|^5} + \\
 & + \frac{\gamma}{c^2} \left. \frac{9((\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3) \boldsymbol{\omega}_2)((\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3) \boldsymbol{\omega}_3) \mathbf{r}_3}{|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3|^5} \right\} \mathbf{r}_3 \Bigg] + \left[\mathbf{r}_3, \frac{\gamma}{c^2} \left\{ \frac{9(\mathbf{r}_3 \boldsymbol{\omega}_2)(\mathbf{r}_3 \boldsymbol{\omega}_3)}{|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3|^3} \mathbf{r}_3 - \frac{3(\mathbf{r}_3 \boldsymbol{\omega}_3)}{|\mathbf{r}_3|^3} \boldsymbol{\omega}_1 + \frac{3(\mathbf{r}_3 \boldsymbol{\omega}_1)}{|\mathbf{r}_3|^3} \boldsymbol{\omega}_3 + \right. \right. \\
 & \left. \left. + \frac{3((\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3) \boldsymbol{\omega}_3)}{|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3|^3} \boldsymbol{\omega}_2 + \frac{3((\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3) \boldsymbol{\omega}_2)}{|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3|^3} \boldsymbol{\omega}_3 \right\} \right]; \quad (7)
 \end{aligned}$$

Жалпы жағдайда өрнекті шешу қындықтар тудырады. Дербес жағдайларды талдау жасасақ, айталық айналмалы дененің бұрыштық жылдамдығы $\boldsymbol{\omega}_i$ ($i = 1, 2, 3$) оның қозғалысының орбита жазықтығына перпендикуляр болған жағдайды қарастырсак:

$$\boldsymbol{\omega}_i = \vec{k} \omega^{(i)}_z (i = 1, 2, 3), \quad (8)$$

$$\mathbf{r}_i = \vec{i}x^{(i)} + \vec{j}y^{(i)}, \quad (i = 1, 2, 3), \quad (9)$$

және

$$\mathbf{p}_i = \vec{i}p^{(i)}_x + \vec{j}p^{(i)}_y, \quad (i = 1, 2, 3). \quad (10)$$

Онда (7) тендікті ескерсек, онда тендеу келесі түрде болады:

$$\begin{aligned}
 \dot{\mathbf{M}}^{(*)} = & -\frac{\gamma}{2c^2} \cdot \frac{m_2 I_2 + m_3 I_3}{|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3|^3} \cdot \left\{ [-\mathbf{p}_2, \mathbf{p}_3] + 3 \frac{((\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3) \cdot \mathbf{p}_2)}{|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3|^2} [(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3), \mathbf{p}_3] \right\} + \\
 & + \left\{ -\frac{3\gamma}{2c^2} (m_2 I_2 + m_3 I_3) \frac{\mathbf{p}_2 \mathbf{p}_3}{|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3|^5} + \frac{15\gamma}{2c^2} \frac{((\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3) \mathbf{p}_2) \cdot ((\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3) \mathbf{p}_3)}{|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3|^7} - \frac{3\gamma}{c^2} \frac{1}{|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3|^3} (m_2 \boldsymbol{\omega}_3^2 I_3 + m_3 \boldsymbol{\omega}_2^2 I_2) + \right. \\
 & + \frac{3\gamma^2}{2c^2} \frac{(m_2 I_3 + m_3 I_2)}{|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3|^5} + \frac{\gamma^2}{2c^2} m_1 m_2 I_3 \frac{1}{|\mathbf{r}_3|^3 |\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3|^3} - \frac{3\gamma^2}{2c^2} m_1 m_2 I_3 \frac{(\mathbf{r}_3 (\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3))}{|\mathbf{r}_3|^3 |\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3|^3} - \frac{\gamma^2}{2c^2} m_2 m_3 I_1 \frac{1}{|\mathbf{r}_2|^3 |\mathbf{r}_3|^3} + \\
 & \left. - \frac{\gamma}{c^2} \frac{9((\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3) \boldsymbol{\omega}_2)((\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3) \boldsymbol{\omega}_3)}{|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3|^5} \right\} [\mathbf{r}_3, \mathbf{r}_2]. \quad (11)
 \end{aligned}$$

Олай болса, сынақ дененің радиусы (5) және екінші дененің радиусын (6), сонымен қатар олардың тиісті массаларына көбейтілген импульстарды қойсақ және олардың қозғалыс

орбиталарының қайталану T периоды бойынша интегралдасақ:

$$\overline{\dot{\mathbf{M}}}^{(*)} = \frac{1}{T} \int_0^T \dot{\mathbf{M}}^{(*)} dt = 0 \quad (12)$$

импульс моментінің орташа өзгерісі нөлге тең

екендігін аламыз. $\dot{\mathbf{M}}^{(0)}$ орташаланған шамасы нөл болатындығы белгілі [19], мұндағы

$$T = \frac{2\pi}{\omega_2 - \omega_3}. \quad (13)$$

Жоғарыдағы алынған (7) және (8) ескере отырып, бұл жағдайда дененің орбиталық момент векторларының суммалары сақталады.

$\dot{\mathbf{M}}$ векторының сақталуынан орбита жазықтықтағы шеңбер болатындығы шығады. Жалпы жағдайда бұл шама нөлге тең болмайды.

Қорытынды

Екі массивті денелердің өрісінде қозгалған сынақ денесінің қозгалысын релятивтік түзетулдерді ескеріп қарастырдық. Бұндағы барлық дененің өзіндік айналуы қозгалыс тендеулерін өзгертеді. Алайда орбитаның векторлық элементтері арқылы сынақ дene орбитасының орнықтылығын зерттеуде жалпы жағдайда тендеулер интегралданбайды. Егер сынақ дененің өздік айналу есі қозгалыс жазықтығына перпендикуляр болса, онда бұл жағдайда орташаланған импульс моментінің нөлге тең болуы – сынақ дene орбитасының шеңбер болатындығын және орбитаның орнықты болатындығын білдіреді.

Әдебиеттер

- 1 Дубошин Г.Н. Небесная механика. Основные задачи и методы. – М.: Наука, 1968. – 799 с.
- 2 Себехей В. Теория орбит: ограниченная задача трех тел. – М.: Наука, Главная редакция физико-математической литературы, 1982. – 655 с.
- 3 Пуанкарэ А. Избранные труды в 3-х томах. Т. 1 Небесная механика. – М.: Наука, 1971.
- 4 Козлов В.В. Интегрируемость и неинтегрируемость в гамильтоновой механике // УМН. – 1983. – Т. 38. – № 1. – С. 3-67.
- 5 Абдильдин М.М. Механика теории гравитации Эйнштейна. – Алма-Ата, 1988. – 198 с.
- 6 Брумберг В.А. Релятивистская небесная механика. – М., 1972. – 382 с.
- 7 Абдильдин М.М. О метрике вращающегося жидкого шара. Вопросы теории поля. Алма-Ата, 1985. – С. 20-25.
- 8 Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Механика. – М. 1973. – 207 с.
- 9 Абдильдин М.М. Проблема движения тел в общей теории относительности. – Алматы: Қазақ университет», 2006. – 132 с.
- 10 Hans C. Ohanian and Remo Ruffini. Gravitation and Spacetime, 3rd edn. – Cambridge University Press, 2013. – 530 p.
- 11 Abishev M.E., Toktarbay S., Zhami B.A. On the Stability of Circular Orbits of a Test Body in the Restricted Three- Body Problem in GR Mechanics // Gravitation and cosmology. – 2014. – Vol. 20, No.3. – P. 149-151.
- 12 Абдильдин М.М. Механика теории гравитации Эйнштейна. – Алма-Ата, 1988. – 198 с.
- 13 Абдильдин М.М. Адиабатическая теория движения тел в ОТО. Движение тел в релятивистской теории гравитации // Тезисы докл. 2го всесоюзного симпозиума, Вильнюс-Каунас, 1986. – С. 6-7.
- 14 Абдильдин М.М., Омаров М.С. Адиабатическая теория движения тел в ОТО. Современные теоретические и экспериментальные проблемы теории относительности и гравитации // Мат. VII Всесоюзного конф., Ереван, 1988. – С. 3-4.
- 15 Абдильдин М.М., Омаров М.С. Анализ корректной метрики первого приближения в методе Фока в ОТО. Проблемы физики звезд и внегалактической астрономии. – Алматы, 1993. – С. 170-178.
- 16 Абдильдин М.М., Омаров М.С. Об оптимизации выбора векторных элементов в адиабатической теории движения тел в ОТО // Известия НАН РК, сер. физ.-мат. – 1994. – №4. – С. 17-21.
- 17 Абисhev M.E., Toktarbay C., Жами Б.А. Об устойчивости круговых орбит пробного тела в ограниченной задаче трех тел в механике ОТО // Известия НАН РК, Сер. физ.-мат. – 2014. № 2(294). – С. 11-13.
- 18 Abishev M., Toktarbay S., Beissen N., Zhumaizhanova D. Periodic solutions of the restricted three body problem in GR mechanics // Fourteenth Marcel Grossmann Meeting, MG14 University of Rome "La Sapienza", Rome, July 12-18. – 2015.
- 19 Abishev M., Quevedo H., Toktarbay S., Zhami B. Orbital stability of the restricted three body problem in General Relativity // WSPC Proceedings, October 14, 2015. arXiv:1510.03703v1.
- 20 Abishev M.E., Toktarbay S., Ablayeva A.Zh., Talgat A.Z. The stability of periodic motions of the restricted threebody problem // Proc. of the 3rd Intern. Conf. "Astrophysics, Gravity and Cosmology", Astana, 2016. – P.83 – 85.

References

- 1 G.N. Duboshin, Nebesnaya mekhanika. Osnovnyye zadachi i metody, (Moscow, Nauka, 1968), 799 p. (in Russ).
- 2 Sebej V, Teorija orbit: ogranicennaja zadacha treh tel, (Moscow, Nauka, Glavnaja redakcija fizikomatematicheskoj literatury, 1968), 655 p. (in Russ).
- 3 A. Puankare, Izbrannye trudy v 3-h tomah, T.1 Nebesnaja mehanik, (Moscow, Nauka, 1971). (in Russ).
- 4 Kozlov V.V., UMN, 38(1), 3-67 (1983). (in Russ).
- 5 Abdil'din M.M., Mehanika teorii gravitacii Jejnshtejna, (Alma-Ata, 1988), 198 p. (in Russ).

- 6 Brumberg V.A., Reljativistskaja nebesnaja mehanika, (Moscow, 1972), 382 p. (in Russ).
- 7 Abdil'din M.M., O metrike vrashhajushhegosja zhidkogo shara. Voprosy teorii polja, (Alma-Ata, 1985), 20-25 p. (in Russ).
- 8 Landau L.D., Lifshic E.M. Mehanika, (Moscow, 1973), 207 p. (in Russ).
- 9 Abdil'din M.M., Problema dvizhenija tel v obshhej teorii otnositel'nosti, (Almaty: Qazaq universiteti), 2006, 132 p. (in Russ).
- 10 Hans C., Ohanian and Remo Ruffini, Gravitation and Spacetime, 3rd edn. (Cambridge University Press, 2013), 530 p.
- 11 Abishev M.E., Toktarbay S., and Zhami B.A., Gravitation and cosmology, 20(3), 149-151 (2014).
- 12 Abdil'din M.M., Mehanika teorii gravitacii Jejnshtejna, (Alma-Ata, 1988), 198 p. (in Russ).
- 13 Abdil'din M.M., Adiabaticeskaja teorija dvizhenija tel v OTO. Dvizhenie tel v reljativistskoj teorii gravitacii, Tezisy dokl. vtorogo vsesojuznogo simpoziuma, Vil'nyus-Kaunas, 6-7 (1986). (in Russ).
- 14 Abdil'din M.M., Omarov M.S., Adiabaticeskaja teorija dvizhenija tel v OTO, Sovremennye teoreticheskie i eksperimental'nye problemy teorii otnositel'nosti i gravitacii, Materialy VII Vsesojuznogo konf., Erevan, , 3-4 (1988). (in Russ).
- 15 Abdil'din M.M., Omarov M.S., Analiz korrektnoj metriki pervogo priblizhenija v metode Foka v OTO, Problemy fiziki zvezd i vnegalakticheskoy astronomii. (Almaty, 1993), 170-178 p. (in Russ).
- 16 Abdil'din M.M., Omarov M.S., Izvestija NAN RK, ser. fiz. -mat., 4, 17-21 (1994) (in Russ).
- 17 Abishev M.E., Toktarbay S., Zhami B.A., Izvestija NAN RK, Ser. fiz.-mat., 2(294), 11-13 (2014) (in Russ).
- 18 Abishev M., Toktarbay S., Beissen N., Zhumažhanova D., Periodic solutions of the restricted three body problem in GR mechanics, Fourteenth Marcel Grossmann Meeting, MG14 University of Rome "La Sapienza", Rome, July 12-18, 2015.
- 19 Abishev M., Quevedo H., Toktarbay S., Zhami B., WSPC Proceedings, October 14, 2015. arXiv:1510.03703v1.
- 20 Abishev M.E., Toktarbay S., Ablayeva A.Zh., Talgat A.Z., Proc. of the 3rd Intern. Conf. "Astrophysics, Gravity and Cosmology", Astana, 83 – 85 (2016).

IRSTI 29.05.45, 29.15.35

**Shaulov S.B.^{1,2}, Saduyev N.O.^{1,5}, Beznosko D.⁴, Kalikulov O.A.³,
Zhukov V.V.¹, Ryabov V.A.¹, Shepetov A.L.¹, Piskal V.V.¹,
Muhkamejanov E.S.^{3,5}, Shinbulatov S.K.^{3*}, Zhumabayev A.I.³,
Utey Sh.B.^{3,5}, Yerezhep N.O.³**

¹P.N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, Russia, Moscow

²Moscow Institute of Physics and Technology (State University), MIPT (SU), Russia, Moscow

³Al-Farabi Kazakh National University, Kazakhstan, Almaty

⁴Bard Early College in New Orleans, New Orleans, LA 70117,

⁵National Nanotechnology Laboratory of Open Type Al-Farabi Kazakh National University, Kazakhstan, Almaty

*e-mail: saken_199303@mail.ru

METHOD FOR DETERMINING ANGLES IN X-RAY EMULSION CHAMBERS

An analysis of the measurement procedure for the zenith and azimuth angles ν and φ in the X-ray emulsion chambers (XREC) of ADRON and PAMIR experiments is presented. Earlier, asymmetry was observed in distributions of azimuth angles of gamma and hadron families. A detailed analysis of methodological errors in measuring ϑ , ϕ angles allowed us to establish the causes of the distortion of azimuth angles distributions. There are two reasons: systematic errors in the measurement of zenith angles by MBS-2 microscopes, used both in the PAMIR experiment, and in the ADRON experiment, and the inclination of XREC based on the subsidence. Calculations showed that the total systematic error $\Delta\nu \approx 4^\circ$ completely explains the observed azimuthal asymmetry. Formulas for correcting ϑ and φ angles are given. The recalculation of the angles by the indicated formulas showed that this corrects the distribution of the azimuthal angles φ . The REC plane should be set relative to the horizontal with an accuracy of no worse than 1 degree in order to avoid distortion of the angular distributions.

Key words: XREC, ADRON, EAS, ionization chambers, cascades, MBS-2 microscope, Gaussian.

Шаулов С.Б.^{1,2}, Садуев Н.О.^{3,5}, Безноско Д.⁴, Каликулов О.А.³, Жуков В.В.¹,
Рябов В.А.¹, Щепетов А.Л.¹, Пискаль В.В.¹, Мухамеджанов Е.С.^{3,5},
Шинбулатов С.К.^{3*}, Жумабаев А.И.³, Утей Ш.Б.^{3,5}, Ережеп Н.О.³

¹Ресей ғылым академиясының П.Н. Лебедев атындағы физика институты, Ресей, Мәскеу қ.

²Мәскеу физика-техникалық институты (Мемлекеттік университет), Ресей, Мәскеу қ.

³Әл-Фараби атындағы Қазак ұлттық университеті, Қазақстан, Алматы қ.

⁴Нью-Орлеан Бард колledge, Нью-Орлеан, LA 70117

⁵Ашық түрдегі ұлттық нанотехнологиялық зертхана

Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Қазақстан, Алматы қ.,

*e-mail: saken_199303@mail.ru

Рентген әмульсия камераларында бұрыштарды анықтау әдісі

Рентгенді әмульсия камераларында (ХРЭК) зенит және азимут бұрыштары ν және φ әдістерін АДРОН және ПАМИР эксперименттеріне талдау үсінілди. Асимметрия гамма және адроникалық отбасылардың азимуталды бұрыштарын бөлү кезінде байқалды. Θ , ϕ бұрыштарын өлшеудегі әдіснамалық қателерді егжей-тегжейлі талдау азимуталы бұрыштардың таралуының бүрмалану себептерін анықтауға мүмкіндік берді. Екі себеп бар: ПАМИР экспериментінде және АДРОН экспериментінде пайдаланылатын MBS-2 микроскоптарын пайдаланып зенит бұрыштарын өлшеуде жүйелі қателер және шөгінділерге негізделген ХРЭК көлбеуі. Есептеулер көрсеткендегі, жүйелік қателік $\Delta\nu \approx 4^\circ$ толық азимуталды асимметрияны толығымен түсіндіреді. Формулалар түзетуге бұрыштары Θ және φ . Берілген формулаларды пайдалана отырып, бұрыштарды

қайта есептеу бұл азимуталы бұрыштарды ϕ бөлін түзететіндігін көрсетті. Бұрыштық дистрибутивтердің бүрмалануын болдырмау үшін РЭК жазықтығы кемінде 1 градус дәлдікпен горизонтальмен салыстырылуы керек.

Түйін сөздер: XREC, АДРОН, КАН, ионизациялық камералары, каскадтар, MBS-2 микроскопы, Гаусс.

Шаулов С.Б.^{1,2}, Садуев Н.О.^{3,5}, Безноско Д.⁴, Каликулов О.А.³, Жуков В.В.¹,
Рябов В.А.¹, Щепетов А.Л.¹, Пискаль В.В.¹, Мухамеджанов Е.С.^{3,5},
Шинбулатов С.К.^{3*}, Жумабаев А.И.³, Утей Ш.Б.^{3,5}, Ережеп Н.О.³

¹Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Россия, г. Москва

²Московский физико-технический институт (государственный университет), Россия, г. Москва

³Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Казахстан, г. Алматы

⁴Бард Колледж нового Орлеана, Нью Орлеан, Луизиана 70117

⁵Национальная нанотехнологическая лаборатория открытого типа

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

*e-mail: saken_199303@mail.ru

Способ определения углов в рентгеновских эмульсионных камерах

Представлен анализ методики измерения зенитных и азимутальных углов ϑ и ϕ в рентгеновских эмульсионных камерах (ХРЭК) экспериментов АДРОН и ПАМИР. Ранее асимметрия наблюдалась в распределениях азимутальных углов гамма- и адронных семейств. Детальный анализ методических ошибок при измерении углов ϑ , ϕ позволил установить причины искажения распределений азимутальных углов. Есть две причины: систематические ошибки в измерении зенитных углов с помощью микроскопов MBS-2, используемых как в эксперименте ПАМИР, так и в эксперименте АДРОН, и наклон ХРЭК, основанный на проседании. Расчеты показали, что суммарная систематическая ошибка $\Delta\vartheta \approx 4^\circ$ полностью объясняет наблюдаемую азимутальную асимметрию. Приведены формулы для коррекции углов ϑ и ϕ . Пересчет углов по указанным формулам показал, что это корректирует распределение азимутальных углов ϕ . Плоскость РЭК должна быть установлена относительно горизонтали с точностью не ниже 1 градуса, чтобы избежать искажения угловых распределений.

Ключевые слова: XREC, АДРОН, ШАЛ, ионизационные камеры, каскады, микроскоп MBS - 2, Гаусс.

Introduction

Characteristics of cosmic rays (CR) in the energy region above 19^{15} eV are studied in ground-based experiments deep in the atmosphere. The spectrum and composition of CR is restored by parameters of extensive atmospheric showers (EAS) generated by CR nuclei. Of greatest interest is the small area of EAS near its axis, the EAS cores, where the most energetic hadrons are concentrated. The most informative core detector is the x-ray emulsion chamber (XREC) [1-8]. To determine the primary energy is necessary to register the entire shower, for this purpose XREC is combined with EAS electronic detectors in the so-called hybrid installations [9-15].

The hybrid experiment ADRON [16-23] was started in 1985 to combine the techniques of the EAS and the XREC. The unification of events in the XREC with the EAS was made statistically, using

information about the location and angles of the EAS and events in the XREC. Such a method particularly requires obtaining reliable information about angles in the XREC [24-28]. It is known from practice that processing of film information always contains operator errors. To reduce the number of measurement errors, the angles of events in the REC were measured twice and by different operators. With a significant discrepancy between the values of at least one of two angles, a control measurement was made. This procedure reduced the number of errors from 10% to 2% [24].

The installation of ADRON was operated at the Tien Shan station (690 g/cm^2) from 1985 to 1991. In the experiment, two types of XRECs with an area of 162 m^2 were exhibited. The designs of both types of XRECs are shown in Figure 1. In 1985-1986, two half-years and in 1986-89 three one-year exposures of the hadron chamber were made in 1989-1991, two single-year exposures of a thin lead chamber.

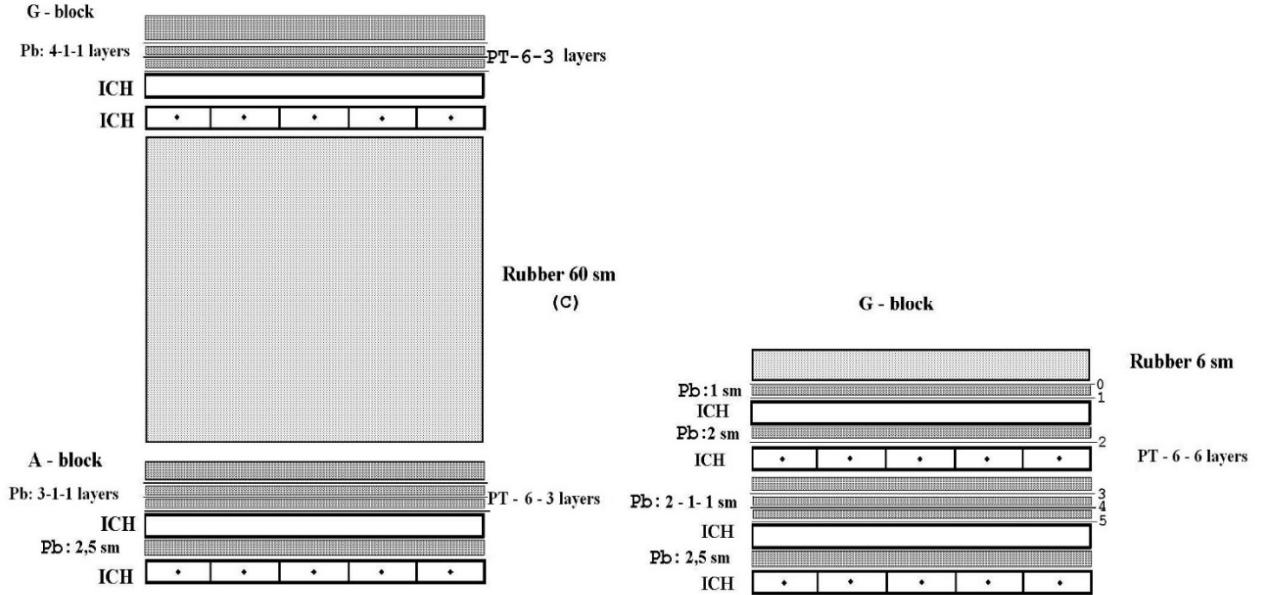


Figure 1 – X-ray emulsion chambers (XRECs) of the ADRON experiment

For comparison with EAS in the XREC, gamma-ray families with a total energy of $\sum E_\gamma \geq 10$ TeV were selected. Statistics of such events in the exposures of 1985-1989 (hadron chamber) was 2816 for the gamma-ray unit, and 2222 for the hadron block. In expositions of 1989-1991 (thin lead chamber) it was about 1004 of such events (gamma-family). Figure 2 shows the spectra of the total energy of the families $\sum E_\gamma$ for the Γ -block and $\sum E_\gamma^h$ for the A-block of the hadron XREC [25]. In the Γ -block gamma-quanta families with energies above 2-4 TeV formed during the decay of π^0 -mesons are detected. Charged π^\pm -mesons interact in the carbon block of the XREC. In this case, the π^0 mesons and gamma quanta from their decay are also registered in the hadron block of the XREC. The energy of these families of gamma quanta is denoted as $\sum E_\gamma^h$, where E_γ^h is the part of the charged hadron energy released into gamma quanta.

Figure 3 shows the distributions of selected events by multiplicity. The left figure shows the

spectra in the Γ -block of the hadron XREC (upper spectrum) and the spectrum for a thin lead chamber (bottom). The break in the spectrum of the lead chamber is due to the presence of gaps occupied by ionization chambers. The right figure shows the multiplicity spectrum for the A-block of the hadron XREC.

Figure 4 shows the distributions of azimuth angles measured in the G and A-blocks of the hadron chamber (2 and 5 series, respectively) [25]. The azimuthal distributions are noticeable, at the level of 6σ , different from the uniform ones, which contradicts the data on CR at energies of the 10^{15} eV order and higher. This means that distortions of distributions must be linked with methodological reasons. Most likely this can be due to an error in definition of the vertical. It is known that due to a sharp decrease in the intensity of cosmic rays with an angle θ , the deviation from the vertical should lead to a significant non-distribution of events between different azimuthal directions.

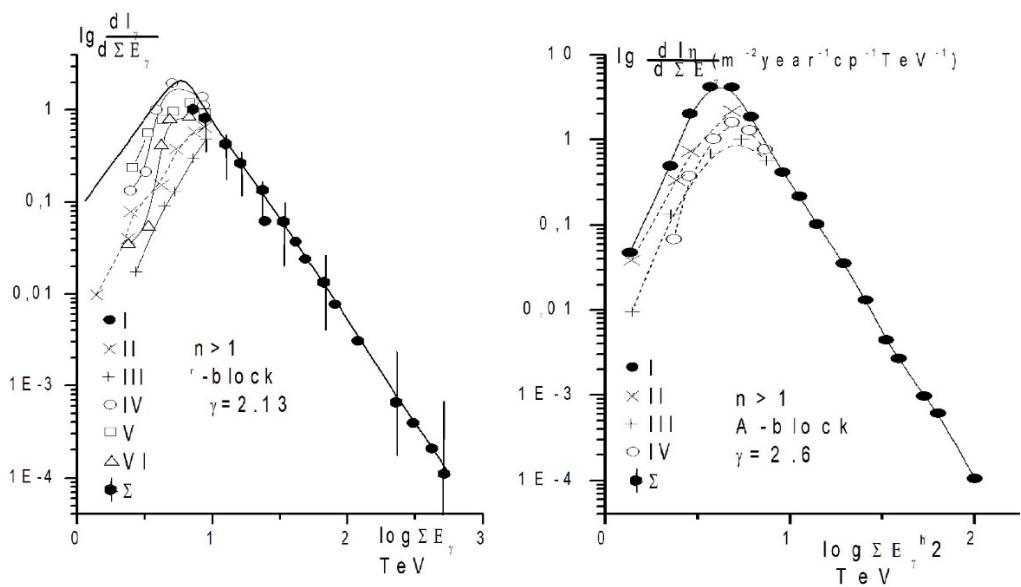


Figure 2 –The spectra of $\sum E_\gamma$ and $\sum E_\gamma^h$ for families selected in gamma and hadron blocks at $n_{\gamma,h} \geq 1$

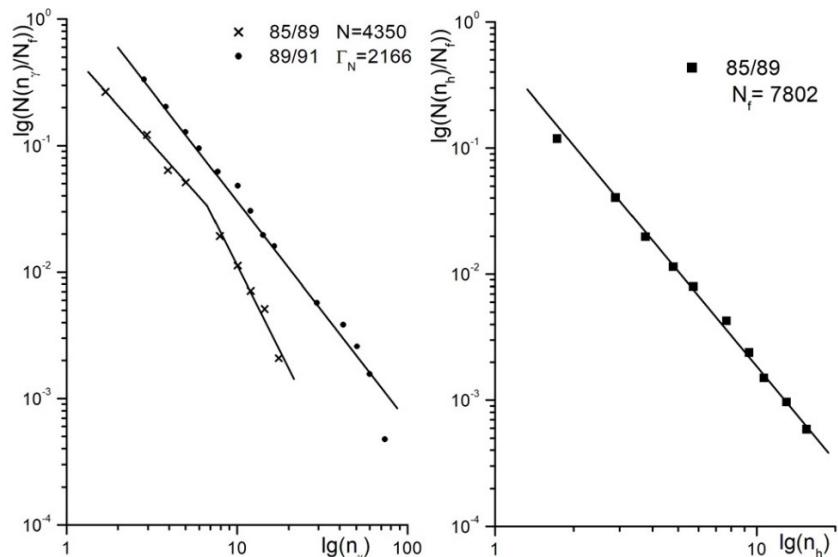


Figure 3 – Integral spectra of multiplicities in the G- and A-blocks of the XREC
(without selection on the threshold).

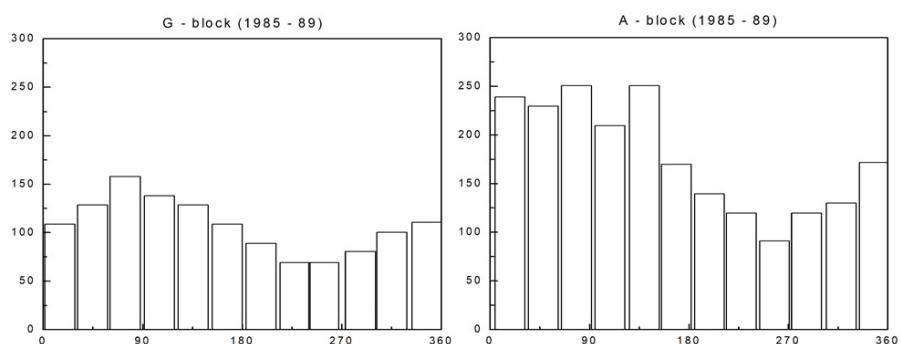


Figure 4 – Differential distributions of the azimuthal angles ϕ in the G- and A-blocks of the XREC

Estimation of the distortion of azimuthal distributions

The differential CR spectrum with respect to the number of particles N at a depth x in the atmosphere is written in the form [26]:

$$\frac{dI}{dN \cdot d\theta \cdot d\varphi} = A(\theta, x) N^{-(k+1)} \sin \theta, \quad (1)$$

where k is the index of the spectrum of showers with respect to the number of particles.

If we do not take into account the change in the atmosphere density along shower path,

$$A(\theta, x) = \exp\left(-\frac{k}{\Lambda}\left(\frac{x}{\cos \theta} - x\right)\right) \approx \cos^{\frac{k}{\Lambda}x} \theta, \quad (2)$$

where Λ is the range of absorption of showers with the number of particles. Then the differential angular spectrum can be written in the form:

$$d^2 I = \frac{m+1}{2\pi} I_0 \sin \theta \cos^m \theta \cdot d\theta \cdot d\varphi, \quad (3)$$

where I_0 is the total intensity of the events, and $m = \frac{k}{\Lambda} x$

If this expression is integrated with respect to v , then we obtain:

$$dI(\langle \theta \rangle) = \frac{I_0}{2m} \cos^{m+1} \theta \cdot d\varphi, \quad (4)$$

uniform distribution by φ .

Methodical deviation from the vertical is equivalent to rotating the coordinate system around any horizontal axis. Moreover, the redistribution of events between different intervals φ depends to a large extent on the value of the exponent m , which in our case is $m = 8.2$ and 9.1 for the hadron and gamma blocks, respectively.

We consider the transformation of the differential function $d^2 I$, when the coordinate system rotates about the X axis by an angle α . Since the volume element $dV = r^2 dr d\Omega$ is an invariant of orthogonal transformations, and r does not change under rotations, then $d\Omega$ also remains unchanged.

The transformation of $\cos^m \theta$ is more convenient to consider in Cartesian coordinates, and then return to spherical, but already in the rotated coordinate system. The rotation matrix at an angle α around the x axis has the form:

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \alpha & -\sin \alpha \\ 0 & \sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix}$$

Proceeding the corresponding transformation of the Cartesian coordinates and taking into account that $\cos \theta = z/r$, we finally obtain:

$$\begin{aligned} d^2 I = & \frac{m+1}{2\pi} I_0 \cos \theta \cos^m \times \\ & \times \alpha (1 - \sin \phi \cdot \tan \alpha \cdot \tan \theta)^m \sin \theta d\theta d\phi, \end{aligned} \quad (5)$$

Taking into account the smallness of α and that $\theta < 45^\circ$, we can confine to the first two terms of the polynomial in parentheses. Integrating this expression with respect to θ within $0, \pi/2$, we obtain the differential distribution of azimuthal angles in the following form:

$$\frac{dI}{d\varphi}(\langle \theta, \alpha \rangle) = \frac{\cos^{m+1} \theta}{2\pi} I_0 (1 - A \sin \varphi), \quad (6)$$

where

$$A = \frac{m(m+1)}{\cos^{m+1} \theta} \tan \alpha \int_0^{\pi/2} \ln^2 \theta \cos^{m-1} \theta d\theta, \quad (7)$$

Taking into account that m is not an integer, the integral in the expression for the coefficient A must be found by numerical methods. The values of the integrals (6) over φ in the range from 0 to π , and from π to 2π give the expression for the asymmetry coefficient K :

$$K = \frac{\pi + 2A}{\pi - 2A}, \quad (8)$$

Table 1 shows the results of calculating the values of A and K at the experimental values of $m = 8.2$ and $m = 9.1$ for the hadron and gamma XREC blocks, respectively. The last column shows the experimental values of K .

Table 1 – The asymmetry coefficients K

m	α	θ	A	k	K_{ex}
8.2	3°	0°	0.19	1.28	1.36±0.04
		20°	0.27	1.41	1.64±0.07
		30°	0.35	1.57	1.78±0.11
	4°	0°	0.26	1.39	1.36±0.04
		20°	0.36	1.59	1.64±0.07
		30°	0.46	1.84	1.78±0.11
9.1	3°	0°	0.20	1.30	1.26±0.04
		20°	0.29	1.45	1.44±0.04
		30°	0.38	1.63	1.52±0.12
	4°	0°	0.27	1.42	1.26±0.04
		20°	0.38	1.65	1.44±0.04
		30°	0.50	1.94	1.52±0.12

Comparison of the experimental and calculated data shows that the deviation from the vertical by an angle $\alpha = 3\text{-}4^\circ$ explains the observed asymmetry.

The procedure for measuring angles in XREC

The RT-6M X-ray film used in the XREC has two emulsion layers applied on both sides to a substrate with a thickness of 200 μm . The zenith angle θ of the cascade passage through the film is measured by the relative shift of the darkening spots in the upper and lower layers. As the center of the spot, a region with a maximum of darkening is taken. The measurement is carried out using the BSM-2 microscope, which has a linear scale for determining the distance between the spots of darkening of Δ , and finding $\tan \theta = \Delta/d$, where d is the thickness of the substrate. In addition, the

microscope has an angular scale along which the azimuth angle of the cascade φ is determined. The azimuth angle is formed by the coordinate axis x and the straight line in the plane of the film passing through both darkening spots in the direction "towards the source". The angle φ is measured from the x -axis in a counter-clockwise direction. The scheme for measuring the angles is shown in the Figure 5. In each microscope, a linear scale for determining $\Delta(\theta)$ is calibrated using an object-micrometer. In our case, we used two microscopes with a fission rate of 11.4 and 13.7 μm in the object plane with 7x zoom. The measurement errors for θ and φ are obtained from the geometric relationships in the following form:

$$\Delta\theta = K \cos^2 \theta, \Delta\varphi = K c \operatorname{tg} \theta, \quad (9)$$

where $K = 0.058$.

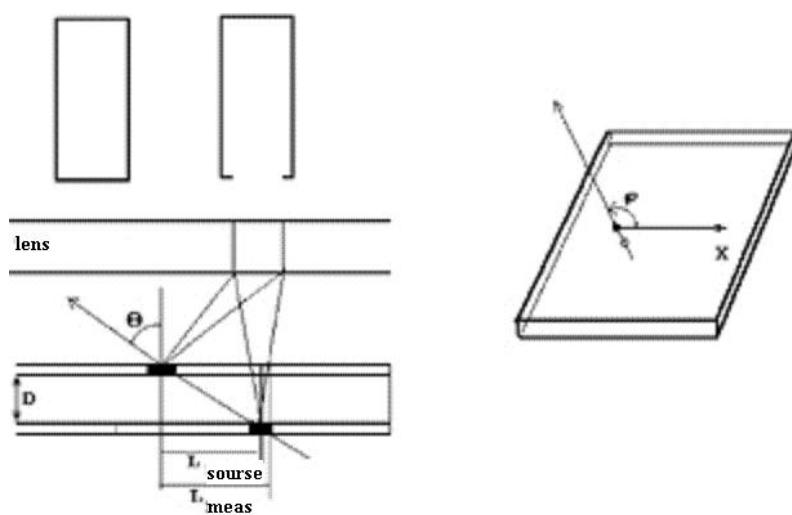


Figure 5 – Scheme of measurement of angles

In the region of small angles θ the azimuth angle is not determined due to the overlap of the spots. The magnitude of this region depends on the diameter of the spots D , i.e. from the energy of the cascades. The spot diameter is related to the energy by the empirical relationship $D = 35\sqrt{E_\gamma}$ μm, where E_γ in TeV.

The accuracy of determining the center of the spot $\Delta l \sim 0.2D$. Then, assuming that the overlap area of the spots is $\Delta l \sim 0.5D$, we obtain the estimate $\theta_{nep} = 10^\circ$ for $E_\gamma = 4$ TeV

Correction of azimuthal asymmetry

To test the azimuthal sensitivity of the X-ray film, it was irradiated with a radioactive source of gamma quanta BIS-1M. To eliminate the azimuthal inhomogeneity of the irradiation, the film was placed on the disc of the turntable and rotated at a speed of 45 rpm. Dimensions of the darkening were made inside the rings for different angles φ . As follows from the analysis of the data, the sensitivity of the X-ray film from the azimuth angle does not depend.

It turned out that the asymmetry arises from the presence of a systematic error in determining the angle v and its azimuthal dependence. The scale for determining the distance Δ between the darkening spots on the upper and lower layers of the emulsion was always located in the right eyepiece of the BSM-2 stereo microscope. The optical scheme of it is arranged in such a way that each of the eyepieces "looks" at the object table at an angle $\sim 2^\circ$. This is clearly seen in figure 6, on which the laser beam passes through the optical system, reflecting from the mirror on the stage. As a result, the angle v decreases for cascades coming to the right of the microscope and increases for those coming from the left. Since the orientation of X-ray films during exposure and measurement always remains this simulated azimuthal asymmetry relative to the sides of the Light.

The magnitude of the distortion of the zenith angle was determined by the difference method. For each cascade, the angle v was measured at two positions of the film corresponding to the angle $\varphi=0^\circ$ and 180° . The difference between these values is 2α . As a result of the measurements, $\alpha = 2.2^\circ \pm 0.5^\circ$ was

obtained for α . This is somewhat less than the required value, which follows from the calculations. Further testing showed that the missing 2° are added because of uneven subsidence under the XREC and the slope of the concrete foundation.

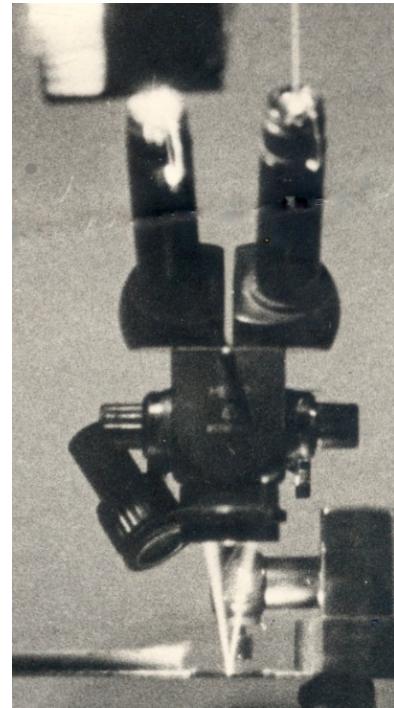


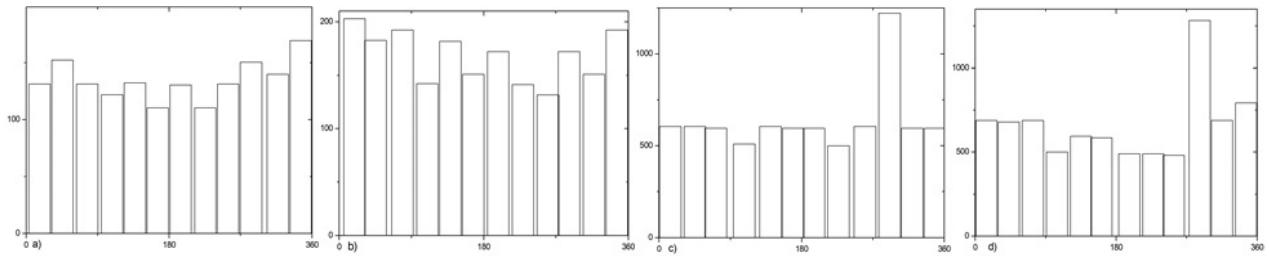
Figure 6 – Optical scheme for obtaining a stereo image in the BSM-2 microscope. The image is obtained by passing a beam of light from the laser through the microscope optics

In the Figure 7 corrected distributions of azimuth angles are given taking into account the systematic errors of the microscope and the inclination of the XREC base.

For each event in the XREC, the corrected angles were determined by the formulas (10):

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \theta_{ucnp} &= (\operatorname{tg}^2 \theta^{u3M} + \operatorname{tg}^2 \alpha + 2 \operatorname{tg} \theta^{u3M} \cdot \operatorname{tg} \alpha \cdot \cos \phi^{u3M})^{\frac{1}{2}}, \\ \cos \phi_{ucnp} &= \operatorname{tg}^{-1} \theta_{ucnp} (\cos \phi^{u3M} \cdot \operatorname{tg} \theta^{u3M} + \operatorname{tg} \alpha), \end{aligned} \quad (10)$$

where α - is the total systematic error in the zenith angle θ .

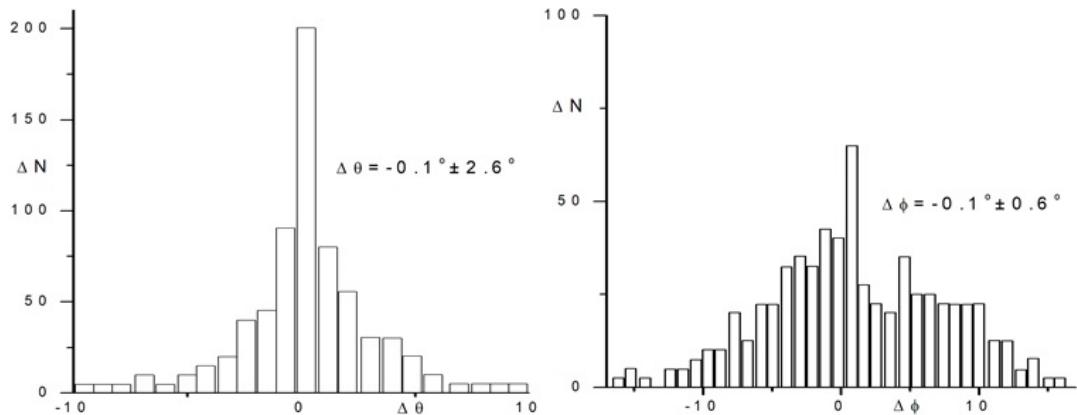
c) and d) are the same – $\theta > 30^\circ$, but for $\theta > 3^\circ$ **Figure 7** – Differential distributions of the azimuthal angles φ in the G- and A-blocks of the XREC

Determination of random errors in measuring the angles θ and φ

To obtain measurement errors 600 cascades were selected in the XREC HADRON and the values of their angles ν and φ were measured on four different microscope BSM-2. The Figure 8 shows the distributions of measurement errors $\Delta\theta$, $\Delta\varphi$,

obtained by subtracting individual measurements from the average of four dimensions.

The distributions are practically Gaussian. The gross measurement errors making up θ 4% and φ 9%, were detected and eliminated during the two-dimensional measurement of angles. For measurement errors, the values $\Delta\theta = -0.1.6 \pm 2.6$ are obtained for zenith and $\Delta\varphi = -0.1 \pm 8.6$ for the azimuth angles.

**Figure 8** – Distributions of measurement errors for zenith (a) and azimuth (b) angles

Conclusion

Summarizing the results we can conclude:

The method of measuring the angles θ and φ in the XREC with the help of stereomicroscopes BSM-2 introduces a number of distortions:

1. In the range of angles $\theta = 0-10^\circ$, the method does not work due to overlapping of the darkening heels.
2. The stereo effect in BSM-2 microscopes leads to a systematic distortion of the angles $\Delta\theta \approx 2^\circ$.

In order to obtain undistorted angular distributions, the XREC plane should be exposed with respect to the horizontal with an accuracy not worse than 1° .

Acknowledgments

This work was supported by the IRN program #BR05236494" Fundamental and applied studies in related fields of physics of terrestrial, near-earth and atmospheric processes and their practical application".

References

- 1 Baiburina S.G, Shaulov S.B. et al, Investigation Of Characteristics Of Hadron And Gamma-Ray Families With Multilayer Emulsion Chambers // 16th Intern. Cosmic Ray Conf. –1979. – Vol. 7. – P. 240-245.
- 2 Pamir Collaboration. The types of Emulsion Chambers in the Experiment "Pamir". Naukowe Uniwersytetu Lozkiego // LODZ – 1977. – Vol. 11. – P. 7-22.
- 3 Baiburina S.G., Shaulov S.B. et al, Energy Spectrum And Path For Interaction For Hadron With Energy Of 10Tev-100Tev // 16th Intern. Cosmic Ray Conf. – 1979. – Vol. 7. – P. 74-79.
- 4 Жданов Г.Б., Славатинский С.А., Смородин Ю.А., Зелевинская Н.Г., Пучков В.С., Денисова В.Г., Чердынцева К.В., Дунаевский А.М., Урысон А.В., Байбурина С.Г., Гусева З.М., Шу Ш. Исследование адронной составляющей космических лучей на уровне гор с помощью многослойных рентгеновских эмульсионных камер (Эксперимент «Памира») // Известия АН СССР. Физическая серия. – 1980. – Т. 44(3). – С. 457-460.
- 5 Жданов Г.Б., Славатинский С.А., Смородин Ю.А., Максименко В.М., Зелевинская Н.Г., Пучков В.С., Дубровина С.А., Денисова В.Г., Каневская Е.А., Чердынцева К.В., Дунаевский А.М., Урысон А.В., Байбурина С.Г., Гусева З.М., Шаулов С.Б., Смирнова, Сминова С., Пашков А.Т. Пространственные характеристики семейств гамма-квантов (эксперимент Памира) // Известия АН СССР. Физическая серия. – 1980. – Т. 44(3). – С. 454-456.
- 6 Pamir Collaboration. Hadron families and intensity of primary protons at energy 1015ev // Lodzinsky Working meeting. – 1980. – Vol. 11. – P. 137-141.
- 7 Pamir Collaboration. The azimuthal structure of gamma families in the Pamir ex-periment// Proc 17-th Inter.Conf. on Cosmic Rays. – 1981. – Vol. 11. – P. 156-158
- 8 Памирское Коллаборация. Исследование ядерных взаимодействий в области энергий 1014-1017 эВ методом рентгеновских эмульсионных камер в космических лучах// Труды ФИАН. – 1984. – Т. 154. – С. 3-141
- 9 Данилова В., Шаулов С.Б. и др., Проект эксперимента по изучению адронных взаимодействий в диапазоне энергий 103-105 ТэВ (эксперимент АНИ) // Известия АН Арм.ССР. Физика. – 1982. – Т. 17(3). – С. 129-232.
- 10 Азарян М.О., Шаулов С. Ш., Проект установки «ШАГ» для совместной регистрации EAS и гамма-семейств // Препринт ФИАН. – 1982. – Т. 44. – С. 1-31.
- 11 Danilova T.V., Dunaevsky A.D., Shaulov S.B. et.all. The project of the experiment on investigation of hadron sand nuclei in the energy range 103–105TeV // Proc 18-th Inter. Conf. on Cosmic Rays. – 1983. – Vol. 5. – P. 520-523.
- 12 Danilova T.V., Dunaevsky A.D., Shaulov S.B.. The ANI installation for the study of the interaction of hadrons and nuclei in the energy range 103– 105TeV // Proc 18-th Inter. Conf. on Cosmic Rays. – 1984. – Vol. 5. – P. 527-530
- 13 Жданов Г.Б., Славатинский С.А., Максименко В.М., Данилова Т.В., Вавилов Ю.Н., Яковлев В.И., Нестерова Н.М., Пучков В.С., Денисова В.Г., Каневская Е.А., Павлюченко В.П., Чердынцева К.В., Гусева З.М., Шаулов С.Б., Чубенко А.П., Бейсембаев Пейсембаев Вильданова Л.И., Борисов А.С., Карпова С.А., Антонова В.П., Щепетов А.Л., Аушев В.М., Бейл П.А., Гудкова Е.Н. Проект модернизации объектов Памира и Адрона для комплексного изучения EAS // Препринт ФИАН. – 1996. – Т. 59. – С. 1-26.
- 14 Shaulov S.B., Martirosov R.M., Mamidjanian E.A., Jones L.W., Saavedra O., Tamada M., Partial reanimation of experimental complex ANI at Mt. Aragats (proposal) // Proc. of the ICRW "Aragats 2007". – 2007. – P. 153-156.
- 15 Шаулов С.Б. Гипотеза о странной кварковой материи в космических лучах // Препринт ФИАН. – 2012. – Т. 19. – С.3-42.
- 16 Shaulov S.B. // VANT ser. tech. – 1986. – Iss. ZS29 E. – 72 p.
- 17 Абдрамитов Д., Адамов С. и др. // Известия АН СССР. Физическая серия. – 1986. –Vol. 50 (11). – P. 2203-2207.
- 18 Adamov D.S. et al. //20 ICRC – Moscow. – 1987. – Vol. 6. – 144 p.
- 19 Adamov D.S. et al. // 6th ISVHECRI. - Tarbe. – 1990. – 284 p.
- 20 Shaulov S.B., Statistical criteria for the combination events in EXC and EAS (Exp."Hadron") // Preprint FIAN. – 1987. – Vol.245. – P. 3-12.
- 21 Арабкин В.В., Адамов Д.С., Шаулов С.Б. и др. К вопросу о применимости функций NCG для описания пространственного распределения электронов ШАЛ на уровне гор //Мат. Всесоюзного конф. по космическим лучам. – 1989. – Т.2. – С. 40-41.
- 22 Adamov D.S., Arabkin V.V., Shaulov S.B. et al. Phenomenological characteristics of EAS with Ne = 2105 – 2107 obtained by the modern Tien-Shan installation "Hadron"// Proc 20-th Inter.Conf. on Cosmic Rays. – 1987. – Vol.5. – P. 460-463.
- 23 Адамов Д.С., Арабкин В.В., Вильданова Л.И., Шаулов С.Б.и др. Установка «Адрон-2» для изучения характеристик электронно-фотонной составляющей ШАЛ-стволов в диапазоне энергий 0,1-100 ПэВ // Известия АН СССР. Физическая серия. – 1991. – Т. 56(4). – С. 703-708.
- 24 Жансентова З., Сухов Л.В., Шаулов С.Б. и др. Анализ угловых распределений событий, зарегистрированных в рентгеновской эмульсионной камере адронного эксперимента //Препринт ФИАН. – 1991. – Т. 147. – С. 2-14
- 25 Cherdynseva K.V., Janseitova J.K., Shaulov S.B. et al. Azimuth Asymmetry of the γ -ray, Hadron and their families flow and the analysis of the zenith angles distributions for X-ray emulsion chambers (Experiment "Hadron") // Proc 23-th Inter.Conf. on Cosmic Rays. – 1993. – Vol. 4. – P. 88-91.
- 26 Жансентова З., Сухов Л.В., Шаулов С.Б. и др. Анализ угловых распределений событий, зарегистрированных в рентгеновской эмульсионной камере адронного эксперимента // Препринт ФИАН. – 1991. – Т. 147. – С. 2-14.
- 27 Шаулов С.Б., Методы определения характеристик ШАЛ в комбинированных событиях и нарушения масштабирования // Препринт ФИАН. – 1996. – Т. 60. – С. 1-37.
- 28 Жансентова Ж.К., Чердынцева К.В., Шаулов С.Б.. Исследование угловых спектров гамма- и адронных семейств в эксперименте Космические лучи «Адрон» (проект АДРОН-М) // Препринт ФИАН. – 1999. – Т. 32. – С. 160-165.

References

- 1 S.G. Baiburina, S.B. Shaulov et al, 16th Intern. Cosmic Ray Conf., 7, 240-245 (1979).
- 2 Pamir Collaboration, LODZ 60(11), 7-22 (1977).
- 3 S.G. Baiburina, S.B. Shaulov, 16th Intern. Cosmic Ray Conf. 7, 74-79 (1979).
- 4 G.B. Zhdanov, S.A. Slavatinsky, et al, Izvestiya AN SSSR. Fizicheskaya seriya, 44, 457-460 (1980). (in Russ).
- 5 G.B. Zhdanov, S.A. Slavatinsky et al., Izvestiya AN SSSR. Fizicheskaya seriya, 44(3), 454-456 (1980). (in Russ).
- 6 Pamir Collaboration, Lodzinsk work meeting, 11, 137-141 (1980).
- 7 Pamir Collaboration, ICCR 17(11), 156-158 (1981).
- 8 Pamir Collaboration, FIAN Proceedings, 154, 3-141 (1984). (in Russ).
- 9 V. Danilova, S.Sh. Shaulov, et al., Izvestiya AN Arm.SSR. Fizika, 17(3-4-4), 129 -232 (1982). (in Russ).
- 10 M.O. Azaryan, S.Sh. Shaulov, Preprint FIAN, 44, 1-31 (1982). (in Russ)
- 11 T.V. Danilova, A.D. Dunaevsky, and S.B. Shaulov, et.al. Proc 18-th Inter. Conf. on Cosmic Rays. 5, 520-523 (1983).
- 12 T.V. Danilova, A.D. Dunaevsky, and S.B. Shaulov, Proc 18-th Inter. Conf. on Cosmic Rays. 5, 527-530 (1984).
- 13 G.B. Zhdanov, S.A. Slavatinsky, et al., Preprint FIAN, 59, 1-26 (1996) (in Russ)
- 14 S.B. Shaulov, R.M. Martirosov, et al., ICRC "Aragats-2007", 153-156 (2007).
- 15 S.B. Shaulov, Preprint of FIAN, 19 (2012). (in Russ).
- 16 S.B. Shaulov, VANT ser. tech., 72 9 (1986)
- 17 S.O. Abdoshitov, D.S. Adamov et al., Izvestiya AN SSSR. Fizicheskaya seriya, 50(11) 2203-2207 (1986) (in Russ)
- 18 D.S. Adamov et al. ICRC 20(6), 144 (1987).
- 19 D.S. Adamov et al. ISVHECR 6, 284 (1990).
- 20 S.B. Shaulov, Preprint FIAN, 245, 3-12 (1987).
- 21 V.V. Arabkin, D.S. Adamov, S.B. Shaulov, et al. Materials All-Union Conf. by space rays, 2, 40-41 (1989). (in Russ).
- 22 D.S. Adamov, V.V. Arabkin, S.B. Shaulov, et al., ICCR 20, 5, 460-463 (1987).
- 23 D.S. Adamov, V.V. Arabkin, L.I. Vildanova, and S.B. Shaulov, Izvestiya AN SSSR. Fizicheskaya seriya, 56(4), 703-708 (1991). (in Russ)
- 24 Z. Zhanseitova, L.V. Sukhov, S.B. Shaulov, et al., Preprint FIAN, 147, 2-14 (1991). (in Russ)
- 25 K.V. Cherdynseva, J.K. Janseitova, S.B. Shaulov, et al., ICCR 23, 88-91 (1993).
- 26 J.K. Zhanseitova, K.V. Cherdynseva, S.B. Shaulov, Preprint FIAN, 25, ,2-36 (1994). (in Russ)
- 27 S.B. Shaulov, Preprint LPI, 60, 1996, 1-37. (in Russ)
- 28 Zh.K. Zhanseitova, K.V. Cherdynseva, and S.B. Shaulov, Preprint FIAN, 32, 160-165 (1999). (in Russ)

2-бөлім
ПЛАЗМА ФИЗИКАСЫ

Section 2
PLASMA PHYSICS

Раздел 2
ФИЗИКА ПЛАЗМЫ

МРНТИ 29.17.00

**Муратов М.М.^{1,2*}, Молдабеков Ж.А.^{2,3}, Алдакулов Е.²,
Рамазанов Т.С.², Темирбек А.М.²**

¹ННЛЛОТ, Казахский Национальный университет им. аль-Фараби, Казахстан, г. Алматы

²НИИЭТФ, Казахский Национальный университет им. аль-Фараби, Казахстан, г. Алматы

³Институт прикладных наук и информационных технологий, Казахстан, г. Алматы,

* e-mail: mukhit.muratov@gmail.com

ВЛИЯНИЕ СИЛЫ АТОМНОГО УВЛЕЧЕНИЯ НА ДИФФУЗИЮ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ В КРИОГЕННОЙ ПЛАЗМЕ

В криогенных условиях сила атомного увлечения (термофоретическая сила) сильнее чем при комнатной температуре. Ранее была рассчитана разница температур между поверхностью пылевых частиц и окружающим газом. Эта разница была причиной проявления так называемой силы атомного увлечения между пылевыми частицами. В данной работе представлены результаты исследования, полученные с помощью моделирования методом молекулярной динамики – влияния силы атомного увлечения на среднеквадратичное смещение заряженных пылевых частиц в двумерном слое. Среднеквадратичное смещение характеризует диффузию частиц. С помощью изменения параметров, описывающих силу атомного увлечения, были определены случаи, когда данная сила приводит к значительным изменениям свойств криогенной комплексной плазмы. Также, приведены данные по компьютерному моделированию. Среднеквадратичное смещение рассчитывалось для разных значений параметра связи. Приведены соотношения кривых среднеквадратичного смещения с учетом и без силы атомного увлечения. Было обнаружено, что сила атомного увлечения может существенно влиять на диффузию пылевых частиц, если характерный радиус взаимодействия силы атомного увлечения превышает среднее расстояние между пылевыми частицами. Последний случай соответствует низким давлениям, $P < 1\text{ Па}$, и криогенным температурам менее 10 К . Длина свободного пробега нейтралов определяет диапазон действия (радиус) силы атомного увлечения. Радиус действия силы атомного увлечения в зависимости от значения давления может быть, как больше, так и меньше, чем среднее расстояние между частицами. Для оценки влияния силы атомного увлечения, был выбран потенциал взаимодействия между пылевыми частицами. Были рассмотрены два случая с разными значениями радиуса обрезания. Показано, что, сила атомного увлечения приводит к более сильному отталкиванию между пылевыми частицами при больших значениях радиуса обрезания. Обнаружено, что, сила атомного увлечения с увеличением значения радиуса обрезания приводит к значительному отклонению кривых от данных полученных пренебрежением этой силы. С увеличением параметра связи отклонение становится более существенной из-за силы атомного увлечения.

Ключевые слова: пылевая плазма, криогенная плазма, сила атомного увлечения, среднеквадратичное смещение.

Muratov M.M.^{1,2*}, Moldabekov Zh.A.^{2,3}, Aldakulov E.²,
Ramazanov T.S.², Temirbek A.M.²

¹NNLOT, Al-Farabi Kazakh National University, Kazakhstan, Almaty

²IETP, Al-Farabi Kazakh National University, Kazakhstan, Almaty

³Institute of Applied Sciences and Information Technologies, Kazakhstan, Almaty,

*e-mail: mukhit.muratov@gmail.com

The effect of the thermophoretic force on diffusion of dust particles in cryogenic plasma

At cryogenic temperatures of atoms, the thermophoretic force (atomic drag force) is stronger than at room temperature. The temperature difference between the surface of the dust particles and the surrounding gas was previously evaluated. This difference was the reason of the manifestation of the so-called thermophoretic force between dust particles. This paper presents the results of a study obtained using molecular dynamics modeling of the effect of thermophoretic force on the mean-square displacement of charged dust particles in a two-dimensional layer. The mean-square displacement (MSD) characterizes the diffusion of particles. By changing parameters that describe thermophoretic force, there were identified cases when this force leads to significant changes in the properties of the cryogenic complex plasma. Also the data on computer simulation are provided. MSD was calculated for different values of the coupling parameter. The ratios MSD curves with and without thermophoretic force are given. It was found that the thermophoretic force can drastically influence the diffusion of dust particles if the characteristic interaction radius due to thermophoretic force exceeds the average distance between dust particles. The aforementioned effect can take place at low density of neutral and temperatures relevant to cryogenic conditions. The force with increasing value of cutoff raduis causes deviation of the curves from data obtained on the basis neglecting thermophoretic force. Deviation becomes more visible, with increasing coupling parameter, due to the force.

Key words: dusty plasma, cryogenic plasma, thermophoretic force, mean-square displacement.

Муратов М.М.^{1,2*}, Молдабеков Ж.А.^{2,3}, Алдакулов Е.²,
Рамазанов Т.С.², Темірбек Ә.М.²

¹АТҮНЗ, әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Қазақстан, Алматы қ.

²ЭТФЗИ, әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Қазақстан, Алматы қ.

³Колданбалы ғылымдар және ақпараттық технологиялар институты, Қазақстан, Алматы қ.,

*e-mail: mukhit.muratov@gmail.com

Криогендік плазмадағы тозаңды бөлшектердің диффузиясына термофоретикалық құштің әсері

Криогендік жағдайдағы термофореттік құш қалыпты бөлме температурасы жағдайына қарағанда құштірек болады. Тозаңды бөлшектер беті мен қоршаған газ арасындағы температураларының айырымдары бұдан бұрын есептелген болатын. Бұл айырым тозаңды бөлшектер арасындағы термофоретикалық құштің пайда болуының себебі болып табылады. Бұл жұмыста екі өлшемді қабаттағы зарядталған тозаңды бөлшектердің орташа квадраттық ығысуына термофоретикалық құштің әсерін молекулалық динамика әдісімен модельдеу арқылы алынған зерттеулердің нәтижелері көрсетілген. Орташа квадраттық ығысу бөлшектердің диффузиясын сипаттайтын параметрлерді өзгерту арқылы, осы құштің криогенді комплексті плазманың қасиеттерінің біршама өзгерісіне алып келетін жағдайлары анықталды. Сонымен қатар, компьютерлік модельдеудің мәліметтері көрсетілген. Орташа квадраттық ығысу байланыс параметрінің өр түрлі мәндегі үшін есептелінді. Термоформетикалық құшті ескерген және ескермеген жағдайдағы орташа квадраттық ығысу қысықтарының қатынастары алынған. Термофоретикалық құшке тән әсерлесу радиусы тозаңды бөлшектер арасындағы орташа арақашықтығынан көп болған жағдайда, термофоретикалық құштің тозаңды бөлшектердің диффузиясына айтарлықтай әсер ететіні анықталды. Соғы жағдай тоғмен қысымдар, $P < 1$ Па, және 10K төмен криогендік температураларға сәйкес келеді. Бейтараптардың еркін жүру жолы термофоретикалық құштің әсер ететін диапазонын (радиусын) анықтайтын. Термофоретикалық құштің әсер ететін радиусын қысымның мәндегіне байланысты, бөлшектердің орташа арақашықтағынан үлкен де, кіші де болуы мүмкін. Термофоретикалық құштің әсерін есептегу үшін тозаңды бөлшектер арасындағы әсерлесу потенциалы таңдалған алынды. Өр түрлі кесу радиусының мәндегінің жағдайлары қарастырылды. Кесу радиусының үлкен мәндегі, термофоретикалық құш тозаңды бөлшектер арасындағы тебуйінің алып келетіні көрсетілді. Термофоретикалық

күштің кесу радиусы мәнінің артуымен осы күшті ескермегендегі мәліметтермен салыстырындағы мәндерінің елеулі түрде ауытқуына алып келетіні анықталды.

Термофоретикалық күш үшін байланыс параметрінің өсуімен бұл ауытқуының өсері өседі.

Түйін сөздер: тозаңды плазма, криогендік плазма, термофоретикалық күш, орташа квадраттық ығысу.

Введение

Пылевая плазма в стандартных газоразрядных экспериментах с нейтральными атомами при комнатной температуре были детально изучены в последнее десятилетие [1-3]. Эксперименты с пылевой плазмой проводились в космосе в условиях микрогравитации [4-6] и в криогенном газовом разряде [7-9] для изучения новых явлений. Пылевая плазма в криогенном газовом разряде вызвала интерес из-за возможности существования новых эффектов в такой экстремальной среде [10-12]. Одной из причин проведения экспериментов в криогенных условиях является получение двумерной системы пылевых частиц с наивысшим из когда-либо реализованных параметров связи [10-12]. Также существует прогноз возможного влияния квантовых эффектов на парное взаимодействие пылевых частиц [11].

В работе [13] было показано, что в криогенной среде поверхностная температура пылевой частицы почти в десять раз выше, чем у фонового газа(где температура последнего может быть всего 4,2 К). Данный эффект имеет место при давлениях 0,6-10Па. При данных параметрах первый эксперимент был выполнен Ишихара и его коллегами [9] с частицами размером 0,4 мкм. Из-за большой разницы между температурой нейтральных частиц, находящихся вдали от пылевой частицы, и поверхностной температурой пылевой частицы, сила атомного увлечения может быть сравнима с экранированной силой кулоновского взаимодействия. В свободномолекулярном режиме масштаб длины силы атомного увлечения определяется длиной свободного пробега l нейтральных частиц; например, в работе [9] l больше, чем среднее расстояние между частицами при 0,6Па. Следовательно, сила атомного взаимодействия может быть очень важным при параметрах криогенной пылевой плазмы, и необходимо изучить возможные эффекты, связанные с этой силой.

Отметим, что наши знания о комплексной плазме в криогенной среде вряд ли можно охарактеризовать как обширные. На самом деле физические свойства криогенного газового

разряда в значительной степени неизвестны. Следовательно, вместо того, чтобы пытаться придерживаться каких-то конкретных параметров газового разряда, мы меняем параметры, описывающие силу атомного увлечения, и пытаемся определить случай, когда данная сила приводит к значительным изменениям.

В разделе II приведены подробности о параметрах моделирования. Результаты обсуждаются в разделе III, а обобщение (выводы) дается в разделе IV.

Метод моделирования

Разница температур между поверхностью пылевых частиц и окружающим газом приводит к проявлению так называемой силы атомного увлечения между частицами пыли [14]

$$U_n(R; T_n, T_s) = \frac{C}{R}, \quad (1)$$

где $C = (3\pi/8)(a^3 p)(\Delta T / T_n)$, a – радиус пылевых частиц, R – расстояние между двумя пылевыми частицами в единицах a , P – давление газа, $\Delta T = Ts - Tn$ – разница между температурой поверхности пылевой частицы и температурой нейтральных частиц, расположенных на расстоянии (вдали) от пылевых частиц; ΔT рассчитывается с учетом нагрева за счет рекомбинации ионов с электронами на поверхности пылевой частицы, охлаждения за счет излучения и потока нейтралов с поверхности пылевой частицы [15]. В работе [13] путем исследования ΔT было установлено, что в криогенных условиях сила атомного увлечения (1) не зависит от давления газа. Однако, длина свободного пробега l атомов зависит от величины давления. Как упоминалось выше, длина свободного пробега нейтралов определяет диапазон действия (радиус) силы атомного увлечения. При низких давлениях радиус действия силы атомного увлечения может принимать значение, как больше (при 0,6Па), так и меньше (при 10 Па), чем среднее расстояние между частицами. Чтобы оценить влияние силы

атомного увлечения, мы используем следующую форму взаимодействия между пылевыми частицами:

$$\frac{V(R)}{k_B T_d} = \frac{\Gamma}{R} \exp(-Rk_s) + \frac{\alpha}{R}, \quad (2)$$

где

$$\alpha = \begin{cases} \frac{C}{k_B T_d} & \text{if } R \leq l/a \\ 0 & \text{if } R > l/a \end{cases}. \quad (3)$$

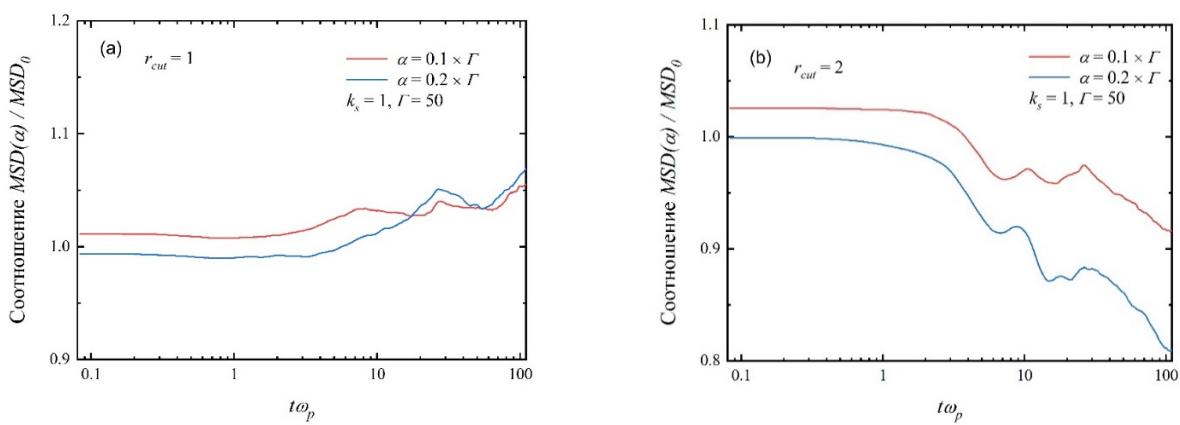
Определим радиус обрезания как $r_{cut}=l/a$, и рассмотрим два случая $r_{cut}=1$ и $r_{cut}=2$. В работе [13] было показано, что при криогенных условиях α может изменяться в диапазоне от $\alpha=\Gamma$ до $\alpha=(0.1)^2\Gamma$. В этой работе мы рассмотрим $\alpha=0.1\Gamma$, 0.2Γ . Случай при отсутствии силы атомного увлечения указывается как $\alpha=0$. Сила атомного увлечения приводит к более сильному отталкиванию между пылевыми частицами при $R \leq r_{cut}$. В данной работе параметр экранирования k_s в потенциале (2) принимается равным единице. Среднеквадратичное смещение вычисляется с помощью метода молекулярной динамики (MD) для двумерной системы пылевых частиц, взаимодействующих через потенциал (2). Мы использовали периодическое граничное условие. Количество пылевых частиц состав-

ляло 2000. Подробности об используемой программе MD и проверке моделирования путем сравнения с результатами других авторов были показаны в работах [16-18].

Результаты и обсуждения

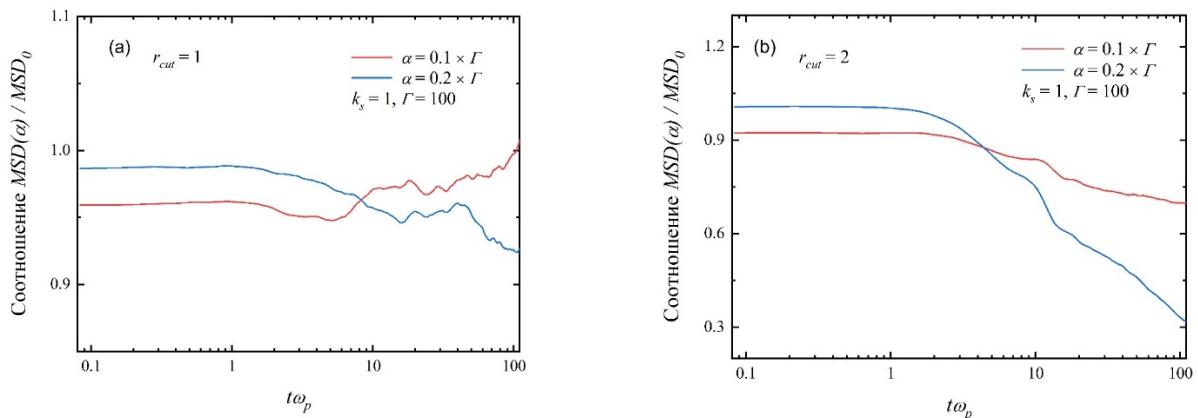
На рисунках 1-3 показаны соотношения среднеквадратичного смещение при $\Gamma=50, 100, 150$. Где MSD_0 – среднеквадратичного смещение при $\alpha=0$. Общей чертой данных рисунков является то, что в случае $r_{cut}=1$ (верхняя граница) среднеквадратичного смещение практически не изменяется из-за силы атомного увлечения. Напротив, при $r_{cut}=2$ сила атомного увлечения приводит к значительному отклонению кривых от данных полученных пренебрежением силы атомного увлечения. С увеличением параметра связи это отклонение становится более существенной из-за силы атомного увлечения (обратите внимание, что отношение α/Γ оставалось постоянным).

Значение $r_{cut}=2$ при температуре нейтралов в диапазоне $4.2K \leq T_n \leq 10K$ соответствует давлению $P < 1$ Па. При этом значении давления α сравнимо с параметром Γ [13]. Таким образом, результаты моделирования показывают, что сила атомного увлечения может оказывать сильное влияние на динамические свойства пылевых частиц при низких значениях давления криогенного газового разряда.



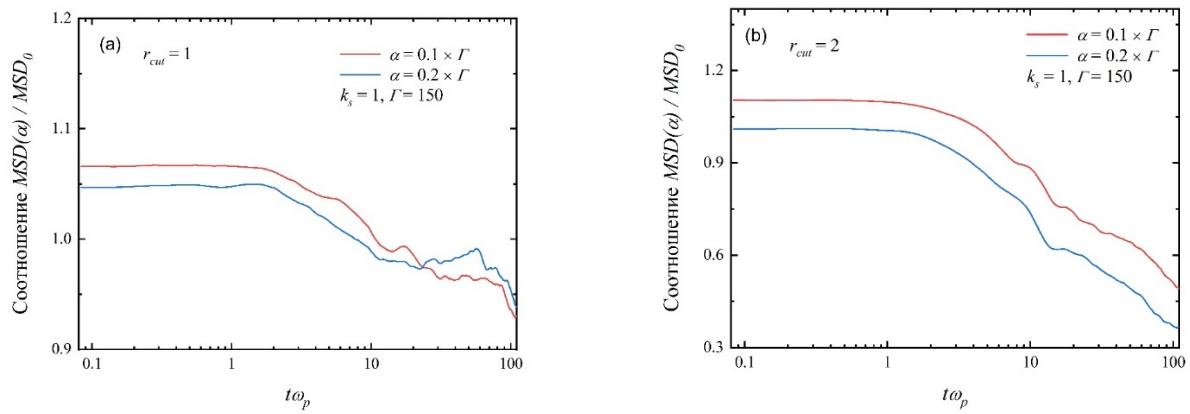
а) случай с $r_{cut}=1$; (б) случай с $r_{cut}=2$. r_{cut} определяет радиус действия силы атомного увлечения.

Рисунок 1 – Соотношения среднеквадратичного смещение пылевых частиц при $\Gamma=50$



(а) случай с $r_{cut} = 1$; (б) случай с $r_{cut} = 2$. r_{cut} определяет радиус действия силы атомного увлечения

Рисунок 2 – Соотношения среднеквадратичного смещение пылевых частиц при $\Gamma = 100$



(а) случай с $r_{cut} = 1$; (б) случай с $r_{cut} = 2$. r_{cut} определяет радиус действия силы атомного увлечения

Рисунок 3 – Соотношения среднеквадратичного смещение пылевых частиц при $\Gamma = 150$

Выходы

Экспериментальное исследование комплексной плазмы в криогенных условиях только началось. Пылевые частицы в таких системах могут иметь ряд особенностей, которые отсутствуют в экспериментах с нейтралами приблизительно при комнатной температуре. Наши расчеты показывают, что в криогенных условиях, сила атомного взаимодействия может оказывать существенное влияние на динамические свойства при низких значениях давления газа, $P < 1$ Па.

Очевидно, что криогенные эксперименты сложнее реализовать по сравнению с экспери-

ментами, проводимыми в обычных условиях. Тем не менее, мы считаем, что дальнейшее экспериментальное и теоретическое изучение такого экзотического состояния, как криогенная комплексная плазма, может привести к открытию новых интересных явлений (феноменов).

Благодарность

Работа была выполнена при поддержке Министерства образования и науки Республики Казахстан по программно-целевому финансированию №BR05236730, «Исследование фундаментальных проблем физики плазмы и плазмоподобных сред».

Литература

- 1 Ludwig P., Jung H., Kaehlert H., Joost J.-P., Greiner F., Moldabekov Zh., Carstensen J., Sundar S., Bonitz M., Piel A. Non-Maxwellian and magnetic field effects in complex plasmas // *Europ. Phys. J. D.* – 2018. – Vol.72. – P.82.
- 2 Kaehlert H., Melzer A., Puttscher M., Ott T., Bonitz M. Magnetic field effects and waves in complex plasmas // *Europ. Phys. J. D.* – 2018. – Vol. 72. – P.83.
- 3 Ott T., Thomsen H., Abraham J. W., Dornheim T., Bonitz M. Recent progress in the theory and simulation of strongly correlated plasmas: phase transitions, transport, quantum, and magnetic field effects // *Europ. Phys. J. D.* – 2018. – Vol. 72. – P.84.
- 4 Fortov V. The project of Plasmakristall-4 (PK-4) – a new stage in investigation of dusty plasmas under microgravity conditions: first results and future plans // *Plasma Phys. Control. Fusion.* – 2005. – Vol. 47. – P. 537.
- 5 Ramazanov T.S. Experimental investigations of strongly coupled Coulomb system of diamagnetic dust particles in a magnetic trap under microgravity conditions // *EPL.* – 2016. – Vol. 116. – P. 45001.
- 6 Dyechkov L. Structure of a Coulomb cluster in the cusp magnetic trap under microgravity conditions // *Contrib. Plasma Phys.* – 2018. <https://doi.prg/10.1002/ctpp.201700103>.
- 7 Antipov S. N., Asinovskii E. I., Fortov V. E., Kirillin A. V., Markovets V. V., Petrov O. F., Platonov V. I. Dust structures in cryogenic gas discharges // *Phys. Plasmas.* – 2007. – Vol. 14. – P. 090701.
- 8 Antipov S. N., Asinovskii E. I., Kirillin A. V., Maiorov S. A., Markovets V. V., Petrov O. F., V. Fortov E. Charge and structure of dust particles in a gas discharge at cryogenic temperatures // *JETP.* – 2008. – Vol. 106. – P. 830.
- 9 Kubota J., Kojima Ch., Sekine W., Ishihara O. Coulomb cluster in a plasma under cryogenic environment. – *J. Plasma Fusion Res. Ser.* – 2009. – vol. 8. – P. 0286.
- 10 Rosenberg M., Kalman G. J. Suggestion for a two-dimensional cryogenic complex plasma. – *Europophys.Lett.* – 2006. – Vol. 75. – P. 894.
- 11 Ishihara O. Multifacets of dusty plasmas, complex plasma research under extreme conditions. – *AIP Conf. Ser.* – 2008. – Vol. 1041. – P. 139.
- 12 Polyakov D. N., Vasilyak L. M., Shumova V. V. Synergetics of dusty plasma and technological aspects of the application of cryogenic dusty plasma. – *Surf. Eng. Appl. Electrochem.* – 2015. – Vol. 51. – P.143.
- 13 Ramazanov T.S., Moldabekov Z., Muratov M. Grain surface heating in cryogenic environment // *Phys. Plasmas.* – 2017. – Vol. 24. – P. 050701.
- 14 Tsytovich V.N., Khodataev Ya. K., Morfill G.E., Bingham R., Winter J. Radiative dust cooling and dust agglomeration in plasmas // *Comments Plasma Phys. Controlled Fusion.* – 1998. – Vol. 18. – P. 281.
- 15 Khrapak S.A., Morfill G.E. Grain surface temperature in noble gas discharge: Refined analytical model // *Phys. Plasmas.* – 2006. – Vol. 13. – P. 104506.
- 16 Ramazanov T.S., Gabdulin A. Zh., Moldabekov Zh.A. Effect of dipole-dipole interaction on the compressional oscillations in two-dimensional Yukawa liquids // *Contrib. Plasma Phys.* – 2016. – Vol. 56. – P.391.
- 17 Ramazanov T.S., Gabdulin A. Zh., Moldabekov Zh.A. MD simulation of charged dust particles with dipole moments // *IEEE Trans. PlasmaSci.* – 2015. – Vol. 43. – P.4187.
- 18 Ramazanov T.S., Gabdulin A. Zh., Moldabekov Zh.A. Sound speed and diffusion in 2D Yukawa liquids // *Contrib. Plasma Phys.* – 2017. – Vol. 57. – P.458.
- 19 Thomas E., Lynch B., Konopka U., Merlin R.L., Rosenberg M. Observations of imposed ordered structures in a dusty plasma at high magnetic field // *Phys. Plasmas.* – 2015. – Vol. 22. – P.030701.
- 20 Sundar S. Wake effects of a stationary charged grain in streaming magnetized ions // *Phys. Rev. E.* – 2018. – Vol 98. – P.023206.

References

- 1 P. Ludwig, H. Jung, H. Kaehlert, J.-P. Joost, F. Greiner, Z. Moldabekov, J. Carstensen, S. Sundar, M. Bonitz, A. Piel, *Europ. Phys. J. D.*, 72, 82 (2018).
- 2 H. Kaehlert, A. Melzer, M. Puttscher, T. Ott, M. Bonitz, *Europ. Phys. J. D.*, 72:83 (2018).
- 3 T. Ott, H. Thomsen, J. W. Abraham, T. Dornheim, M. Bonitz, *Europ. Phys. J. D.*, 72: 84 (2018).
- 4 V. Fortov, *Plasma Phys. Control. Fusion*, 47, B537 (2005).
- 5 T.S. Ramazanov, *EPL*, 116, 45001 (2016).
- 6 L. Dyechkov, *Contrib. Plasma Phys.*, <https://doi.prg/10.1002/ctpp.201700103> (2018).
- 7 S. N. Antipov, E. I. Asinovskii, V. E. Fortov, A. V. Kirillin, V. V. Markovets, O. F. Petrov, V. I. Platonov, *Phys. Plasmas*, 14, 090701 (2007).
- 8 S. N. Antipov, E. I. Asinovskii, A. V. Kirillin, S. A. Maiorov, V. V. Markovets, O. F. Petrov, V. E. Fortov, *JETP*, 106, 830 (2008).
- 9 J. Kubota, Ch. Kojima, W. Sekine, O. Ishihara, *J. Plasma Fusion Res. Ser.*, 8, 0286 (2009).
- 10 M. Rosenberg and G. J. Kalman, *Europophys.Lett.*, 75, 894 (2006).
- 11 O. Ishihara, *AIP Conf. Ser.*, 1041, 139 (2008).
- 12 D. N. Polyakov, L. M. Vasilyak, and V. V. Shumova, *Surf. Eng. Appl. Electrochem.*, 51, 143 (2015).
- 13 T.S. Ramazanov, Z. Moldabekov, M. Muratov, *Phys. Plasmas*, 24, 050701 (2017).
- 14 V.N. Tsytovich, Ya. K. Khodataev, G.E. Morfill, R. Bingham, and J.Winter, *Comments Plasma Phys. Controlled Fusion*, 18, 281 (1998).
- 15 S.A. Khrapak, and G.E. Morfill, *Phys. Plasmas*, 13, 104506 (2006).
- 16 T.S. Ramazanov, A. Zh. Gabdulin, Zh.A. Moldabekov, *Contrib. Plasma. Phys.*, 56, 391 (2016).
- 17 T.S. Ramazanov, A. Zh. Gabdulin, Zh.A. Moldabekov, *IEEE Trans. PlasmaSci.*, 43, 4187 (2015).
- 18 T.S. Ramazanov, A. Zh. Gabdulin, Zh.A. Moldabekov, *Contrib. Plasma. Phys.*, 57, 458 (2017).
- 19 E. Thomas, B. Lynch, U. Konopka, R. L. Merlin, and M. Rosenberg, *Phys. Plasmas*, 22, 030701 (2015).
- 20 S. Sundar, *Phys. Rev. E*, 98, 023206 (2018).

МРНТИ 29.27.01, 29.27.31

Ткаченко И.М., Еримбетова Л.Т.*, Давлетов А.Е., Архипов Ю.В.

Казахский национальный университет имени аль-Фараби,
Казахстан, г. Алматы, *e-mail: lyazzat.yerimbet.26@gmail.com

**ДИНАМИЧЕСКИЙ СТРУКТУРНЫЙ ФАКТОР
НЕИДЕАЛЬНОЙ ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЫ
С ЧАСТИЦАМИ КОНЕЧНЫХ РАЗМЕРОВ**

Целью исследования является определение влияния конечного размера пылевых частиц на статические и динамические характеристики пылевой компоненты плазмы. В качестве потенциала взаимодействия между пылинками используется модельное выражение, полученное из теории линейного диэлектрического отклика с диэлектрической функцией плазмы в приближении хаотических фаз. Статические структурные факторы пылевых частиц определены путем решения уравнения Орнштейна-Цернике в базовом гиперцептном приближении, которое неотъемлемо содержит модель абсолютно твердых сфер, рассчитываемых на основе уравнения Перкуса-Йевика. На кривых статических структурных факторов обнаружено появление максимумов и минимумов, свидетельствующих об образовании ближнего и дальнего порядка в расположении пылевых частиц. Динамический структурный фактор восстановлен с помощью только статического на основе самосогласованного метода моментов, который предполагает обращение в нуль его второй производной по частоте ω при $\omega = 0$. Таким образом, получено аналитическое выражение для динамического структурного фактора, которое справедливо в широкой области параметров неидеальной пылевой плазмы и больших плотностях упаковки. При малых плотностях упаковки динамические структурные факторы совпадают с результатами моделирования методом молекулярной динамики, а с ростом плотности упаковки максимумы на кривых динамических структурных факторов возрастают и смещаются влево или вправо по частоте в зависимости от волнового числа.

Ключевые слова: пылевая плазма, потенциал взаимодействия, динамический структурный фактор, метод моментов.

Tkachenko I.M., Yerimbetova L.T. *, Davletov A.Ye., Arkhipov Yu.V.

Al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan
*e-mail: lyazzat.yerimbet.26@gmail.com

**Dynamic structure factor of non-ideal dusty plasmas
with finite size macroscopic particles**

The aim of the study is to determine the effect the finite size of dust particles has on the static and dynamic characteristics of the dust component of a plasma. A model expression, obtained from the linear density-response theory with the plasma dielectric function in the random phase approximation, is used as an interaction potential between dust particles. The static structure factor of dust particles is evaluated from the reference hypernetted-chain approximation, which inherently contains the hard sphere model handled within the Perkus-Yevik closure. The appearance of maxima and minima is found in the curves of the static structural factor, indicating the formation of short- and long-range orders in the arrangement of dust particles. The dynamic structure factor is restored using only its static counterpart based on the self-consistent method of moments, which assumes that the second derivative of the dynamic structure factor with respect to frequency vanishes at the origin. Thus, an analytical expression has been put forward for the dynamic structural factor, which is valid in a wide range of parameters of plasma nonideality and dust packing fractions. At low packing fractions, the dynamic structure factor coincides

with the results of molecular dynamics simulations, but with increase of the packing fraction, the maximum of the dynamic structure factor grows and shifts to the left or right in frequency, depending on the wavenumber.

Key words: dusty plasma, interaction potential, dynamic structure factor, the method f moments.

Ткаченко И.М., Ерімбетова А.Т.* , Дағлетов А.Е., Архипов Ю.В.

Әл-Фараби ат. Қазақ ұлттық университеті, Қазақстан, Алматы қ.,
*e-mail: lyazzat.yerimbet.26@gmail.com

Өлшемі шектелген бөлшектері бар идеал емес плазманың динамикалық құрылымдық факторы

Зерттеудің мақсаты тозаң бөлшектердің шектелген өлшемінің плазмадағы тозанды компоненттің статикалық және динамикалық сипаттамасына әсерін анықтау болып табылады. Тозандар арасындағы өзара әсерлесу потенциалы ретінде хаостық фаза жуықтауындағы плазмалық диэлектрлік функция бар, сыйықтық диэлектрлік үндестік теориясынан алынған моделді өрнек қолданылады. Тозаң бөлшектерінің статикалық құрылымдық факторлары негізгі гипертізбектік жуықтаудағы Орнштейн-Церник тендеулерін шешу арқылы анықталады. Ол жуықтаудағы абсолютты қатты сфера моделі Перкус-Йевик тендеулеріне сүйеніп есептеледі. Статикалық құрылымдық фактордың қисықтарында, тозаң бөлшектер орналасуында жақын және алыс реттілік түзілгенін айғақтайды, максимумдар мен минимумдар пайда болатыны байқалды. Динамикалық құрылымдық фактор өзара келісілген моменттер әдісі негізінде $\omega = 0$ болғанда оның ω бойынша екінші ретті туынды нөлге айналады деп болжалау арқылы статикалық фактор көмегімен қалпына келтірілді. Осылайша, идеалды емес тозанды плазма параметрлерінің кең аймағында және үлкен орау тығыздығы кезінде әділ болатын, динамикалық құрылымдық факторға арналған аналитикалық өрнек алынды. Орау тығыздығы аз болған кезде динамикалық құрылымдық фактор молекуалық динамика әдісімен моделдеу нәтижелерімен сәйкеседі, ал орау тығыздығы өскен сайын, динамикалық құрылымдық фактор қисықтарындағы максимумдар артады және толқындық санға сәйкес жиілік бойынша солға немесе онға ығысады.

Түйін сөздер: тозанды плазма, өзара әсерлесу потенциалы, динамикалық құрылымдық фактор, моменттер әдісі.

Введение

Известно, что пылевая плазма широко распространена в космических объектах, таких как планетарные кольца, хвосты комет, межпланетные и межзвездные облака [1-3]. С другой стороны, пыль может появляться в промышленных установках, в которых плазма является рабочим телом, так как полностью избежать ее контакта с твердыми стенками и электродами камеры не представляется возможным [4-6]. Это особенно ярко проявляется в установках управляемого термоядерного синтеза с магнитным удержанием [7-9], в которых пылевые частицы могут оказывать существенное негативное влияние на процесс удержания плазмы. Приведенные примеры однозначно подчеркивают важность изучения пылевой плазмы, как теоретического, так и экспериментального. В последнем случае пылевые частицы обычно преднамеренно вводятся в плазму, а их динамика фиксируется скоростными видеокамерами [10, 11], что открывает беспрецедентную возможность изучения системы уже на кинетическом уровне. Особо

следует отметить, что поведение пылевой компоненты при этом довольно легко контролируется внешними условиями, изменение которых приводит к возможности наблюдения эволюции ее состояний.

С фундаментальной точки зрения особый интерес представляет ситуация, в которой электростатическая энергия взаимодействия пылинок значительно превосходит их тепловую энергию. В этом случае пылевая компонента называется сильно связанный, потому что при этом наблюдается образование ближнего и дальнего порядка в расположении пылевых частиц друг относительно друга [12-14]. Такое поведение пылевых частиц обычно трактуется как формирование жидкостной или даже кристаллической структур, что открывает целый спектр возможностей по проверке теоретических подходов, разработанных для систем многих частиц с сильным взаимодействием [15-17]. Например, для пылевой компоненты были теоретически предсказаны и экспериментально наблюданы фазовые переходы первого и второго родов [18-20], а в так называемых плазменных кристаллах

методом лазерной интерферометрии зафиксированы дефекты [21], которые могут существенно влиять на их транспортные свойства [22].

В реальности пылевая плазма представляет собой многокомпонентную систему, в которой твердые частицы пыли находятся в нейтрализующем окружении обычной плазмы, которая состоит из электронов, ионов и нейтралов. В теоретических исследованиях, однако, принято считать, что пылевая плазма представляет собой однокомпонентную систему заряженных пылинок, а роль электронов и ионов фактически сводится к экранированию их взаимодействия. Эта привычная модель часто упоминается в литературе как однокомпонентная плазма Юкавы, так как потенциал Юкавы (Дебая-Хюккеля) обычно используется для описания взаимодействия пылевых частиц [23-25]. Ради справедливости следует признать, что данная модель оказалась весьма успешной при описании экспериментально полученных характеристик сильно связанной пылевой компоненты плазмы [26-28], что можно объяснить несколькими причинами. Прежде всего в сильно связанной пылевой плазме электростатическое взаимодействие между пылинками доминирует на фоне других возможных вкладов, таких как сила ионного увлечения. Помимо этого, необходимо чтобы пылевая компонента не слишком сильно влияла на ионизационное равновесие самой плазмы [29, 30], иначе необходимо учитывать перезарядку пылевых частиц, что неизбежно потребует включение в рассмотрение электронов и ионов [31, 32]. В данном исследовании мы считаем эти условия выполненными и фокусируем наше внимание на влиянии конечности размеров самих пылинок на их коллективные динамические свойства, к которым относятся динамический структурный фактор.

Параметры плазмы

Как было уже упомянуто выше, в данной работе сильно связанная пылевая плазма рассматривается как однокомпонентная система, состоящая из макроскопических частиц конечных размеров. Будем считать, что пылевые частицы с концентрацией n_d и массой m_d представляют собой твердые шары радиуса R , несущие электрический заряд $Z_d e$ где Z_d – зарядовое число, а e – элементарный заряд.

Тогда пылевую компоненту можно охарактеризовать безразмерным параметром связи

$$\Gamma = \frac{Z_d^2 e^2}{a_d k_B T}, \quad (1)$$

где $a_d = (3/4\pi n_d)^{1/3}$ – среднее расстояние между пылевыми частицами, k_B – постоянная Больцмана, T – температура пылевой подсистемы. При $\Gamma \ll 1$ пылевую компоненту можно считать идеальным газом, а при $\Gamma \geq 1$ она находится в неидеальном состоянии.

Известно, что электрическое поле пылинок, помещенных в плазменную среду, экранируется с характерным размером, который называется радиусом Дебая r_D и полностью определяется свойствами окружающей среды. Для описания этого явления вводится безразмерный параметр экранирования

$$\kappa = \frac{a_d}{r_D}. \quad (2)$$

В случае $\kappa \ll 1$ пылевая компонента фактически является кулоновской и эффекты экранировки не играют никакой роли, в противном случае экранировка оказывает существенное влияние на взаимодействие пылинок.

Конечность размеров пылевых частиц будем описывать плотностью упаковки, которая следующим образом определяет долю пространства системы, заполненную пылевыми частицами

$$\eta = \frac{4}{3} \pi n_d R^3. \quad (3)$$

Пылевые частицы начинают проявлять конечность своего размера, когда плотность упаковки растет, не превышая своего предельного теоретического значения $\pi/\sqrt{18}$.

Статические свойства

Для определения всех свойств пылевой компоненты крайне важно знать потенциал взаимодействия пылевых частиц, который может содержать вклады от разных физических процессов [33]. В данном исследовании нас интересует сильно неидеальная пылевая компонента, поэтому, как уже было сказано выше, домини-

рующую роль играет электростатическое взаимодействие между пылинками, которые погружены в окружающую плазму. Для точечных пылевых частиц потенциал взаимодействия хорошо известен и обычно выбирается в форме потенциала Юкавы, но для частиц конечных размеров ситуация с определением потенциала выглядит сложнее. В [34,35] было исследовано взаимодействие двух изолированных сферических пылинок на основе тензора напряжений в равновесной плазме в рамках модели Пуассона-Больцмана. Вполне аналогичный подход, осно-

ванный на обобщенном уравнении Пуассона-Больцмана, был вначале развит для частично ионизованной плазмы [36], а затем применен к пылевой компоненте плазмы [37]. В отличие от модели Юкавы, эти важные результаты обладают одним существенным недостатком – отсутствием простого выражения для потенциала взаимодействия между пылинками. Недавно, исходя из теории линейного диэлектрического отклика, был получен упрощенный модельный потенциал, который учитывает конечность размера пылинок и имеет следующий вид [38].

$$\varphi(r) = \frac{Z_d^2 e^2}{r+2R} - \frac{Z_d^2 e^2}{r} \times [1 - \exp(-k_D r) - 2k_D R B(r)], \quad (4)$$

где

$$\begin{aligned} B(r) = & \exp(k_D(2R+r)) \operatorname{Ei}(k_D(2R+r)) - \exp(k_D(2R-r)) \operatorname{Ei}(2k_D R) + \\ & + \exp(-k_D(2R+r)) \times [\operatorname{Ei}(2k_D R) - \operatorname{Ei}(-k_D(2R+r))] \end{aligned} \quad (5)$$

с экспоненциальной интегральной функцией

$$\operatorname{Ei}(x) = \int_x^{\infty} \frac{\exp(-t)}{t} dt \quad \text{и волновым числом} \quad k_D = r_D^{-1}$$

Рассмотрим два интересных предельных случая для потенциала взаимодействия между пылинками (4). В случае очень малых пылевых частиц $k_D R \rightarrow 0$, когда их можно считать практически точечными, потенциал взаимодействия переходит в широко применяемый потенциал Юкавы

$$\varphi(r) = \frac{Z_d^2 e^2}{r} \exp(-k_D r). \quad (6)$$

где

$$\zeta(k) = \frac{1}{1+k^2/k_D^2} \left(1 - 2kR \left[\operatorname{Ci}(2kR) \times \sin(2kR) + \frac{1}{2} \cos(2kR)(\pi - 2\operatorname{Si}(2kR)) \right] \right) \quad (9)$$

С помощью потенциала (4) численно решалось базовое гиперцепное приближение (RHNC) [39,40], которое представляет собой фактическую реализацию уравнения Орнштейна-Цернике в гиперцепном приближении, так

Другой предельный случай соответствует очень большим пылевым частицам $k_D R \gg 1$ и приводит к выражению

$$\varphi(r) = \frac{4Z_d^2 e^2 R}{k_D^2 r(r+2R)^3} - \frac{Z_d^2 e^2}{2k_D^2 R^2 r} \exp(-k_D r). \quad (7)$$

Интересно отметить, что экспоненциальный характер спадания потенциала взаимодействия для малых пылевых частиц в формуле (6) фактически сменяется обратным степенным законом для больших пылевых частиц, о чем свидетельствует первый член в формуле (7).

Отметим для дальнейшего, что Фурье-образ потенциала (4) записывается как

$$\Phi_{ab}(k) = \frac{4\pi Z_d^2 e^2}{k^2} \zeta(k) \quad (8)$$

что в нем органично учитывается конечность размера пылинок путем решения интегрального уравнения Перкусса-Йевика для модели твердых сфер. Результаты проведения вычислений для статического структурного фактора $S(k)$, пред-

ставленные на рисунках 1 и 2, демонстрируют появление локальных максимумов и минимумов, величина которых растет с увеличением параметра связи, а также при уменьшении параметра экранирования и плотности упаковки. Очевидно, что появление локальных максимумов и минимумов можно истолковать как фор-

мирование ближнего и дальнего порядка в расположении пылевых частиц друг относительно друга. При этом отметим, что первый пик на кривых статического структурного фактора фактически не зависит от плотности упаковки, то есть размера пылевых частиц и расположен вблизи волнового числа $ka_d \approx 4.2$.

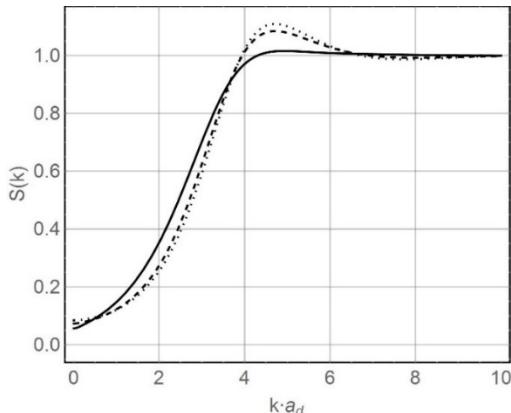


Рисунок 1 – Статические структурные факторы пылевой компоненты плазмы, рассчитанные на основе потенциала (4) методом RHNC при $\Gamma = 20, \kappa = 2$.
Точечная линия: $\eta = 10^{-5}$; штриховая линия: $\eta = 10^{-3}$;
сплошная линия: $\eta = 10^{-1}$

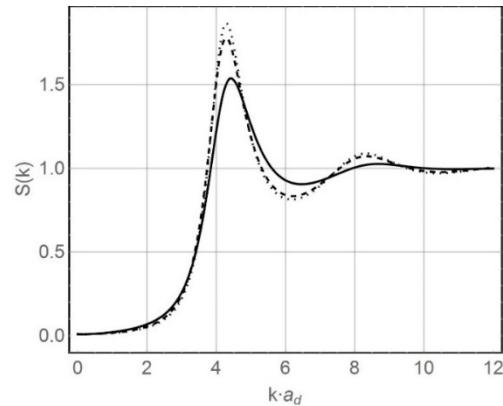


Рисунок 2 – Статические структурные факторы пылевой компоненты плазмы, рассчитанные на основе потенциала (4) методом RHNC при $\Gamma = 50, \kappa = 1.5$.
Точечная линия: $\eta = 10^{-5}$; штриховая линия: $\eta = 10^{-3}$;
сплошная линия: $\eta = 10^{-1}$

Динамический структурный фактор

В экспериментах по рентгеновской и нейтронной спектроскопии соответствующее сечение неупругого рассеяния оказывается пропорциональным динамическому структурному фактору $S(k, \omega)$, который представляет собой усредненный по ансамблю пространственный и временной Фурье-образ коррелятора плотности. Таким образом очевидно, для систематизации экспериментальных данных необходимо разрабатывать теоретические подходы для получения динамического структурного фактора, корректным образом учитывающие происходящие в системе процессы.

Данная работа сфокусирована на режиме сильной связи, в котором методы компьютерного моделирования дают вполне адекватное описание результатов эксперимента. Однако, хотелось бы иметь и теоретические схемы расчета, которое бы давали надежное предсказание поведения динамического структурного фактора в достаточно широкой области изменения параметров плазмы. Отметим, что для сильно связанный пылевой компоненты

наиболее продуктивными считаются приближения квазилокализованных частиц [41] и теория на периодической решетке [42], хотя последняя и дает результаты по волновым спектрам, которые не зависят от параметра связи.

В данной работе используется метод моментов, который был успешно применен к разным видам плазмы [43,44]. Фактически он базируется на том, что для динамических величин, типа динамического структурного фактора, существуют правила сумм, которые должны безоговорочно выполняться для их истинных значений. Сами по себе правила сумм определяются независимо, например, методом вторичного квантования, и представляют собой частотные моменты искомой функции, восстановление которой представляет собой чисто математическую задачу. При этом вполне естественно, что решение этой задачи не однозначно и параметризуется произвольной функцией с известными математическими свойствами [44], которую можно восстанавливать по результатам компьютерного моделирования. Однако недавно была предложена самосогласованная версия метода моментов [16], которая не привязывается

к данным эксперимента или моделирования, а позволяет напрямую рассчитывать все динамические характеристики системы из ее статических свойств. Этот метод систематически применен ниже к пылевой плазме с частицами конечных размеров.

Пусть известны частотные моменты $M_\nu(k)$ динамического структурного фактора, то есть выполнены равенства

$$M_\nu(k) = \frac{1}{n_d} \int_{-\infty}^{\infty} \omega^\nu S(k, \omega) d\omega, \quad \nu = 0, 1, \dots, 5. \quad (10)$$

Как было упомянуто выше, моменты вычисляются независимо, так что для классической системы все нечетные обращаются в нуль, а четные равны

$$M_0(k) = S(k), \quad (11)$$

$$M_2(k) = \frac{\omega_p^2 k^2}{k_g^2} \quad (12)$$

$$M_4(k) = \omega_p^2 M_2(k) \left[\zeta(k) + \frac{3k^2}{k_g^2} + U(k) \right], \quad (13)$$

где особо выделяется потенциальный вклад

$$U(k) = \frac{1}{12\pi n_d} \int_0^\infty q^2 (S(q) - 1) \times \\ \times \left(\Lambda(k, q) - \frac{8\zeta(q)}{3} \right) dq \quad (14)$$

с

$$\Lambda(k, q) = \frac{1}{q \cdot k^3} \int_{q-k}^{q+k} \frac{\zeta(p)(q^2 - k^2 - p^2)^2}{p} dp \quad (15)$$

Здесь и в дальнейшем используется частота продольных колебаний $\omega_p = \sqrt{4\pi n_d Z_d^2 e^2 / m_d}$ и обратное волновое число $k_g = \sqrt{4\pi n_d Z_d^2 e^2 / m_d}$ для пылевых частиц.

Таким образом, по известному значению статического структурного фактора $S(k)$, рассчитанного в предыдущем разделе, можно рассчитать первые пять моментов динамического

структурного фактора. После этого теория моментов позволяет записать динамический структурный фактор в следующем виде

$$\frac{S(k, \omega)}{S(k)} = \frac{\omega_l^2(k)(\omega_2^2(k) - \omega_l^2(k)) \operatorname{Im} Q(k, \omega)}{\left| \omega(\omega^2 - \omega_2^2(k)) + Q(k, \omega)(\omega^2 - \omega_l^2(k)) \right|^2}, \quad (16)$$

где $\omega_l^2(k) = M_2(k) / M_0(k)$, $\omega_2^2(k) = M_4(k) / M_2(k)$, а $Q(k, \omega)$ – неизвестная функция класса Неванлины, которую необходимо найти для замыкания выражения (16).

В качестве простейшего приближения воспользуемся статической величиной функции-параметра Неванлины $Q(k, \omega) = ih(k)$ и потребуем, чтобы для динамического структурного фактора (16) выполнялось дополнительное условие

$$\left. \frac{d^2 S(k, \omega)}{d\omega^2} \right|_{\omega=0} = 0. \quad (17)$$

Требование (17) само по себе не является очевидным, хотя, по-видимому, выполняется для широкого класса сильно связанных систем. В режиме слабой связи соотношение (17) задевдомо нарушается, но с повышением неидеальности системы оно начинает выполнятся все точнее и точнее. Можно даже выдвинуть правдоподобную гипотезу о том, что сильное взаимодействие в кулоновских системах приводит к быстрому исчезновению корреляций плотности на больших временах, что напрямую связано с поведением динамического структурного фактора на низких частотах. Тем не менее, можно провести прямое сравнение следствий из соотношения (17) с результатами компьютерного моделирования, что и выполнено ниже.

Используя статическое приближение $Q(k, \omega) = ih(k)$, из формулы (16) при условии (17), находим

$$h(k) = h_0(k) = \frac{\omega_2^2(k)}{\sqrt{2}\omega_l(k)} \quad (18)$$

что позволяет переписать формулу (16) в виде

$$\frac{S(k, \omega)}{S(k)} = \frac{\omega_l^2(k)(\omega_2^2(k) - \omega_l^2(k))h_0(k)}{\omega^2(\omega^2 - \omega_2^2(k))^2 + h_0^2(k)(\omega^2 - \omega_l^2(k))^2}. \quad (19)$$

Выражение (19) очень примечательно тем, что позволяет по известному статическому структурному фактору определить динамический структурный фактор сильно связанной кулоновской системы. Так как статические структурные факторы были рассчитаны в предыдущем разделе, то это позволяет определить поведение динамического структурного фактора для пылевой компоненты плазмы с частицами конечных размеров, а результаты представлены на рисунках 3-6 в сравнении с данными моделирования методом молекулярной динамики [16]. Видно, что наблюдается очень хорошее не только качественное, но и

количественное согласие для больших значений параметра связи и очень малых значениях плотности упаковки. С ростом плотности упаковки максимумы на кривых динамического структурного фактора сильно возрастают и становятся уже, что с физической точки зрения свидетельствует об уменьшении затухания коллективных мод в системе, в частности, для пыле-акустических волн. Смещение же максимумов носит нерегулярный характер и может происходить как влево, так и вправо в зависимости от волнового числа, что тоже должно получить отражение в спектре коллективных мод.

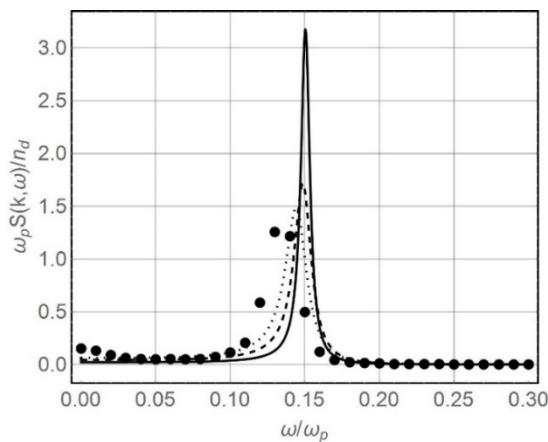


Рисунок 3 – Динамический структурный фактор пылевой компоненты плазмы $S(k, \omega)$, рассчитанный по формуле (19) при $\Gamma = 20, k = 2, ka_d = 0.31$. Точечная линия: $\eta = 10^{-5}$; штриховая линия: $\eta = 10^{-3}$; сплошная линия: $\eta = 10^{-1}$; черные кружки: метод МД [16]

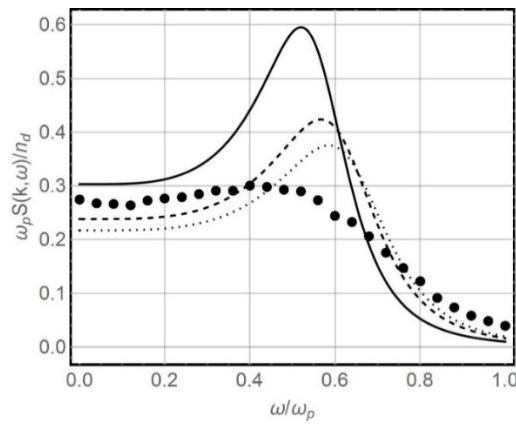


Рисунок 4 – Динамический структурный фактор пылевой компоненты плазмы $S(k, \omega)$, рассчитанный по формуле (19) при $\Gamma = 20, k = 2, ka_d = 2.63$. Точечная линия: $\eta = 10^{-5}$; штриховая линия: $\eta = 10^{-3}$; сплошная линия: $\eta = 10^{-1}$; черные кружки: метод МД [16]

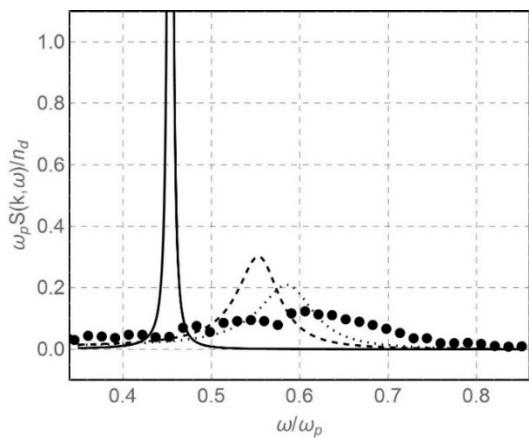


Рисунок 5 – Динамический структурный фактор пылевой компоненты плазмы $S(k, \omega)$, рассчитанный по формуле (19) при $\Gamma = 50, k = 1.5, ka_d = 1.547$. Точечная линия: $\eta = 10^{-5}$; штриховая линия: $\eta = 10^{-3}$; сплошная линия: $\eta = 10^{-1}$; черные кружки: метод МД [16]

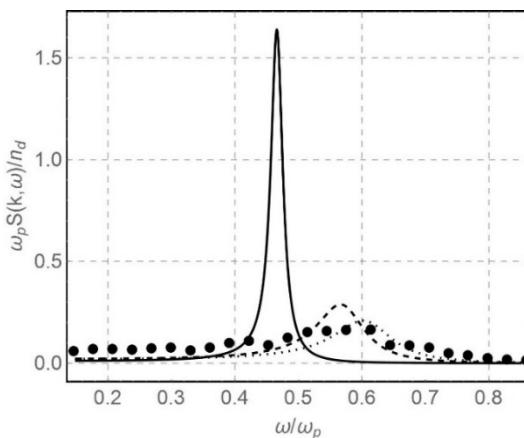


Рисунок 6 – Динамический структурный фактор пылевой компоненты плазмы $S(k, \omega)$, рассчитанный по формуле (19) при $\Gamma = 50, k = 1.5, ka_d = 1.934$. Точечная линия: $\eta = 10^{-5}$; штриховая линия: $\eta = 10^{-3}$; сплошная линия: $\eta = 10^{-1}$; черные кружки: метод МД [16]

Заключения и выводы

В данной работе последовательно рассматривалось влияние конечности размеров пылевых частиц на статические и динамические свойства пылевой компоненты плазмы. В частности, в качестве потенциала взаимодействия пылинок было выбрано модельное выражение, полученное в рамках теории линейного диэлектрического отклика с диэлектрической функцией плазмы в приближении хаотических фаз. При этом интересно отметить, что в случае малых пылевых частиц потенциал взаимодействия переходит в экспоненциальный потенциал Юкавы, в то время как для больших пылевых частиц потенциал спадает по обратному степенному закону на расстояниях, превышающих радиус экранирования.

Далее для расчета статического структурного фактора использовалось базовое гиперцепное приближение, которое в качестве базовой системы использует модель твердых сфер. На кривых статического структурного фактора с ростом параметра связи появляются локальные

максимумы и минимумы, величина которых растет при увеличении параметра связи и уменьшается с ростом плотности упаковки и параметра экранирования. При этом следует отметить, что положение первого пика слабо зависит от размера пылевых.

Используя статические структурные факторы системы самосогласованным методом моментов восстановлены динамические структурные факторы, соответствующие режимы сильной связи пылевой компоненты. При достаточно малых значениях плотности упаковки пылевых частиц самосогласованный метод моментов дает очень хорошее согласие с результатами данных моделирования методом молекулярной динамики для точечных пылевых частиц. С увеличением плотности упаковки пылинок максимумы на кривых динамического структурного фактора сильно возрастают, незначительно смещаясь влево или вправо в зависимости от волнового числа.

Данная работа выполнена в рамках программы целевого финансирования МОН РК BR05236730.

Литература

- 1 Forsberg M., Brodin G., Marklund M., Shukla P.K., Moortgat J. nonlinear interactions between gravitational radiation and modified Alfvén modes in astrophysical dusty plasmas// Phys. Rev. D – 2006. – Vol. 74. – Art. No. 064014.
- 2 Malmrose M.P., Marscher A.P., Jorstad S.G., Nikutta R., Elitzur m. Emission from hot dust in the infrared spectra of gamma-ray bright blazars// Astrophys. J. – 2011. – Vol. 732. – P. 116.
- 3 Seok J.Y., Koo B.-C., Nirahita H. Dust cooling in supernova remnants in the large Magellanic cloud// Astrophys. J. – 2015. – Vol. 807. – P. 100.
- 4 Kersten H., Deutsch H., Stoffels E., Stoffels W.W., Kroesen G.M.W., Hippler R. Micro-disperse particles in plasmas: from disturbing side effects to new applications// Contrib. Plasma Phys. – 2001. – Vol. 41. – P. 598.
- 5 Walk R.M., Snyder J.A., Scrinivasan P., Kirch J., Diaz S.O., Blanco F.C., Shashurin A., Keidar M., Sandler A.D. Cold atmospheric plasma for the ablative treatment of neuroblastoma// J. Pediatr. Surg. – 2013. – Vol. 48. – P. 67.
- 6 Szetzen L., Hsiu-Feng C., Chien-Ju C. Spectroscopic study of carbonaceous dust particles grown in benzene plasma// J. Appl. Phys. – 2007. – Vol. 101. – Art. No. 113303.
- 7 Bacharis M., Coppins M., Allen J.E. Dust in tokamaks: An overview of the physical model of the dust in tokamaks code// Phys. Plasmas – 2010. – Vol. 17. – P. 042505.
- 8 Castaldo C., Ratynskaya S., Pericoli V., de Angelis U., Rypdal K., Pieroni L., Giovannozzi E., Maddaluno G., Marmolino C., Rufoloni A., Tuccillo A., Kretschmer M., Morfill G.E. // Nucl. Fusion – 2007. – Vol. 47. – L5-L9.
- 9 Tolias P., Ratynskaya S., De Angeli M., De Temmermen G., Ripamonti D., Riva G., Bykov I., Shalpegin A., Vignitchouk L., Brochard F., Bystrov k., Bardin S., Litnovsky A. Dust remobilization in fusion plasmas under steady state conditions// Plasma Phys. Control. Fusion – 2016. – Vol. 58. – Art. No. 025009.
- 10 Yousefi R., Davis A.B., Carmona-Reyes J., Matthews L.S., Hyde T.W. Measurement of net electric charge and dipole moment of dust aggregates in a complex plasma // Phys. Rev. E. – 2014. – Vol. 90. – Art. No. 033101.
- 11 Ramazanov T.S., Bastykova N.Kh., Ussenov Y.A., Kodanova S.K., Dzhumagulova K.N., Dosbolayev M.K. The Behavior of Dust particles Near Langmuir Probe // Contrib. Plasma Phys. – 2012. – Vol. 52. – P. 110-113.
- 12 Erimbetova L.T., Davletov A.E., Kudyshev Zh.A., Mukhametkarimov Ye.S. Influence of polarization phenomena on radial distribution function of dust particles// Contrib. Plasma Phys. – 2013. – Vol. 53. – P. 414-418.
- 13 Shahzad A., He M.-G. Structural order and disorder in strongly coupled Yukawa liquids// Phys. Plasmas – 2016. – Vol. 23. – Art. No. 093708.
- 14 Nosenko V., Ivlev A.V., Morfill G.E. Microstructure of a liquid two-dimensional dusty plasma under shear// Phys. Rev. Lett. – 2012. – Vol. 108. – Art. No. 135005.
- 15 Magyar P., Donkó Z., Kalman G.J., Golden K.I. Linear and quadratic static response functions and structure functions in Yukawa liquids// Phys. Rev. E – 2014. – Vol. 90. – Art. No. 023102.

- 16 Arkhipov Yu.V., Askaruly A., Davletov A.E., Dubovtsev D.Yu., Donkó Z., Hartman P., Korolov I., Conde L., Tkachenko I.M. Direct determination of dynamic properties of Coulomb and Yukawa classical one-component plasmas// Phys. Rev. Lett. – 2017. – Vol. 119. – Art. No. 045001.
- 17 Khrapak S.A., Thomas H.M., Fluid approach to evaluate sound velocity in Yukawa systems and complex plasmas// Phys. Rev. E – 2015. – Vol. 91. – Art. No. 033110.
- 18 Kundu M., Avinash K., Sen A. and Ganesh R. On the existence of vapor-liquid phase transition in dusty plasmas// Phys. Plasmas – 2014. – Vol. 21. – Art. No. 103705 (8 p.).
- 19 Naumkin V.N., Lipaev A.M., Molotkov V.I., Zhukhovitskii D.I., Usachev A.D., Thomas H.M. Crystal-liquid phase transitions in three dimensional complex plasma under microgravity conditions// J. Phys.: Conf. Ser. – 2018. – Vol. 946. – Art. No. 012144.
- 20 Piel A., Block D., Meltzer A., Mulsow M., Schablinski J., Schella A., Wieben F., Wilms J. Microphysics of liquid complex plasmas in equilibrium and non-equilibrium systems// Eur. Phys. J. D – 2018. – Vol. 72. – Art. No. 80.
- 21 Chiang C.-H., Lin I. Cooperative particle motions and dynamical behaviors of free dislocations in strongly coupled quasi-2D dusty plasmas // Phys. Rev. Lett. – 1996. – Vol. 77. – P. 647 – 650.
- 22 Kostadinova E.G., Guyton F., Cameron A., Busse k., Liaw C., Matthews L.S., Hyde T.W. Transport properties of disordered two-dimensional complex plasma crystal// Contrib. Plasma Phys. – 2018. – doi: <https://doi.org/10.1002/ctpp.20170011>.
- 23 Khrapak S.A., Thomas H.M. Practical expressions for the internal energy and pressure of Yukawa fluids// Phys. Rev. E – 2015. – Vol. 91. – Art. No. 023108.
- 24 Marciante M., Murillo M.S. Thermodynamic and kinetic properties of shocks in two-dimensional Yukawa systems// Phys. Rev. Lett. – 2017. – Vol. 118. – Art. No. 025001.
- 25 Tolias P., Ratynskaia S., de Anglis U. Soft mean spherical approximation for dusty plasma liquids: One-component Yukawa systems with plasma shielding// Phys. Rev. E – 2014. – Vol. 90. – Art. No. 053101.
- 26 Rios de Anda I., Statt A., Turci F., Royall C.P. Low-density crystals in charge colloids: Comparison with the Yukawa theory// Contrib. Plasma Phys. – 2015. – Vol. 55. – P. 172-179.
- 27 Mukhopadhyay A.K., Goree J. Two-particle distribution and correlation function for a 1D dusty plasma experiment// Phys. Rev. Lett. – 2012. – Vol. 109. – Art. No. 165003.
- 28 Petrov O.F., Fortov V.E. Collective phenomena in strongly coupled dissipative systems of charged dust: from ground to microgravity experiments// Contrib. Plasma Phys. – 2013. – Vol. 53. – P. 767-777.
- 29 Xie B.S., Yu M.Yu. Dust acoustic waves in strongly coupled dissipative plasmas// Phys. Rev. E – 2000. – Vol. 62. – P. 8501.
- 30 Davletov A.E., Yerimbetova L.T., Arkhipov Yu.V., Mukhametkarimov Ye.S., Kissan A., Tkachenko I.M. Dust particles of finite dimensions in complex plasmas: thermodynamics and dust-acoustic wave dispersion// J. Plasma Phys. – 2018. – Vol. 84. – Art. No. 905840410.
- 31 Wang Y.-L., Guo X.-Y., Li Q.-S. Nonlinear dust acoustic waves in strongly coupled dusty plasmas with positively charged dust particles// Commun. Theor. Phys. – 2016. – Vol. 65. – P. 247-253.
- 32 Lee M.-J., Jung Y.-D. Dust-charge fluctuation effects on surface dust-acoustic waves in astrophysical half-space dusty plasmas// Eur. Phys. J. D – 2018. – Vol. 72. – Art. No. 33.
- 33 Lampe M., Joyce G. Grain-grain interaction in stationary dusty plasma// Phys. Plasmas – 2015. – Vol. 22. – Art. No. 023704.
- 34 Momot A.I., Zagorodny A.G., Orel I.S. Interaction force between two finite-size charged particles in weakly ionized plasma// Phys. Rev. E – 2017. – Vol. 95. – Art. No. 013212.
- 35 Fillippov A.V., Pal' A.F., Starostin A.N., Ivanov A.S. // JETP. Lett. – 2006. – Vol. 83. – P. 546.
- 36 Arkhipov Yu.V., Baibetov F.B., Davletov A.E. Pseudopotential theory of a partially ionized hydrogen plasma// Contrib. Plasma Phys. – 2003. – Vol. 43. – P. 258-260.
- 37 Baibetov F.B., Davletov A.E., Kudyshev Zh.A., Mukhametkarimov E.S. New model of dusty plasma particles interaction// Contrib. Plasma Phys. – 2011. – Vol. 51. – P. 533-536.
- 38 Davletov A.E., Arkhipov Yu.V., Tkachenko I.M. Electric charge of dust particles in a plasma // Contrib. Plasma Phys. – 2016. – Vol. 56. – P. 308-320.
- 39 Lado F. Perturbation Correction for the Free Energy and Structure of Simple Fluids // Phys. Rev. A – 1973. – Vol. 8. – P. 2548-2552.
- 40 Lado F. Charged hard spheres in a uniform neutralizing background using 'mixed' integral equations // Mol. Phys. – 1976. – Vol. 31. – P. 1117-1127.
- 41 Kalman G., Golden K.I. // Phys. Rev. A – 1990. – Vol. 41. – P. 5516.
- 42 Ott T., Baiko D.A., Kahlert H., Bonitz M. Wave spectra of a strongly coupled magnetized one-component plasma: Quasilocalized charge approximation versus harmonic lattice theory and molecular dynamics // Phys. Rev. E – 2013. – Vol. 87. – Art. No. 043102.
- 43 Arkhipov Yu.V., Askaruly A., Ballester D., Davletov A.E., Meirkanova G.M., Tkachenko I.M. Collective and static properties of model two-component plasmas// Phys. Rev. E – 2007. – Vol. 76. – Art. No. 026403.
- 44 Arkhipov Yu.V., Askaruly A., Ballester D., Davletov A.E., Tkachenko I.M., Zwicknagel G. Dynamic properties of one-component strongly coupled plasmas: The sum rule approach// Phys. Rev. E – 2010. – Vol. 81. – Art. No. 026402.

References

- 1 M. Forsberg, G. Brodin, M. Marklund, et al, Phys. Rev. D 74, 064014 (2006).
- 2 M.P. Malmrose, A.P. Marscher, S.G. Jorstad, et al, Astrophys. J. 732, 116 (2011).
- 3 J.Y. Seok, B.-C. Koo, and Nirasahita H., Astrophys. J. 807, 100 (2015).
- 4 H. Kersten, H. Deutsch, E. Stoffels, et al, Contrib. Plasma Phys. 41, 598 (2001).
- 5 R.M. Walk, J.A. Snyder, P. Scrinivasan, et al, J. Pediatr. Surg. 48, 67 (2013).
- 6 L. Szetzen, C. Hsiu-Feng, and Chien-Ju C., J. Appl. Phys. 101, 113303 (2007).
- 7 M. Bacharis, M. Coppins, and Allen J.E., Phys. Plasmas 17, 042505 (2010).
- 8 C. Castaldo, S. Ratynskaya, V. Pericoli, et al, Nucl. Fusion 47, L5 (2007).
- 9 P. Tolias, S. Ratynskaya, M. De Angeli, et al, Plasma Phys. Control. Fusion 58, 025009 (2016).
- 10 R. Yousefi, A.B. Davis, J. Carmona-Reyes, et al, Phys. Rev. E. 90, 033101 (2014).
- 11 T.S. Ramazanov, N.Kh. Bastykova, Y.A. Ussenov, et al, Contrib. Plasma Phys. 52, 110-113, (2012).
- 12 L.T. Erimbetova, A.E. Davletov, et al, Contrib. Plasma Phys. 53, 414-418, (2013).
- 13 A. Shahzad and M.-G. He, Phys. Plasmas 23, 093708 (2016).
- 14 V. Nosenko, A.V. Ivlev and G.E. Morfill, Phys. Rev. Lett. 108, 135005 (2012).
- 15 P. Magyar, Z. Donkó, G.J. Kalman and K.I. Golden, Phys. Rev. E 90, 023102 (2014).
- 16 Yu.V. Arkhipov, A. Askaruly, A.E. Davletov, et al, Phys. Rev. Lett. 119, 045001 (2017).
- 17 S.A. Khrapak and H.M. Thomas, Phys. Rev. E 91, 033110 (2015).
- 18 M. Kundu, K. Avinash, A. Sen and R. Ganesh, Phys. Plasmas 21, 103705 (2014).
- 19 V.N. Naumkin, A.M. Lipaev, V.I. Molotkov, et al, J. Phys.: Conf. Ser. 946, 012144 (2018).
- 20 A. Piel, D. Block, A. Meltzer, et al, Eur. Phys. J. D 72, 80, (2018).
- 21 C.-H. Chiang and I. Lin, Phys. Rev. Lett. 77, 647-650, (1996).
- 22 E.G. Kostadinova, F. Guyton, et al, Contrib. Plasma Phys., 58, 209-216 (2018).
- 23 S.A. Khrapak and H.M. Thomas, Phys. Rev. E 91, 023108 (2015).
- 24 M. Marcianite and M.S. Murillo, Phys. Rev. Lett. 118, 025001 (2017).
- 25 P. Tolias, S. Ratynskaya and de U. Anglis, Phys. Rev. E 90, 053101 (2014).
- 26 I. Rios de Anda, et al, Contrib. Plasma Phys. 55, 172-179 (2015).
- 27 A.K. Mukhopadhyay and J. Goree, Phys. Rev. Lett. 109, 165003 (2012).
- 28 O.F. Petrov and V.E. Fortov, Contrib. Plasma Phys. 53, 767-777 (2013).
- 29 B.S. Xie and M.Yu. Yu, Phys. Rev. E 62, 8501 (2000).
- 30 A.E. Davletov, L.T. Yerimbetova, et al, J. Plasma Phys. 84, 905840410 (2018).
- 31 Y.-L. Wang, X.-Y. Guo and Q.-S. Li, Commun. Theor. Phys. 65, 247-253 (2016).
- 32 M.-J. Lee and Y.-D. Jung, Eur. Phys. J. D 72, 33 (2018).
- 33 M. Lampe and G. Joyce, Phys. Plasmas 22, 023704 (2015).
- 34 A.I. Momot, A.G. Zagorodny and I.S. Orel, Phys. Rev. E 95, 013212 (2017).
- 35 A.V. Fillippov, A.F. Pal', A.N. Starostin and A.S. Ivanov, JETP. Lett. 83, 546 (2006).
- 36 Yu.V. Arkhipov, F.B. Baimbetov and A.E. Davletov, Contrib. Plasma Phys. 43, 258-260 (2003).
- 37 F.B. Baimbetov, A.E. Davletov, et al, Contrib. Plasma Phys. 51, 533-536, (2011).
- 38 A.E. Davletov, Yu.V. Arkhipov and I.M. Tkachenko, Contrib. Plasma Phys. 56, 308-320 (2016).
- 39 F. Lado, Phys. Rev. A 8, 2548-2552 (1973).
- 40 F. Lado, Mol. Phys. 31, 1117-1127 (1976).
- 41 G. Kalman and K.I. Golden, Phys. Rev. A 41, 5516 (1990).
- 42 T. Ott, D.A. Baiko, H. Kahlert and M. Bonitz, Phys. Rev. E 87, 043102 (2013).
- 43 Yu.V. Arkhipov, A. Askaruly, D. Ballester, et al, Phys. Rev. E 76, 026403 (2007).
- 44 Yu.V. Arkhipov, A. Askaruly, D. Ballester, et al, Phys. Rev. E 81, 026402 (2010).

МРНТИ 27.35.51

Шаленов Е.О., Сейсембаева М.М., Джумагулова К.Н., Машеева Р.У.

Казахский национальный университет имени аль-Фараби, НИИЭТФ,
Казахстан, г. Алматы, e-mail: erik.shalenov@gmail.com

СЕЧЕНИЯ ЗАХВАТА ЭЛЕКТРОНА РАЗНЫМИ АТОМАМИ НА ОСНОВЕ ТЕОРИИ ВОЗМУЩЕНИЙ

В данной работе приведены результаты численного вычисления радиуса электронного захвата в частично ионизованной плазме. В качестве взаимодействия электрона с атомом был выбран эффективный потенциал взаимодействия, который учитывает эффект экранировки на больших расстояниях и эффект дифракции на маленьких расстояниях. Получены результаты исследования радиуса электронного захвата на основе теории возмущений для разных химических элементов. Также на основе эффективного потенциала взаимодействия электрона с атомом неидеальной квазиклассической плазмы исследованы время захвата и дифференциальное сечение захвата для разных химических элементов. Результаты показали, что для элементов с большим коэффициентом поляризуемости радиус захвата больше. Также вычислены времена взаимодействия электрона с разными атомами. Исследования показали, что с ростом коэффициента поляризуемости дифференциальное сечение захвата увеличивается. Для вычисления электронного захвата был использован метод Бора-Линдхарда.

Ключевые слова: сечение захвата, эффективный потенциал взаимодействия, квазиклассическая плазма, захват электрона, радиус захвата.

Shalenov E.O., Seisembayeva M.M., Dzhumagulova K.N., Masheyeva R.U.

Al-Farabi Kazakh National University, IETP, Kazakhstan, Almaty,
e-mail: erik.shalenov@gmail.com

Electron capture cross sections by different atoms based on the perturbation theory

In this work the results of numerical calculation of the electron capture radius in partially ionized plasma are presented. The effective interaction potential was chosen as the electron-atom interaction, which takes into account the screening effect at large distances and the diffraction effect on small distances. The results on the electron capture radius for different chemical elements were obtained based on the perturbation theory. Also, on the basis of the effective interaction potential of an electron with an atom of a nonideal semiclassical plasma, the capture time and the differential capture cross section for different chemical elements are investigated. The results showed that for large values of polarizability coefficient the electron capture radius increases. On the basis of perturbation theory the interaction time between the electron and other atoms was calculated. Studies have shown that with increasing polarizability coefficient the differential capture cross section rises. For this goal the Bohr-Lindhard method has been applied to obtain the electron capture cross section.

Key words: capture cross section, effective interaction potential, semiclassical plasma, electron capture, capture radius.

Шаленов Е.О., Сейсембаева М.М., Жұмағұлова Қ.Н., Машеева Р.Ү.

әл-Фараби атындағы Қазак ұлттық университеті, ӘТФЗИ, Казахстан, Алматы қ.,
e-mail: erik.shalenov@gmail.com

Ұйытқы теория негізінде әртүрлі атомдардың электронды қарпу қимасы

Бұл жұмыста жартылай иондалған плазмадағы электронды қарпу радиусының сандық есептеулерінің нәтижелері көлтірілген. Электрон мен атом әсерлесуі ретінде үлкен арақашықтықта экрандау эфектісін, ал аз арақашықтықта дифракция эфектісін ескеретін эфективті потенциал қолданылған. Ұйытқы теориясының негізінде әр түрлі химиялық элементтерінде электронды қарпу радиусының зерттеу нәтижелері алынған. Сондай-ақ, идеалды емес квазиклассикалық плазмадағы электрон мен атом әсерлесуінің эфективті потенциалы негізінде әртүрлі химиялық элементтер үшін қарпу уақыты мен дифференциалды қарпу қимасы зерттелді. Алынған нәтижелер бойынша поляризация коэффициенттерінің үлкен мәндерінде электронды қарпу радиусының үлкейтіндігі байқалды. Тағы электрон мен әр түрлі атомдарының әсерлесу уақыты есептелген. Зерттеу барысында, поляризация коэффициенттерін арттырыған сыйын қарпудың дифференциалды қимасы үлкейді. Электронды қарпу қимасын есептеу үшін Бора-Линдхард әдісі қолданылды.

Түйін сөздер: қарпу қимасы, эфективті әсерлесу потенциалы, квазиклассикалық плазма, электронды қарпу, қарпу радиусы.

Введение

Исследование взаимодействия между частицами и свойств плазменных систем представляет большой интерес во многих областях физики. Оно также важно для развития технологий, связанных с применением плазмы. Мы использовали разработанный нами ранее оригинальный потенциал взаимодействия между электроном и атомом в частично ионизованной водородной плазме, который был представлен в работах [1-5]. Этот и другие авторские потенциалы взаимодействия частиц неидеальной плазмы получили широкое применение при исследовании свойств квазиклассической плазмы [6-17]. Этот эффективный потенциал учитывает квантово-механический эффект дифракции на маленьких расстояниях, эффект экранировки на больших расстояниях, имеет конечное значение на расстояниях близких к нулю. Он имеет следующий вид:

$$\Phi_{ea}(r) = -\frac{e^2 \alpha}{2r^4 \left(1 - 4 \frac{\lambda_{ea}^2}{r_d^2}\right)} \times \times \left(e^{-Br} (1 + Br) - e^{-Ar} (1 + Ar)\right)^2, \quad (1)$$

где

$$A^2 = \frac{1}{2\lambda_{ea}^2} \left(1 + \sqrt{1 - 4\lambda_{ea}^2 / r_D^2}\right),$$

$B^2 = \frac{1}{2\lambda_{ea}^2} \left(1 - \sqrt{1 - 4\lambda_{ea}^2 / r_D^2}\right),$
 $\lambda_{ea} = \hbar / (2\pi\mu_{ea}k_B T)^{1/2}$ – длина волны де-Бройля, $r_D = \sqrt{k_B T / (8\pi n e^2)}$ – радиус Дебая, k_B – постоянная Больцмана,
 $\mu_{ea} = m_e m_a / (m_e + m_a) \approx m_e$ приведенная масса атома и электрона, α – коэффициент электронной поляризуемости, $a_B = \hbar^2 / (m_e e^2)$ радиус Бора.

Теория и результаты

Одним из элементарных процессов в плазме является процесс электронного захвата, который происходит за счет столкновения электрона с атомом. Процесс захвата электронов атомом был исследован во многих работах [18-25]. В работе [18-21] теоретически рассмотрено сечение электронного захвата, а также предложен метод нахождения радиуса захвата на основе теории возмущений. Для нахождения радиуса, времени и вероятности электронного захвата был применен метод Бора-Линдхарда. Из метода Бора-Линдхарда [25], известно, что электронный захват происходит, когда расстояние между атомом и налетающим электроном мало по сравнению с радиусом захвата R_{cap} . Радиус электронного захвата был найден из равенств кинетической энергии налетающего электрона и

энергии взаимодействия свободного электрона с атомом на расстоянии R_{cap} .

$$\frac{e^2 \alpha}{2R_{cap}^4 \left(1 - 4 \frac{\lambda^2}{r_d^2}\right)} \times \left(e^{-BR_{cap}} \left(1 + BR_{cap}\right) - e^{-AR_{cap}} \left(1 + AR_{cap}\right)\right)^2 = , \quad (2)$$

$$= \frac{1}{2} m v_p^2$$

$$t_{cap} = \begin{cases} \frac{2\sqrt{R_{cap}^2(v) - b^2}}{v^2} & \text{для } b \leq R_{cap} \\ 0 & \text{для } b \geq R_{cap}, \end{cases}$$

где b – прицельный параметр. Следует отметить, что захват электрона происходит, если прицельный параметр меньше радиуса захвата, т.е. $b < R_{cap}$, но значение радиуса захвата от прицельного параметра не зависит. Прицельный параметр b – это вертикальное расстояние между центрами налетающего электрона и ядра атома.

Вероятность электронного захвата находится из отношения времени столкновения и орбитального времени электрона:

$$P_{cap}(b) = \frac{1}{\tau} \int dt \quad (4)$$

Используя вероятность захвата, можно вычислить сечение электронного захвата по формуле:

$$\sigma_{cap} = 2\pi \int db b P_{cap}(b) \quad (5)$$

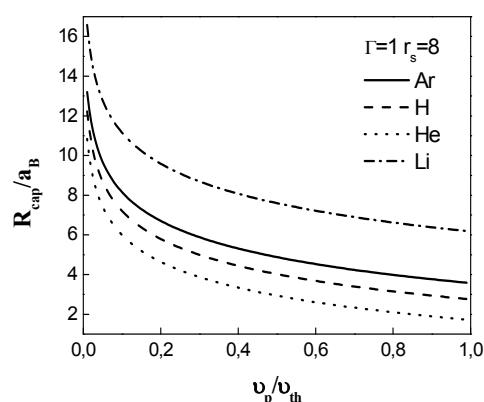


Рисунок 1 – Радиус захвата для разных химических элементов

где v_p – скорость налетающего электрона, $\frac{1}{2} m v_p^2$ – кинетическая энергия налетающего электрона. Если кинетическая энергия электрона меньше энергии взаимодействия электрона с атомом, то электрон вступает в область захвата.

Время нахождения электрона в области захвата атома было найдено из отношения пройденного пути электрона к скорости этого электрона.

$$\text{для } b \leq R_{cap} \quad (3)$$

$$\text{для } b \geq R_{cap},$$

В таблице 1 показаны коэффициенты поляризуемости в единицах a_B^3 . Видно, что для щелочного элемента коэффициент поляризуемости больше чем для инертных газов.

Таблица 1 – Электронная поляризуемость атомов некоторых химических элементов

Элементы	He	H	Ar	Li
a, a_B^3	1.38	4.5	11.07	164

На рисунке 1 представлен радиус захвата как функция скорости для разных химических элементов на основе теории возмущений. Здесь $\Gamma = 1$, $r_s = 8$. Видно, что для элементов с большим коэффициентом поляризуемости радиус захвата больше.

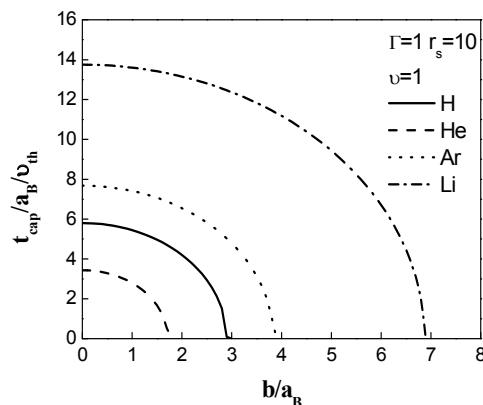


Рисунок 2 – Время захвата для разных химических элементов

Зависимость времени взаимодействия электрона с разными атомами от прицельного параметра показана на рисунке 2.

Как видно из этого рисунка, время взаимодействия возрастает с увеличением коэффи-

циента поляризуемости атома. Дифференциальное сечение электронного захвата атомами разных химических элементов были сравнены с сечением электронного захвата атомом водорода на рисунке 3.

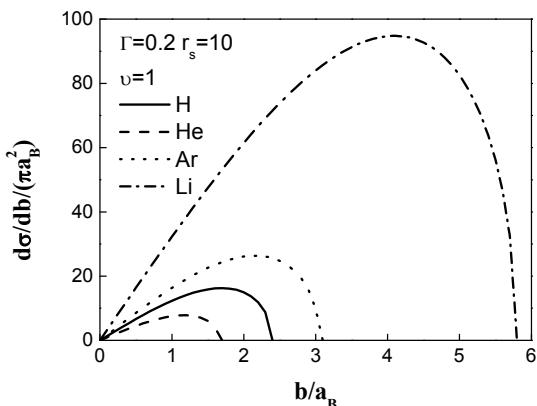


Рисунок 3 – Дифференциальное сечение захвата для разных химических элементов

Заключение

На основе эффективного потенциала взаимодействия частиц неидеальной квазиклассической плазмы, который учитывает эффект экранировки поля заряженных частиц на больших расстояниях и эффект дифракции на малых расстояниях, был исследован процесс электронного захвата разными атомами. Движение электрона рассматривалось на основе теории возмущений (прямолинейные траектории). Получены результаты исследования радиуса

захвата, времени взаимодействия электрона с атомом и сечение захвата электрона разными атомами. В рамках теории возмущений результаты исследования показали, что для элементов с большим коэффициентом поляризуемости радиус захвата больше. Анализ полученных данных показал, что с увеличением коэффициента поляризуемости дифференциальное сечение захвата достигает больших значений.

Работа была выполнена в рамках Гранта AP05132665 Министерства образования и науки Республики Казахстан.

Литература

- 1 Ramazanov T.S., Dzhumagulova K.N. and Omarbakiyeva Y.A. Effective polarization interaction potential «charge-atom» for partially ionized dense plasma // Physics of Plasmas. – 2015. – Vol. 12. – P. 092702.
- 2 Shalenov E.O., Dzhumagulova K.N., Ramazanov T.S., Roepke G. and Reinholz H. // Proc. of the 45th EPS Conf. on Plasma Physics. – Prague, 2-6 July, 2018. – P.561-564.
- 3 Джумагулова К.Н., Шаленов Е.О., Габдуллина Г.Л. Об эффекте Рамзауэра в плотной квазиклассической плазме // Вестник КазНУ, серия физическая. – 2015. – № 3 (54). – Р.18-24.
- 4 Shalenov E.O., Dzhumagulova K.N., Ramazanov T.S. and Gabdullina G.L. Influence of dynamic screening on the scattering cross sections of the particles in the dense nonideal plasmas of noble gases // Intern. J of Mathematics and Physics. – 2016. – Vol. 7. – No. 1. – P.131.
- 5 Шаленов Е.О., Джумагулова К.Н., Рамазанов Т.С., Джумагулов М.Н. Исследование процесса возбуждения внутренних состояний атома водорода // Вестник КазНУ, серия физическая. – 2017. – №3 (62). – Р. 26-33.
- 6 Dzhumagulova K.N., Gabdullina G.L. and Shalenov E.O. Dynamic interaction potential and the scattering cross sections of the semiclassical plasma particles // Physics of Plasmas. – 2013. – Vol. 20. – P. 042702.
- 7 Dzhumagulova K.N., Shalenov E.O. and Ramazanov T.S. Elastic scattering of low energy electrons in partially ionized dense semiclassical plasma // Physics of Plasmas. – 2015. – Vol. 22. – P. 082120.
- 8 Dzhumagulova K.N., Shalenov E.O., Ramazanov T.S. and Gabdullina G.L. Phase shifts and scattering cross sections of the particles of nonideal semiclassical plasmas based on the dynamic interaction potential // Contrib. Plasma Phys. – 2015. – Vol. 57. – P. 230.

- 9 Shalenov E.O., Dzhamagulova K.N. and Ramazanov T.S. Scattering cross sections of the particles in the partially ionized dense nonideal plasmas // Physics of Plasmas. – 2017. – Vol. 24. – P.012101.
- 10 Shalenov E.O., Rosmej S., Reinholtz H., Röpke G., Dzhamagulova K.N. and Ramazanov T.S. Optical reflectivity based on the effective interaction potentials of xenon plasma // Contrib. Plasma Phys. – 2017. – Vol. 57. – P. 486.
- 11 Shalenov E.O., Dzhamagulova K.N., Reinholtz H., Röpke G. and Ramazanov T.S. Dynamical conductivity of the dense semiclassical plasmas on the basis of the effective potential // Physics of Plasmas. – 2018. – Vol. 25. – P. 082706.
- 12 Ramazanov T.S., Dzhamagulova K.N. and Akbarov A.Z. Cross sections and transport coefficients of dense partially ionized semiclassical plasma // J. Phys. A: Math. Gen. Plasmas. – 2006. – Vol. 39. – P. 4335.
- 13 Ramazanov T.S., Dzhamagulova K.N., Gabdullin M.T., Akbarov A.Zh. and Nigmatova G.N. Thermodynamic and transport properties of nonideal complex plasmas on the basis of pseudopotential models // Contr. Plasma Physics. – 2007. – Vol. 47. – P. 262.
- 14 Ramazanov T.S., Dzhamagulova K.N., Akbarov A.Zh. and Gabdullin M.T. The scattering cross sections and radial distribution functions for a dense semiclassical plasma // PLTP. – Kiev: Naukova dumka, 2004. – P. 5.9.103.
- 15 Друкарев Т.Ф. Теория столкновений электронов с атомами. – М.: Физматгиз, 1963. – С. 37.
- 16 Ramazanov T.S., Dzhamagulova K.N., Gabdullin M.T., Akbarov A.Zh. and Nigmatova G.N. Thermodynamic and transport properties of nonideal complex plasmas on the basis of pseudopotential models // Contr. Plasma Physics. – 2007. – Vol. 47. – P. 262.
- 17 Dzhamagulova K.N., Shalenov E.O. and Ramazanov T.S. Influence of dynamic screening on the scattering cross sections of the particles in the dense nonideal plasmas of noble gases // 15th Intern. Conf. on the Physics of Non-Ideal Plasmas. – Book of abstracts. – 2015. – P.116.
- 18 Ramazanov T.S., Dzhamagulova K.N., Akbarov A.Zh. and Gabdullin M.T. The scattering cross sections and radial distribution functions for a dense semiclassical plasma // PLTP. – Kiev: Naukova dumka, 2004. – P. 5.9.10.
- 19 Shalenov E.O., Seisembayeva M.M., Dzhamagulova K.N. and Ramazanov T.S. // Proc. of the 45th EPS Conf. on Plasma Physics. – Prague, 2-6 July, 2018. – P.557-560.
- 20 Джумагулова К.Н., Сейсембаева М.М., Рамазанов Т.С. Исследование радиуса электронного захвата атомом водорода // Вестник КазНУ, серия физическая. – 2015. – №4 (55). – P.12-19.
- 21 Seisembayeva M.M., Dzhamagulova K.N. and Ramazanov T.S. Investigation of the electron capture process in semiclassical plasma // Nukleonika. – 2016. – Vol 61. – No. 2. – P. 201-205.
- 22 Ki D.-H. and Jung Y.-D. Formation of negative hydrogen ion: Polarization electron capture and nonthermal shielding // Jour. Chem. Phys. – 2012. – Vol. 137. – No. 9. – P. 094310.
- 23 Ben-Itzhak I., Jaint A. and Weaver O.L. Impact parameter dependence of classical probability from any initial state by fast bare projectiles // J. Phys. B. – 1993. – Vol. 26. – P. 1711-1726.
- 24 Jung, Y.-D. and Akbari-Moghanjoughi M. Electron-exchange effects on the charge capture process in degenerate quantum plasmas // Physics of Plasmas. – 2014. –Vol. 21. – P. 032108.
- 25 Jung, Y.-D. Electron capture from one- and two-electron atoms by fast positrons in dense plasmas // Physics of Plasmas. – 1997. – Vol. 4. – P. 16.
- 26 Brandt D.A. simple classical model for the impact parameter dependence of electron capture // Nucl. Instrum. Methods. – 1983. Vol. 214. – P. 93-96.

References

- 1 T.S. Ramazanov, K.N. Dzhamagulova, et al, Physics of Plasmas 12, 092702 (2015).
- 2 E.O. Shalenov et al., Proc. of the 45th EPS Conference on Plasma Physics, 561 (2018).
- 3 K.N. Dzhamagulova, E.O. Shalenov and G.L. Gabdullina, Rec. Contr. Phys. 3(54), 18-24 (2015). (in Russ).
- 4 E.O. Shalenov et. al., Intern. J of Mathematics and Physics 7, 131 (2016).
- 5 E.O. Shalenov, K.N. Dzhamagulova and T.S. Ramazanov, Rec. Contr. Phys. 62, 26-33 (2017). (in Russ).
- 6 K.N. Dzhamagulova, et al, Physics of Plasmas 20, 042702 (2013).
- 7 K.N. Dzhamagulova, , et al, Physics of Plasmas 22, 082120 (2015).
- 8 K.N. Dzhamagulova et. al., Contrib. Plasma Physics 57, 230 (2015).
- 9 E.O. Shalenov, K.N. Dzhamagulova and T.S. Ramazanov, Physics of Plasmas 24, 012101 (2017).
- 10 E.O. Shalenov et. al., Contrib. Plasma Physics 57, 486 (2017).
- 11 E.O. Shalenov et. al., Physics of Plasmas 25, 082706 (2018).
- 12 T.S. Ramazanov, K.N. Dzhamagulova and A.Z. Akbarov, J. Phys. A: Math. Gen. Plasmas 39, 4335 (2006).
- 13 T.S. Ramazanov et. al., Contr. Plasma Physics 47, 262 (2007).
- 14 T.S. Ramazanov et. al., PLTP (Kiev: Naukova dumka, 2004), p. 5.9.103.
- 15 T.F. Drukarev, Teoriya stolknovenij elektronov s atomami (Moscow: Fizmatgiz, 1963), p. 37. (in Russ).
- 16 T.S. Ramazanov et. al., Contr. Plasma Physics 47, 262 (2007).
- 17 K.N. Dzhamagulova et. al, 15th International Conference on the Physics of Non-Ideal Plasmas, Book of abstracts, 116 (2015).
- 18 T.S. Ramazanov, K.N. Dzhamagulova, A.Zh. Akbarov, and M.T. Gabdullin, PLTP (Kiev, Naukova dumka, 2004), 5.9.10 p.
- 19 E.O. Shalenov et al., Proc. of the 45th EPS Conf. on Plasma Physics, 557 (2018).
- 20 K.N. Dzhamagulova, M.M. Seisembayeva, et al, Rec. Contr. Phys. 4(55), 12-19 (2015). (in Russ).
- 21 M.M. Seisembayeva, K.N. Dzhamagulova and T.S. Ramazanov, Nukleonika 61, 201 (2016).
- 22 D.-H. Ki and Y.-D., Jour. Chem. Phys., 137, 094310 (2012).
- 23 I. Ben-Itzhak, A. Jaint and O.L. Weaver, J. Phys. B. 26, 1711 (1993).
- 24 Y.-D. Jung and M. Akbari-Moghanjoughi, Physics of Plasmas 21, 032108 (2014).
- 25 Y.-D. Jung, Physics of Plasmas 4, 16 (1997).
- 26 D.A. Brandt, Nucl. Instrum. Methods 214, 93 (1983).

3-бөлім

**КОНДЕНСИРЛЕНГЕН КҮЙ ФИЗИКАСЫ
ЖӘНЕ МАТЕРИАЛТАНУ ПРОБЛЕМАЛАРЫ.
НАНОФЫЛЫМ**

Section 3

**CONDENSED MATTER PHYSICS AND
MATERIALS SCIENCE PROBLEMS.
NANOSCIENCE**

Раздел 3

**ФИЗИКА КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ
И ПРОБЛЕМЫ МАТЕРИАЛОВЕДЕНИЯ.
НАНОНАУКА**

МРНТИ 81.33.33; 81.33.03

**Габдрахманова Л.А.¹, Мукашев К.М.^{2*}, Мурадов А.Д.²,
Умаров Ф.Ф.³, Яр-Мухамедова Г.Ш.²**

¹Башкортанский государственный университет, Россия, г. Уфа

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

³Казахстанско-Британский технический университет, Казахстан, г. Алматы,

*e-mail: mukashev.kms@gmail.com

МИКРОСТРУКТУРА И ФАЗОВЫЕ СООТНОШЕНИЯ НАНОКРИСТАЛЛОВ КОБАЛЬТА, ПОЛУЧЕННОГО ИНТЕНСИВНОЙ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИЕЙ

Наноструктурные образцы кобальта были получены методом интенсивной пластической деформацией кручением. Высокое квазидинамическое давление в рабочей области до 8 ГПа создавалось на установке типа наковальни Бриджмена. Наковальни изготовлены из карбида вольфрама. Метод позволяет получать образцы высокой чистоты без пор и загрязнений. Для проведения рентгенографических исследований использовали дифрактометр ДРОН-7 с кобальтовым излучением. Анализ рентгенограмм проводили по методу Брэгга-Брентано. Для проведения фазового анализа использовали K_{α} -линии. Размеры нанокристаллического кобальта достигали порядка 25÷50 нм. Установлено, что при низкотемпературном отжиге в структуре кобальта происходит возврат. Отжиг выше 300°C приводит к рекристаллизации его структуры. Полученный интенсивной пластической деформацией кручением нанокристаллический кобальт после нагрева выше температуры фазового перехода и охлаждения ниже этой температуры сохраняет высокотемпературную ГЦК структуру. Показано, что природа задержки ГЦК-ГПУ перехода может быть связана с изменениями размеров и напряженным состоянием кристаллитов, образующих нанокристаллический кобальт.

Ключевые слова: кобальт, интенсивная пластическая деформация, наноструктура, метод Брэгга-Брентано, отжиг, возврат, рекристаллизация, структурные превращения.

Gabdrakhmanova L.A.¹, Mukashev K.M.^{2*}, Muradov A.D.²,
Umarov F.F.³, Yar-Mukhamedova G.Sh.²

¹Bashkortstan State University, Russia, Ufa

²ETP Al-Farabi Kazakh National university, Kazakhstan, Almaty

³Kazakh-British Technical University, Kazakhstan, Almaty,

e-mail: mukashev.kms@gmail.com

Microstructure and phase relationships of cobalts nanocrystals obtained by severe plastic deformation

Nanostructured cobalt samples were obtained by method of severe plastic deformation by torsion. The high quasi-hydrostatic pressure in the working region (up to 8 GPa) was created at installation of Bridgeman anvil type. The anvils were made of tungsten carbide. The method allows to obtain the samples of high purity without pores and impurities. To carry out of X-ray studies, a DRON-7 diffractometer with cobalt radiation was used. X-ray analysis was performed according to the Bragg-Brentano method. For phase analysis the K_{α} lines were used. The sizes of nanocrystalline cobalt reached about 25 ÷ 50 nm. It is established that during low-temperature annealing a reset occurs in the structure of cobalt. Annealing above 300°C leads to recrystallization of its structure. Derived by severe plastic deformation by torsion nanocrystalline cobalt after heating above the phase transition temperature and cooling below this temperature retains the high-temperature fcc structure. It is shown that the nature of the hcp-fcc delayed

transition can be connected with a sizes changes and a strained state of crystallites forming nanocrystalline cobalt.

Key words: cobalt, severe plastic deformation, nanostructure, the Bragg-Brentano method, annealing, reset, recrystallization, structural transformations.

Габдрахманова Л.А.¹, Мұқашев Қ.М.², Мурадов А.Д.³,
Умаров Ф.Ф.³, Яр-Мухамедова Г.Ш.²

¹Башқортстан мемлекеттік университеті, Россия, Уфа қ.

²Әл-Фараби ат. Қазақ ұлттық университеті, Қазақстан, Алматы қ.

³Қазақстан-Британ техникалық университеті, Қазақстан, Алматы қ.,
e-mail: mukashev.kms@gmail.com

Қарқынды пластикалық деформация арқылы өндірілген нанокристалды кобальттың микропұрышы және фазалық қатынастары

Нанокұрылымды кобальт үлгілері бурау арқылы жүргізілген қарқынды пластикалық деформацияны пайдалану нәтижесінде өндірілді. Үлгінің жұмысшы аумағындағы жоғары 8 ГПа шамасындағы квазигидростатикалық қысымға Бриджмен төсі тектес құрылғыны пайдалану нәтижесінде қол жетті. Төстің негізгі жұмысшы элементі вольфрам карбидінен жасалды. Бұл әдіс тазалығы айрықша жоғары және ешбір кеуексіз үлгілерді алуға негіз болды. Рентгенографикалық зерттеулер кобальттан жасалған сәуле шығаратын элементі бар Дрон-7 дифрактометрімен жүргізілді. Рентгенограммаларды талдау Брэгга-Брентано әдісі арқылы орындалды. Фазалық талдау K_{α} – шоғырына сүйену нәтижесінде іске асырылды. Наонокристалдық кобальттың өлшемдері 25-50 нм шамада болды. Төменгі температуралық жасыту нәтижесінде кобальттың құрылымы кері қайту арқылы қалыптасатыны, ал жоғары температуралық жасыту барысында рекристаллизациялық түрленулер орын алғатыны белгілі болды. Жоғары температуралық фазалық үрлену температурасында қыздырылып, одан төменгі температурада сұтылған нанокристалдық кобальттың жоғары температуралық БЦК – тық құрылымды сактайдыны анықталды. Бұл кешігудің табиғаты нанокристалдық кобальттың түзуші кристаллиттердің өлшемдерінің өзгерісімен және жаңа кернеулік құйларінің түзілуімен түсіндіріледі.

Түйін сөздер: кобальт, қарқынды пластикалық деформация, нанокұрылым, Брэгг-Брентано әдісі, жасыту, қайтару, рекристаллизация, құрылымдық түрлену.

Введение

Нанокристаллические (НК) материалы представляют большой научный и практический интерес из-за их необычных физических свойств [1-3]. С переходом в НК состояние коэффициент диффузии возрастает на несколько порядков [4], увеличиваются прочность и пластичность [5], повышается химическая активность, наблюдается аномальное смещение температуры Кюри, намагниченности насыщения, упругих свойств [6-8], меняются электрическое сопротивление и другие характеристики материалов [9-11]. В то же время НК материалы не являются термически стабильными. При нагреве в таких материалах развиваются релаксационные процессы, приводящие к постепенному переходу в крупнокристаллическое состояние и потере физических свойств, обусловленных НК структурой [12-15]. Результаты исследований последних лет позволяют предположить, что особые свойства НК материалов обусловлены не только большой протяженностью внутренних границ раздела, но и особым неравновесным состоянием границ

зерен. Поэтому понимание особенностей поведения НК материалов тесно связано с пониманием физической природы неравновесности внутренних границ раздела [16-18].

В настоящее время считается, что физические свойства НК материалов обусловлены большим вкладом границ зерен и упругими напряжениями в кристаллической решетке [19, 20]. Для каждого материала существует характерный критический размер структурной единицы, ниже которого физические свойства материала меняются коренным образом. При размерах кристаллитов меньших критического, дислокации и вакансии выталкиваются из объема кристалла в зернограничную область. С уменьшением размеров кристаллитов в ряде материалов наблюдается изменение типа кристаллической решетки. Параметры решетки с уменьшением размеров кристаллитов для разных материалов часто меняются неоднозначно. Изменение химических и физических свойств с переходом в НК состояние в основном поддается объяснению [21-24]. Однако, природа многих явлений, происходящих в НК материалах, еще

изучена недостаточно. Поэтому изучение природы процессов в НК материалах представляет большой научный и практический интерес.

Интерес к проблеме стабильности НК материалов, полученных интенсивной пластической деформацией (ИПД), связан с практическим их применением. Как правило, исследования в этой области направлены на стабилизацию структуры НК материалов до более высоких температур. Например, известно, что НК структуру можно стабилизировать добавлением небольшого количества соответствующей фазы. Так известно, что термическую стабильность НК меди можно улучшить посредством добавления определенной концентрации оксида алюминия Al_2O_3 [25].

В данной работе обсуждаются результаты исследования фазовых и структурных превращений в НК кобальте, полученном посредством интенсивной пластической деформации (ИПД). Выбор кобальта в качестве объекта исследования обусловлен следующими причинами:

– Кобальт может быть получен в НК состоянии методом ИПД.

– Кобальт имеет сравнительно низкую температуру полиморфного превращения ($\sim 427^\circ\text{C}$) из гексагональной плотноупакованной (ГПУ) структуры в кубическую гранецентрированную структуру (ГЦК), поэтому является удобным модельным объектом для изучения влияния размеров кристаллитов и их напряженного состояния на характер такого рода переходов.

– Нанокристаллический кобальт имеет сложный фазовый состав, проявляет аномальные магнитные свойства и ему свойственно термическое расширение. Все это в совокупности определяет актуальность исследований, предпринятых в данной работе.

Крупнокристаллический кобальт при комнатной температуре имеет ГПУ структуру. При температурах порядка $417\text{--}427^\circ\text{C}$ кобальт из ГПУ структуры переходит в ГЦК структуру. Данный переход является бездиффузионным обратимым фазовым переходом мартенситного типа. В зависимости от содержания примесей, концентрации дефектов, скорости нагрева и охлаждения, степени деформации и других факторов данный переход характеризуется гистерезисом, ширина которого достигает примерно 40°C . Установлено, что одним из основных факторов, влияющих на стабильность фаз и фазовый переход, является размер зерна. При малых размерах зерен стабильна ГЦК фаза ко-

бальта, в то же время при комнатных температурах в крупнозернистых материалах в основном образуется ГПУ структура. В образцах с неоднородным распределением зерен по размерам образуется смесь ГЦК и ГПУ фаз. Однако, к настоящему времени влияние размеров зерен и связанных с этим микроискажений кристаллической решетки на стабильность фаз кобальта изучено недостаточно. Изучению структуры и физических свойств НК кобальта, полученного ИПД кручением, также посвящено небольшое число работ. При ИПД кобальта кручением образуется ГПУ структура с размерами зерен порядка 100 нм.

Методическое обеспечение исследований

Для получения наноструктурных образцов кобальта в данной работе использовали метод ИПД кручением под высоким квазигидростатическим давлением на установке типа наковальни Бриджмена. В отличие от методики компактирования порошков и метода шарового размола, данный метод наноструктурирования позволяет получать образцы, лишенные пор и загрязнений. Установка состоит из двух наковален, смонтированных на гидравлическом прессе. Пресс позволяет создавать давление в рабочей области до 8 ГПа. Наковальни изготовлены из карбида вольфрама. Нижняя наковальня является подвижной и может вращаться вокруг вертикальной оси относительно верхней.

Рентгеновские исследования проводили на дифрактометре ДРОН-7 на Co -излучении по методу Брэгга-Брентано. Для подавления K_β -линий использовали Fe -фильтр. В качестве детектора использовался сцинтилляционный счетчик. Съемку дифрактограмм проводили при анодном напряжении $U=40$ кВ и анодном токе $I=20$ мА. Для проведения фазового анализа использовали K_α -линии. Съемку проводили по шаговым методом посредством набора числа импульсов за время экспозиции $t=5$ сек. При проведении фазового анализа шаг сканирования составлял 0.04 градуса, а при анализе профиля дифракционных линий и определении их ширины – 0.01 градуса. Абсолютная погрешность измерения угловых положений дифракционных максимумов не превышала $\pm 0.02^\circ$. Основная аппаратная погрешность измерения скорости счета импульсов не превышает 0.35%. Для фазового анализа использовали следующие

щели на первичном пучке: горизонтальная щель – 8 мм, вертикальная щель – 2 мм; на дифрагированном пучке: горизонтальная щель – 8 мм, вертикальная щель – 0.1 мм. Щели Соллера на первичном и дифрагированном пучке имела расходимость – 1.5°.

В данной работе дифрактограммы снимали с плоской поверхности образца при комнатной температуре. Образцы, полученные после пластической деформации кручением под давлением, имели форму дисков. Межплоскостные расстояния определяли путем измерения соответствующих дифракционных углов по формуле Вульфа-Брэггов:

$$2d_{hkl} \sin\theta = n\lambda,$$

где λ – длина волны рентгеновского излучения; θ – угол отражения; d_{hkl} – межплоскостное расстояние; n – порядок отражения. Параметры решетки a и c определяли с использованием формулы при известных индексах плоскостей (hkl) методом наименьших квадратов с использованием компьютерной программы:

$$\frac{1}{d^2} = \frac{4}{3a^2} \left(h^2 + hk + k^2 \right) + \frac{l^2}{c^2}.$$

Влияние температуры отжига на микроструктуру кобальта

Для решения поставленных задач нами были проведены электронно-микроскопические исследования. На рисунке 1а приведена микроструктура пластиически деформированного образца до отжига. Видно, что микроструктура образца после пластической деформации достаточно однородная, границы между кристаллитами нечеткие, размыты. Средний размер кристаллитов определяется с трудом и составляет около 25÷50 нм. Электронограмма образца состоит из множества близко расположенных по окружности рефлексов, что свидетельствует о малом размере кристаллитов и об их однородности по размерам. Заметная вытянутость рефлексов в азимутальном направлении указывает на высокий уровень внутренних напряжений. После отжига при 300°C размеры кристаллитов практически не изменились, но границы между ними стали более четкими (рис.1б). Это свидетельствует о том, что в образце частично произошел возврат. Электронограмма образца

после отжига при 300°C заметно изменилась: интенсивность отдельных рефлексов выросла и число рефлексов на кольцах заметно уменьшилось.

Это свидетельствует об увеличении размеров кристаллитов и уменьшении их числа в облучаемом объеме. Вытянутость рефлексов в азимутальном направлении указывает на сохранение внутренних напряжений в кристаллитах. Таким образом, после отжига при температурах порядка 300°C в образце происходит возврат и начинается рекристаллизация. После отжига при 400°C размеры кристаллитов заметно увеличиваются, границы между ними остаются размытыми (рис. 1б). С повышением температуры отжига интенсивность отдельных рефлексов продолжает расти, что свидетельствует о продолжении роста размеров кристаллитов. После отжига при 500°C в образце завершается процесс первичной рекристаллизации (рис.1г). Следовательно, по результатам электронно-микроскопических исследований структуры кобальта можно сделать следующие выводы:

– В НК кобальте, полученном ИПД кручением, размеры кристаллитов составляют примерно 25÷50 нм.

– При температурах отжига до ~300°C в НК кобальте наблюдается возврат, а выше 300°C – происходит рекристаллизация.

Определение фазового состава образцов

Тем не менее, по результатам электронно-микроскопических исследований трудно судить об изменении фазового состава образцов и размеров кристаллитов при отжиге. Поэтому представляет интерес определение фазового состава исследуемых образцов, размеров структурных фрагментов и их изменения в процессе отжига путем привлечения других, более информативных методов. Исходя из этого, дополнительно были проведены исследования влияния ИПД и отжига на фазовый состав НК кобальта путем измерения дифрактограмм. На рисунке 2 приведены дифрактограммы НК кобальта, полученного ИПД кручением, и образцов, отожженных при различных температурах. Дифрактограммы получены при комнатной температуре с плоской поверхности образца, образованной в результате ИПД кручением. Для исключения влияния закалки, при отжиге выше температуры ГЦК-ГПУ фазового перехода об-

разы до 300°C охлаждались с печью со скоростью ~100 град/час, затем – на воздухе. Из рисунка видно, что пластически деформированный кобальт, как и недеформированный, при комнатной температуре имеет ГПУ структуру. Следовательно, пластическая деформация не приводит к изменению типа кристаллической решетки кобальта. Из рисунка 2 также видно, что пластически деформированные образцы,

отожженные при температурах до 450°C, также имеют ГПУ структуру. В зависимости от различных факторов кобальт претерпевает ГЦК-ГПУ фазовый переход при нагреве в интервале 422-440°C, при охлаждении – в интервале 387-405°C. Из этого следует, что пластическая деформация не приводит к заметному снижению температуры полиморфного ГЦК-ГПУ перехода кобальта.

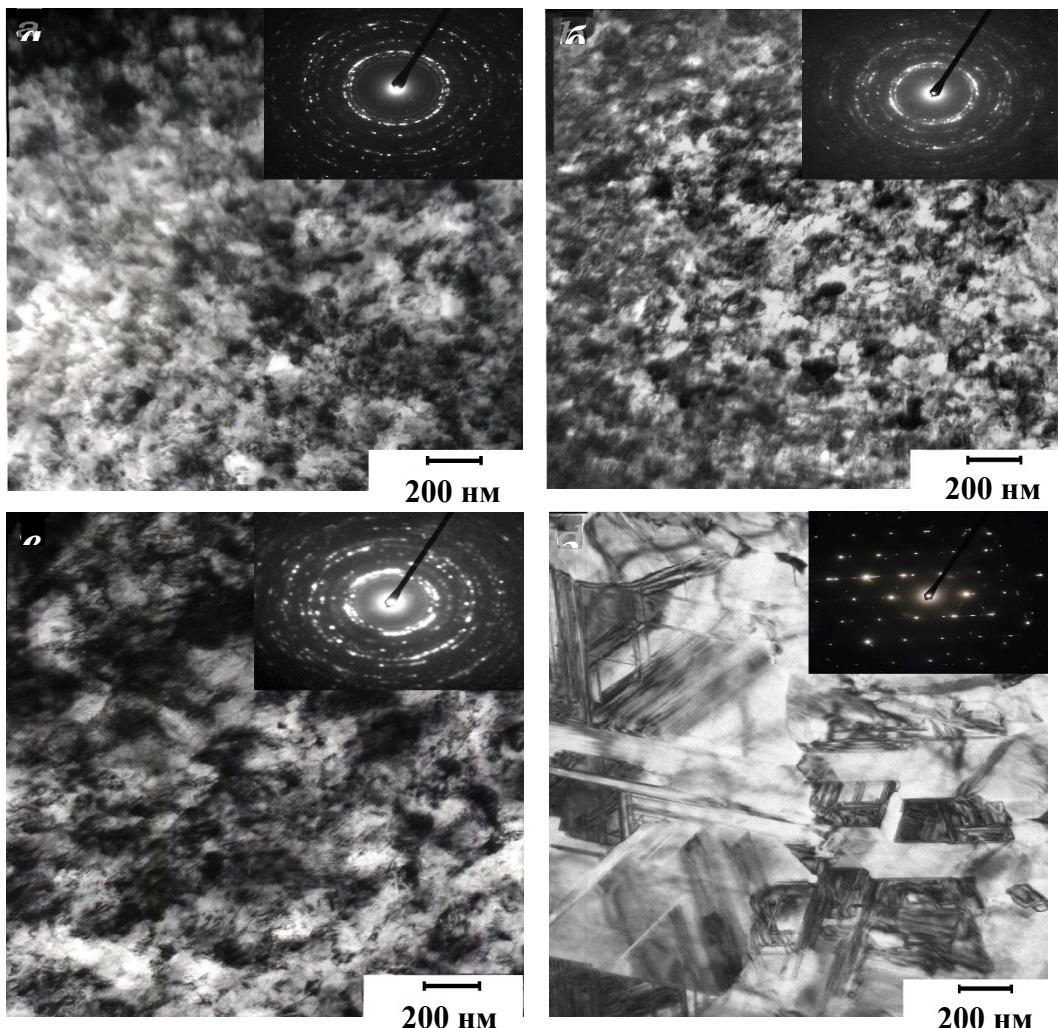


Рисунок 1 – Микроструктура кобальта после пластической деформации (а) и отжига при температурах 300°C (б), 400°C (в) и 500°C (г)

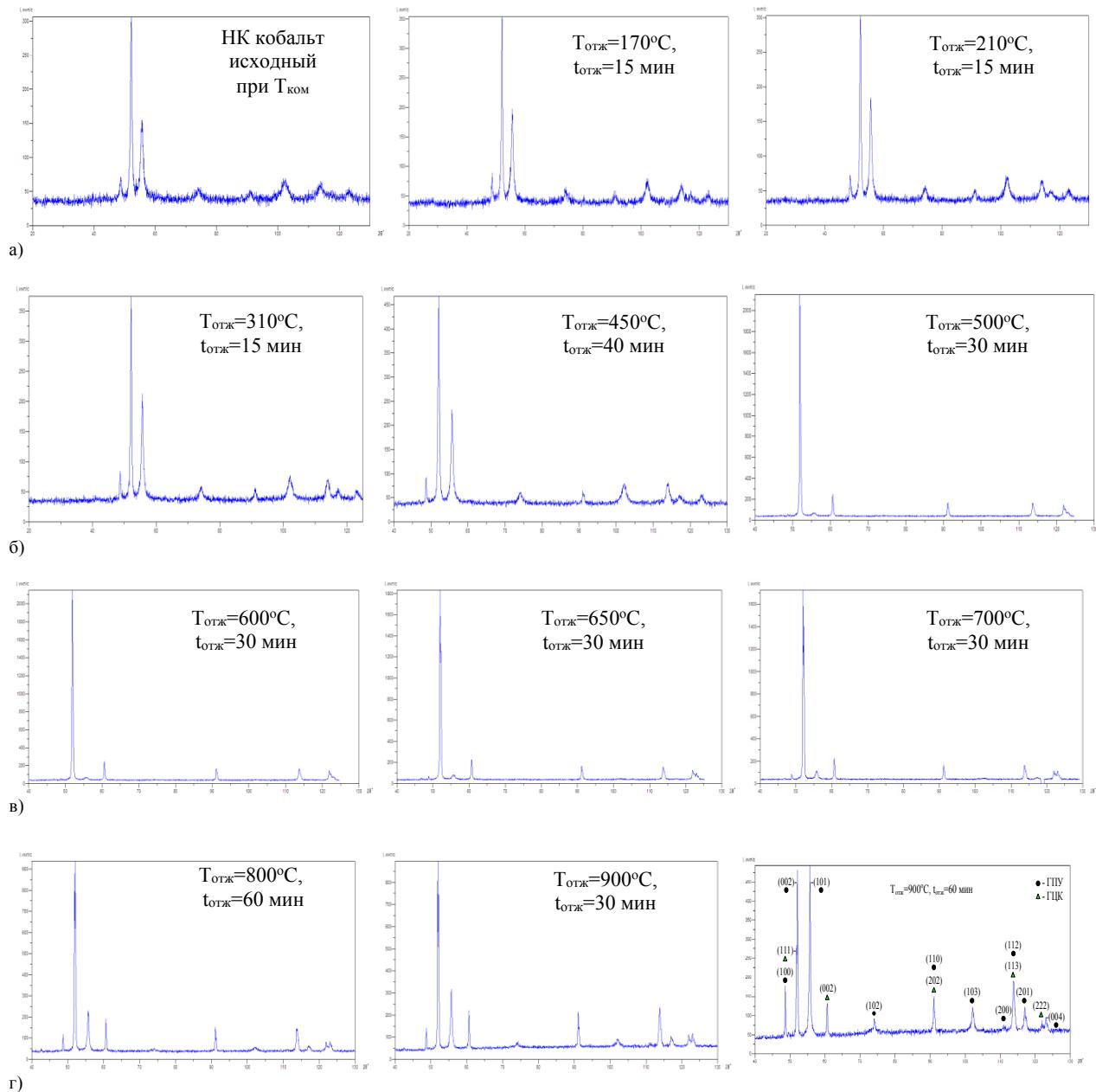


Рисунок 2 – Дифрактограммы НК кобальта, отожженного при различных температурах

Далее, образец после отжига при 500°C и последующего охлаждения до комнатной температуры в основном состоит из ГЦК фазы. Таким образом, пластически деформированный кобальт после отжига выше температуры ГПУ-ГЦК превращения и последующего охлаждения ниже этой температуры сохраняет структуру высокотемпературной ГЦК фазы. Пластическая деформация препятствует переходу высокотемпературной ГЦК фазы кобальта в низкотемпературную ГПУ фазу при его охлаждении. Образцы, отожженные при температурах от 600°C до

900°C, при комнатной температуре состоят из смеси низкотемпературной ГПУ фазы и высокотемпературной ГЦК фазы.

Природа задержки ГЦК-ГПУ перехода может быть связана с изменениями размеров и напряженным состоянием кристаллитов. При пластической деформации размеры кристаллитов уменьшаются, в кристаллической решетке возникают сильные искажения. В объеме кристаллитов искажения решетки могут быть вызваны дислокациями и точечными дефектами. Кроме этого, при пластической деформации

образуется развитая зернограничная область с сильной дефектной структурой, которая еще может содержать аморфную фазу. Искажения решетки приводят к уменьшению плотности упаковки и к увеличению упругой энергии по сравнению с плотностью и энергией идеальной решетки. Относительный вклад искаженных областей в энергию кристалла растет с уменьшением размеров кристаллитов. Поэтому в кристаллатах кобальта, размеры которых меньше критического, выгоднее образование ГЦК структуры с более плотной упаковкой. Выше температуры ГПУ-ГЦК перехода НК кобальт имеет ГЦК структуру. При отжиге некоторые кристаллиты ГЦК фазы вырастают до критического размера и при охлаждении ниже температуры ГЦК-ГПУ перехода приобретают ГПУ фазу.

Т.о., по результатам рентгенофазового анализа можно сделать следующие заключения:

- пластически деформированный кобальт при комнатной температуре сохраняет ГПУ структуру;

- НК кобальт, полученный ИПД кручением, после нагрева выше температуры фазового перехода и охлаждения ниже этой температуры сохраняет высокотемпературную ГЦК структуру. НК структура кобальта, полученная ИПД, препятствует переходу высокотемпературной ГЦК фазы кобальта в низкотемпературную ГПУ фазу при его охлаждении.

Влияние температуры отжига на параметры решетки

Для подтверждения указанных предположений о стабильности ГПУ и ГЦК фаз НК кобальта были проведены исследования параметров решетки НК кобальта в зависимости от температуры отжига. Известно, что характеристики решетки являются структурно чувствительными параметрами. Поэтому изучение влияния размеров кристаллитов кобальта на периоды решетки имеет важное значение для понимания структурных изменений, происходящих в материале. При комнатной температуре НК кобальт согласно нашим данным имеет гексагональную структуру со следующими параметрами решетки: $a=2.509 \text{ \AA}$, $c=4.067 \text{ \AA}$. На рисунках 3 и 4 приведены зависимости параметров решетки и объема элементарной ячейки ГПУ НК кобальта от температуры отжига. В пределах погрешностей измерений параметр a до температуры отжига $T=200^\circ\text{C}$ не меняется. Среднее значение

параметра $a = 2.508 \text{ \AA}$ в этой области температур выше параметра a для крупнокристаллического недеформированного кобальта. При температурах отжига выше $T=200^\circ\text{C}$ параметр a уменьшается до $a = 2.506 \text{ \AA}$. Это значение параметра a практически совпадает с параметром решетки для крупнокристаллического недеформированного кобальта $a=2.505 \text{ \AA}$. При температурах отжига выше $T=250^\circ\text{C}$ параметр решетки a в пределах точности измерений не меняется.

При пластической деформации в кобальте образуется кристаллографическая текстура. Часто в металлах с ГПУ структурой при пластической деформации базисные плоскости ориентируются преимущественно перпендикулярно направлению приложенной нагрузки. При этом параметр c должен несколько уменьшаться по сравнению с параметром c недеформированного образца, а параметр a должен увеличиваться. При отжиге концентрация дефектов в кристаллатах уменьшается, и параметр решетки a принимает значение, близкое к параметру бездефектного кристалла.

После отжига при $T=100^\circ\text{C}$ параметр решетки c возрастает до $c = 4.071 \text{ \AA}$. Это значение параметра c ниже, чем параметр c для крупнокристаллического недеформированного кобальта $c = 4.089 \text{ \AA}$. После отжига при температуре $T = 200^\circ\text{C}$ наблюдается заметное уменьшение параметра c . Уменьшение c коррелирует с уменьшением параметра a и объема элементарной ячейки V (рис.4). Эти результаты подтверждают наши предположения о том, что при температуре $T \sim 200^\circ\text{C}$ начинаются активные процессы релаксации, которые приводят к снижению концентрации дефектов решетки. Скачок на зависимостях $c(T)$ и $V(T)$ при $T \sim 350^\circ\text{C}$ связан с началом процесса рекристаллизации. Ибо относительное изменение объема после возврата составляет

$$\Delta V/V = 0.20\%, \text{ а параметров решетки } \Delta a/a = \\ = 0.12\% \text{ и } \Delta c/c = 0.04\%$$

Для подтверждения наших предположений о стабильности ГПУ и ГЦК фаз НК кобальта нами была изучена зависимость отношения параметров c/a от температуры отжига (рис. 5). Для не отожженного НК кобальта отношение $c/a=1.621$, что заметно меньше значения этого параметра для крупнокристаллического недеформированного кобальта ($c/a)_{\text{KK}}=1.632$ и теоретического значения этого параметра

$(c/a)_T=1.633$, соответствующего наиболее стабильному состоянию ГПУ структуры. Следовательно, ГПУ фаза НК кобальта, полученного ИПД кручением, менее стабильна, чем ГПУ фаза крупнокристаллического недеформированного

кобальта. С повышением температуры отжига для НК кобальта отношение параметров (c/a) растет до значения $(c/a)=1.6233$. Следовательно, ГПУ фаза НК кобальта с повышением температуры отжига становится более стабильной.

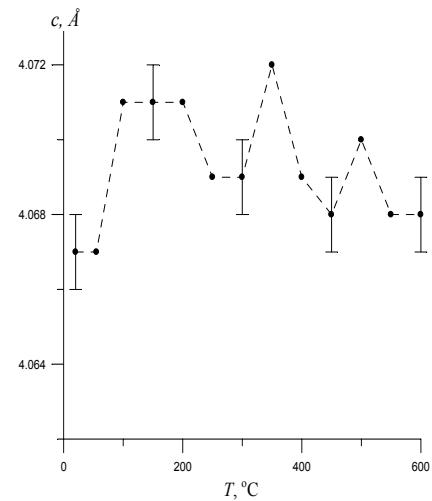
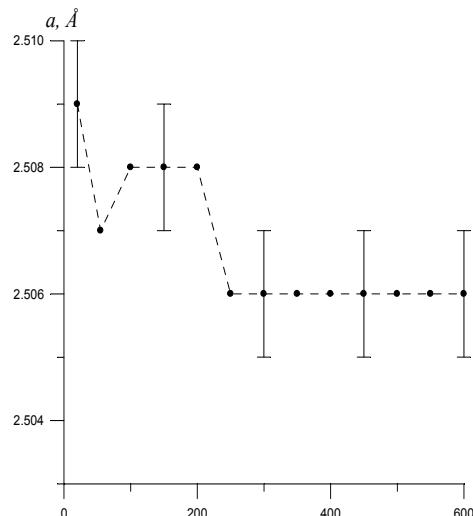


Рисунок 3 – Зависимость параметров решетки a и c НК кобальта от температуры отжига

Для идеальных ГПУ и ГЦК структур плотности упаковки одинаковы и энергии кристалла близки. В тоже время для НК кобальта, полученного ИПД кручением, плотность упаковки ниже, чем для идеальной ГПУ структуры. Поэтому в НК кобальте должна реализоваться наиболее плотноупакованная ГЦК структура с

меньшей энергией кристалла. При отжиге НК кобальта плотность дефектов в материале снижается, а плотность упаковки стремится к плотности идеальной ГПУ структуры. Это приводит к снижению упругой энергии ГПУ решетки, благодаря чему переход ГЦК структуры в ГПУ структуру становится более вероятным.

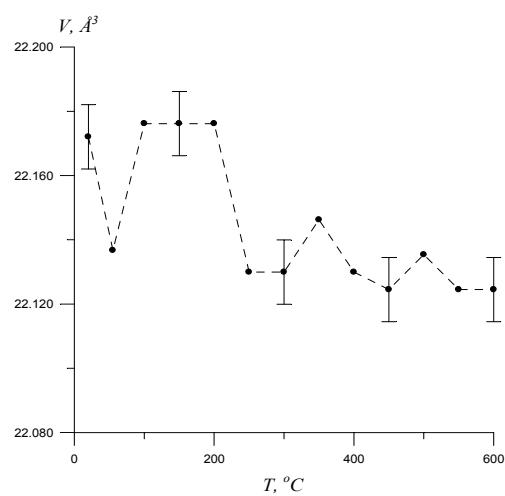


Рисунок 4 – Зависимость объема элементарной ячейки НК кобальта от температуры отжига

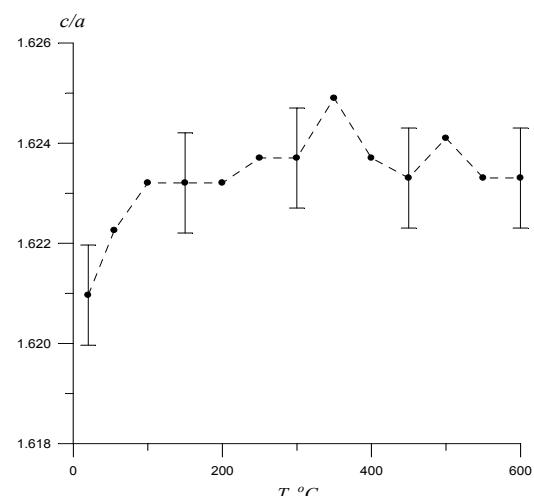


Рисунок 5 – Зависимость c/a НК кобальта от температуры отжига

Заключение

По данным электронно-микроскопических исследований в НК кобальте, полученном ИПД кручением, размеры кристаллитов не превышают 25÷50 нм. Если низкотемпературный отжиг НК кобальта до ~300°C сопровождается возвратом, то отжиг выше 300°C приводит к рекристаллизации его структуры. НК кобальт, полученный ИПД кручением, после нагрева выше температуры фазового перехода и охлаждения ниже этой температуры сохраняет высокотемпературную ГЦК структуру, чему препятствует НК структура кобальта, полученная ИПД. Механизм задержки ГЦК-ГПУ перехода может быть связан с изменениями размеров и напряженным состоянием кристаллитов. При пластической

деформации размеры кристаллитов уменьшаются, в результате в объеме кристаллической решетки возникают сильные искажения, которые могут быть вызваны возникающими в результате ИПД дислокациями и точечными дефектами [25]. Кроме того, при пластической деформации ГПУ кобальта из-за искажений кристаллической решетки плотность упаковки снижается по сравнению с плотностью упаковки идеальной ГПУ структуры, что приводит к повышению упругой энергии кристалла. Вследствие одинаковости плотности упаковок и близости энергий бездефектной решетки ГПУ и ГЦК кобальта, энергия решетки ГПУ кобальта, подвергнутого ИПД кручению, может оказаться выше энергии решетки ГЦК кобальта, что может быть причиной задержки ГЦК-ГПУ перехода.

Литература

- 1 Валиев Р.З. Наноструктурные материалы, полученные интенсивной пластической деформацией / Р.З. Валиев, И.В. Александров. – М.: Логос, 2000. – 272 с.
- 2 Gleiter H. Nanostructured materials: Basic concepts and microstructure // Acta Mater. – 2000. – V. 48. – P. 1-29.
- 3 Андриевский Р.А. Наноструктурные материалы / Р.А. Андриевский, А.В. Рагуля. – М.: Изд-во центр «Академия», 2005. – 192 с.
- 4 Ribbe J., Baither D., Schmitz G., Divinski S.V. Network of porosity formed in ultrafine-grained copper produced by equal channel angular pressing // Phys. Rev. Lett. – 2009. – V. 102. – P. 165501-1-165501-4.
- 5 Коршак А.Ф., Чушкина Р.А., Шановалов Ю.А., Матейченко П.В. Фазовое состояние сверхпластичного сплава Ві-43%Sn и его изменения в условиях действия механических напряжений и старения // ФММ. – 2011. – Т. 112. – № 1. – С. 75-84.
- 6 Грабовецкая Г.П., Раточка И.В., Колобов Ю.Р., Пушкарева Л.Н. Сравнительные исследования зернограничной диффузии меди в субмикро- и крупнокристаллическом никеле // ФММ. – 1997. – Т. 83. – № 3. – С. 112-116.
- 7 Хомская И.В., Зельдович В.И., Хейфец А.Э., Фролова Н.Ю., Дякина В.П., Казанцев В.А. Эволюция структуры при нагреве субмикрокристаллической и нанокристаллической меди, полученной высокоскоростным деформированием // ФММ. – 2011. – Т. 111. – № 4. – С. 383-390.
- 8 Korznikova G.F., Mulyukov Kh.Ya., Sharipov I.Z., Syutina L.A. Structure peculiarities and magnetic properties of submicrocrystalline terbium // J. of Magnetism and Magnetic Materials. – 1999. – V. 203. – P. 178-180.
- 9 Islamgaliev R.K., Pekala K., Pekala M., Valiev R.Z. The determination of the grain boundary width of ultrafine grained copper and nickel from electrical resistivity measurements // Phys. Stat. Sol. (a). – 1997. – V. 162. – P. 559-566.
- 10 Vidya S., Solomon S., Thomas J.K. Synthesis, sintering and optical properties of CaMoO₄: a promising scheelite LTCC and photoluminescent material // Phys. Stat. Sol. (a). – 2012. – V. 209. – № 6. – P. 1067-1074.
- 11 Baojie Y., Guozhen Y., Xixiang X., Jeffrey Y., Subhendu G. High efficiency amorphous and nanocrystalline silicon solar cells // Phys. Stat. Sol. (a). – 2010. – V. 207. – № 3. – P. 671-677.
- 12 Frank A.C., Stowasser F., Miskys C.R., Ambacher O., Giersig M., Fischer R.A. Nanoscale hexagonal gallium nitride from single molecule precursors: microstructure and crystallite size dependent photoluminescence // Phys. Stat. Sol. (a). – 1998. – V. 165. – P. 239-243.
- 13 Smardz K., Smardz L., Jurczyk M., Jankowska E. Electronic properties of nanocrystalline and polycrystalline TiFe_{0.25}Ni_{0.75} alloys // Phys. Stat. Sol. (a). – 2003. – V. 196. – № 1. – P. 263-266.
- 14 Бродова И.Г., Шорохова Е.В., Ширинкина И.Г., Жгилев И.Н., Яблонских Т.И., Астафьев В.В., Антонова О.В. Эволюция структурообразования в процессе динамического прессования сплава АМЦ // ФММ. – 2008. – Т. 105. – № 6. – С. 630-637.
- 15 Anandakumar V.M., Khadar M.A. Synthesis, characterization and optical properties of nanocrystalline lead molybdate // Phys. Stat. Sol. (a). – 2008. – V. 205. – № 11. – P. 2672-2672.
- 16 Bienkowski A., Kulik T., Szewczyk R., Ferenc J. Structure and magnetoelastic properties of partially nanocrystallized Fe_{73.5}Nb₃Cu₁Si_{16.5}B₆ alloy // Phys. Stat. Sol. (a). – 2004. – V. 201. – № 15. – P. 3305-3308.
- 17 Акимов Г.Я., Прилипко С.Ю., Ревенко Ю.Ф., Тимченко В.М. Особенности физических свойств нанокристаллических образцов ((Ca_{0.65}Sr_{0.35})_{0.8}M_{1.2}O_{3±Δ}), полученных с использованием холодного изостатического прессования // ФТТ. – 2009. – Т. 51. – № 4. – С. 727-728.
- 18 Thirumal E., Prabhu D., Chattopadhyay K., Ravichandran V. Magnetic, electric and dielectric properties of FeCo alloy nanoparticles dispersed in amorphous matrix // Phys. Stat. Sol. (a). – 2010. – V. 207. – № 11. – P. 2505-2510.

- 19 Karimpoor Amir A. Mechanical properties of bulk nanocrystalline hexagonal cobalt electrodeposits: a thesis submitted in confoirmity with the requirements for the degree of master of applied science graduate department of materials science and engineering university of – Canada, 2001. – 112 p.
- 20 Мулуков Х.Я. Магнитные свойства магнитоупорядоченных металлов и сплавов с субмикрокристаллической структурой: дис. д-ра техн. наук: 01.04.07. -Уфа, 1998. – 274 с.
- 21 Андриевский Р.А. Термическая стабильность наноматериалов // Успехи химии. – 2002. – Т. 71. – № 10. – С. 967-981.
- 22 Бокштейн Б.С., Брезе Г.Д., Куркин П.В., Трусов Л.И. Диффузия в нанокристаллическом Ni // Изв. ВУЗов. Черная металлургия. – 1994. – № 1. – С. 49-53.
- 23 Коршак В.Ф., Шановалов Ю.А., Матейченко П.В., Данилина И.А. Изменения структурно-фазового состояния и сверхпластических свойств эвтектики олово-свинец в процессе старения // Металлофизика. Новейшие технологии. – 2008. – Т. 30. – № 3. – С. 385-396.
- 24 Колобов Ю.Р., Валиев Р.З. Зернограницная диффузия и свойстваnanoструктурных материалов. – Новосибирск: Наука, 2001. – 232 с.
- 25 Cizek J., Prochazka I., Kuzel R., Islamgaliev R. Influence of Al₂O₃ nanoparticles on the thermal stability of ultra fine grained copper prepared by high pressure torsion // Mondtsh. Chem. – 2002. –V. 133. – № 6. – P. 873-887.

References

- 1 R.Z. Valiev, Nanostrukturnye materialy, poluchennye intensivnoi plasticheskoi deformaciei, (Moscow, Logos, 2000), 272 p. (in Russ).
- 2 H. Gleiter, Acta Mater., 48, 1-29 (2000).
- 3 R.A. Andrievskiy and A.V. Ragulya, Nanostrukturnye materialy, (Moscow, Akademia, 2005), 192 p. (in Russ).
- 4 J. Ribbe, D. Baither, G. Schmitz and S.V. Divinski, Phys. Rev. Lett. 102, 165501 (4p) (2009).
- 5 A.F. Korshak, R.A. Chushkina, Yu.A. Shapavalov and P.V. Mateychenko, FMM, 112 (1) 75-84 (2011). (in Russ).
- 6 G.P. Graboveckaya, I.V. Ratochka, Yu.R. Kolobov and L.N. Pushkareva, FMM, 83 (3), 112-116 (1997) (in Russ).
- 7 I.V. Khomskaya, V.I. Zeldovich, A.E. Kheyfec, N.Yu. Frolova, V.P. Dyakina and V.A. Kazancev, FMM, 111 (4), 383-390 (2011) (in Russ).
- 8 G.F. Korznikova, Kh.Ya. Mulyukov, I.Z. Sharipov and L.A. Syutina, J. of Magnetism and Magnetic Materials, 203, 178-180 (1999).
- 9 R.K. Islamgaliev, K. Pekala, M. Pekala and R.Z. Valiev, Phys. Stat. Sol. (a), 162, 559-566 (1997).
- 10 S. Vidya, S. Solomon and J.K. Thomas, Phys. Stat. Sol. (a), 209, 6, 1067-1074 (2012).
- 11 Y. Baojie, Y. Guozhen, X. Xixiang, Y. Jeffrey and G. Subhendu, Phys. Stat. Sol. (a), 207 (3), 671-677 (2010).
- 12 A.C. Frank, F. Stowasser, C.R. Miskys, O. Ambacher, M. Giersig and R.A. Fischer, Phys. Stat. Sol. (a), 165, 239-243 (1998).
- 13 K. Smardz, L. Smardz, M. Jurczyk and E. Jankowska, Phys. Stat. Sol. (a), 196 (1), 263-266 (2003).
- 14 I.G. Brodova, E.V. Shorokhova, I.G. Shirinkina, I.N. Jgilev, T.I. Yablonskikh, V.V. Astafiev and O.V. Antonova, FMM, 105 (6), 630-637 (2008). (in Russ).
- 15 V.M. Anandakumar and M.A. Khadar, Phys. Stat. Sol. (a), 205 (11), 2672-2672 (2008).
- 16 A. Bienkowski, T. Kulik, R. Szewczyk and J. Ferenc, Phys. Stat. Sol. (a), 201 (15), 3305-3308 (2004).
- 17 G.Ya. Akimov, S.Yu. Prilipko, Yu.F. Pevenko and V.M. Timchenko, FTT, 51 (4), 727-728 (2009) (in Russ).
- 18 E. Thirumal, D. Prabhu, K. Chattopadhyay and V. Ravichandran, Phys. Stat. Sol. (a), 207 (11), 2505-2510 (2010).
- 19 Karimpoor Amir A. Mechanical properties of bulk nanocrystalline hexagonal cobalt electrodeposits: a thesis submitted in confoirmity with the requirements for the degree of master of applied science graduate, (Canada, 2001), 112 p.
- 20 Kh.Ya. Mulyukov, Magnitnye svoistva magnitouporyadochennykh metallov i splavov s submikroskopicheskoi strukturoi. Diss.d-ra tekhn.nauk: 01.04.07.Ufa.1998, 274 p. (in Russia).
- 21 R.A. Andrievskiy, Uspekhi khimi, 71 (10), 967-981 (2002). (in Russ).
- 22 B.S. Bokshtein, G.D. Breze, P.V. Kurkin and L.I. Trusov, Izvestya VUZov. Chernaya metallurgiya, 1, 49-53 (2004). (in Russ).
- 23 V.F. Korshak, Yu.A. Shanovalov, P.V. Mateichenko and I.A. Danilina, Metallofizika. Noveishie tekhnologiy, 30 (3), 385-396 (2008). (in Russ).
- 24 Yu.R. Kolobov and R.Z. Valiev Zernogranichnaya diffuzia i svoistva nanostrukturnykh materyalov, (Novosibirsk: Nauka, 2001), 232p. (in Russ).
- 25 J. Cizek, I. Prochazka, R. Kuzel and R. Islamgaliev, Mondtsh. Chem., 133 (6), 873-887 (2002).

Алдияров Э., Нұрмұқан Э., Жексен Ү., Оман З., Төреңай Ә.

Әл-Фараби атындағы Қазак ұлттық университеті,
Қазақстан, Алматы қ., e-mail: Abdurahman.Aldiarov@kaznu.kz

АЗОТ КРИОМАТРИЦАСЫНДАҒЫ ЭТАНОЛ НАНОКЛАСТЕРЛЕРІНІҢ ИҚ-СПЕКТРЛЕРІ

Берілген жұмыста криоматрицалық, оқшаулау әдісін қолдана отырып, газды фазадағы азот және этанолды метал төсетеекке (подложка) бірге конденсациялау кезінде пайда болатын этанол кластерлерінің құрылу процесстерін зерттеу нәтижелері көлтірілген. Өлшемдер камера дағы баставпқы қысымы 10^{-8} Торр, ал температурасы 16–40 К аралығында жүргізілді. Азот матрицасындағы этанолдың концентрациясы 0,5%-дан 3%-ға дейінгі аралықта болды. Азот матрицасындағы этанол молекулаларының құйлары жайлы ақпарат өзара байланыссыз қүйіндегі этанол молекулаларының тербелісіне сәйкес келетін жұту жолактарының амплитудаларының өзгерісін талдау арқылы алынды. Сондай-ақ қарастырылып отырған үлгідегі анти-конформды құйдегі этанол мономерлерінің немесе димерлерінің бар болу белгілеріне байланысты $\nu = 1259 \text{ cm}^{-1}$ жиіліктегі деформациялық $\delta(\text{OH})$ -жұтылу жолағы өлшенді. Азот және этанол қоспаларын конденсациялау процесі кезінде азот матрицасындағы этанол молекулаларының полигрегаттарының пайда болу барысына олардың шағылу спектрлерін талдай отырып қорытынды жасалынды.

Түйін сөздер: реконденсация, полигрегаттар, мономерлер, димерлер, криоматрица, ИҚ-спектр, этанол, криоконденсация.

Aldiarov A., Nurmukan A., Zhexen U., Oman Z., Torebai A.

Al-Farabi Kazakh National university,
Kazakhstan, Almaty, e-mail: Abdurahman.Aldiarov@kaznu.kz

IR spectra of ethanol nanoclusters in a nitrogen cryomatrix

This article presents the results of investigations the processes of formation and properties of ethanol clusters formed by the cryomatrix isolation method in the process of condensation of ethanol and nitrogen from the gas phase onto a cooled metal substrate. The measurements were performed in the temperature range of 12–40 K with an initial vacuum in the chamber of at least 10^{-8} Torr. The concentration of ethanol in nitrogen ranged from 0.5 to 3%. The method of obtaining information about the state of ethanol molecules in the nitrogen matrix is based on the analysis of the absorption amplitudes of the bands corresponding to the vibrations of the ethanol molecule in the unbound state. In particular, the absorption amplitude of the deformation $\delta(\text{OH})$ oscillation was measured at a frequency $\nu = 1259 \text{ cm}^{-1}$, which is a sign of the presence of monomers or dimers of ethanol in the object under consideration in the anti-conformal state. Based on the analysis of the reflection spectra, it is concluded that the nitrogen matrix contains ethanol polyaggregates formed during the condensation of a mixture of nitrogen and ethanol.

Key words: recondensation, polyaggregates, monomers, dimmers, cryomatrix, IR-spectr, ethanol, cryocondensates.

Алдияров А., Нурмукан А., Жексен Ү., Оман З., Төребай А.

Казахский Национальный университет имени аль-Фараби,
Казахстан, г. Алматы, e-mail: Abdurahman.Aldiarov@kaznu.kz

ИК-спектры нанокластеров этанола в криоматрице азота

В данной работе приведены результаты изучения процессов формирования и свойств кластеров этанола, образующихся методом криоматричной изоляции в процессе соконденсации из газовой фазы этанола и азота на охлажденную металлическую подложку. Измерения проведены в интервале температур 12–40 К при начальном вакууме в камере не хуже 10^{-8} Торр. Концентрация этанола в азоте составляла от 0,5 до 3%. В основе методики получения информации о состоянии молекул этанола в матрице азота лежит анализ амплитуд поглощения полос, соответствующих колебаниям молекулы этанола в несвязанном состоянии. В частности, измерялась амплитуда поглощения деформационного $\delta(\text{OH})$ -колебания на частоте $v = 1259 \text{ см}^{-1}$, которое является признаком присутствия в рассматриваемом объекте мономеров или димеров этанола в anti-конформном состоянии. На основе анализа спектров отражения делается вывод, что в матрице азота содержатся полигрегаты этанола, образовавшиеся в процессе конденсации смеси азота и этанола.

Ключевые слова: реконденсация, полигрегаты, мономеры, димеры, криоматрица, ИК-спектр, этанол, криоконденсация.

Кіріспе

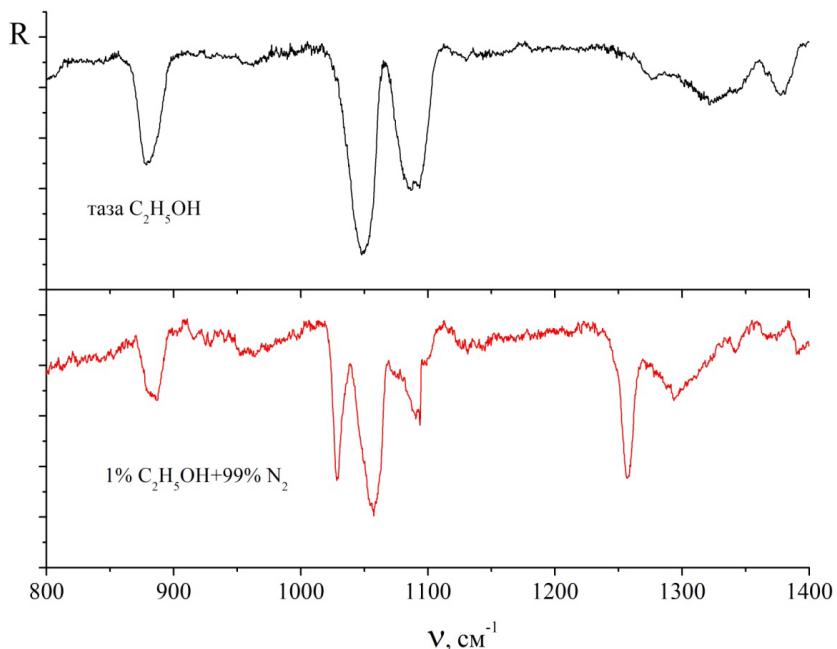
Сүтектібайланыспен криоконденсацияланған жүйелердегі өзіндік ұйымдастулар және релаксация процесстері маңызды қолданбалы мәнге ие және терең зерттелмеген, немесе көбіне фундаменталдік сипатты жағынан толық түсіндірлімеген құбылыстар мен фактілерден тұрады. Осындай қызықты объектілердің бірі қатты этанол. Этanolдың қатты фазасы ерекше полиморфты және полиморфты қасиеттерге ие заттардың қатарына жататыны белгілі [1-4]. Негізгі екі кристаллдық құйлерімен (пластикалық және моноклинді кристалл) қатар, этанол бірнеше аморфты түрлерде де бола алады, сонымен қатар аса салқындастылған «сұйық» қүйде де болады [5-10]. Осындай қүйлерінің арасындағы құрылымдық-фазалық түрлөндірілген болуы себебінен бұл зат соңғы 30 жылдан бері зерттеушілердің терең назарында.

Соңғы жылдары, зерттейтін үлгілері сұйық қүйден тез сұыту арқылы алынатын дәстүрлі зерттеулермен қатар, салқындастылған төсетекке газ қүйден конденсация жолымен қалыптасқан этanolдың криоконденсатталған үлдірлерінің қасиеттерін зерттеуге арналған жұмыстар қатары пайда болды. Сонымен, біз азот тотығы, су және этanolдың жұқа үлдірлерінің инфракызыл аймағындағы оптикалық қасиеттерін зерттедік, үлгілердегі термоынталандырылған құрылымдық түрлөндірілген тербеліс спектрлеріне әсерін анықтадық [11-13]. Бұл зерттеулердегі жаңа бағыт әр түрлі газдардың, дәлірек айтқанда, азоттың криоматрицаларындағы этanolдың әлсіз ерітінділерін зерттеу болып келеді [14].

Біздің зерттеулеріміздің басқа зерттеулерден айырмашылығы – азот криоматрицасындағы этанол концентрациясының айтарлықтай жоғары болуында [15-18]. Зерттеуіміздің негізгі аспектілерінің бірі матрицалық азоттың булауынан кейінгі төсетектері этанол молекулаларын реконденсациялау процесстерін зерттеу және пайда болған этанол реконденсаттарының оптикалық қасиеттерін анықтау болып табылады [19]. Молекулалары, аралық кезенде, яғни, азот матрицаында оқшаулануы және матрица элементі буланғаннан кейін өзіндік ұйымдасу процесі орын алады деген болжам болды. Сонымен қатар зерттеу барысында азот матрицасындағы этанол молекулаларының құйлері тұрақты еместігі анықталды, сублимацияға дейінгі қатты азоттың температурасын аз шамага көтеру этанол-азот екі компонентті үлдірдің тербеліс спектрлерінің өзгеруіне алып келді. Бұл құбылысты зерттеу нәтижелері осы мақалада көлтірілген.

Тәжірибе жүргізу және өлшеу әдістемесі

Азот матрицасындағы оқшауланған этанол молекулаларының құйлері туралы толық ақпаратты матрицадағы байланыспаған этанол молекулаларының тербелістеріне сәйкес жұту жолақтарының амплитудаларына ИК-спектрлік талдау жүргізе отырып алдық. 1-суретте таза этанол (жоғарғы спектр) және азот матрицасындағы концентрациясы $C = 1\%$ этanolдың әлсіз ерітіндісі (төменгі спектр) үлдірлерінің салыстырмалы жұту жолақтарының спектрлері көрсетілген.



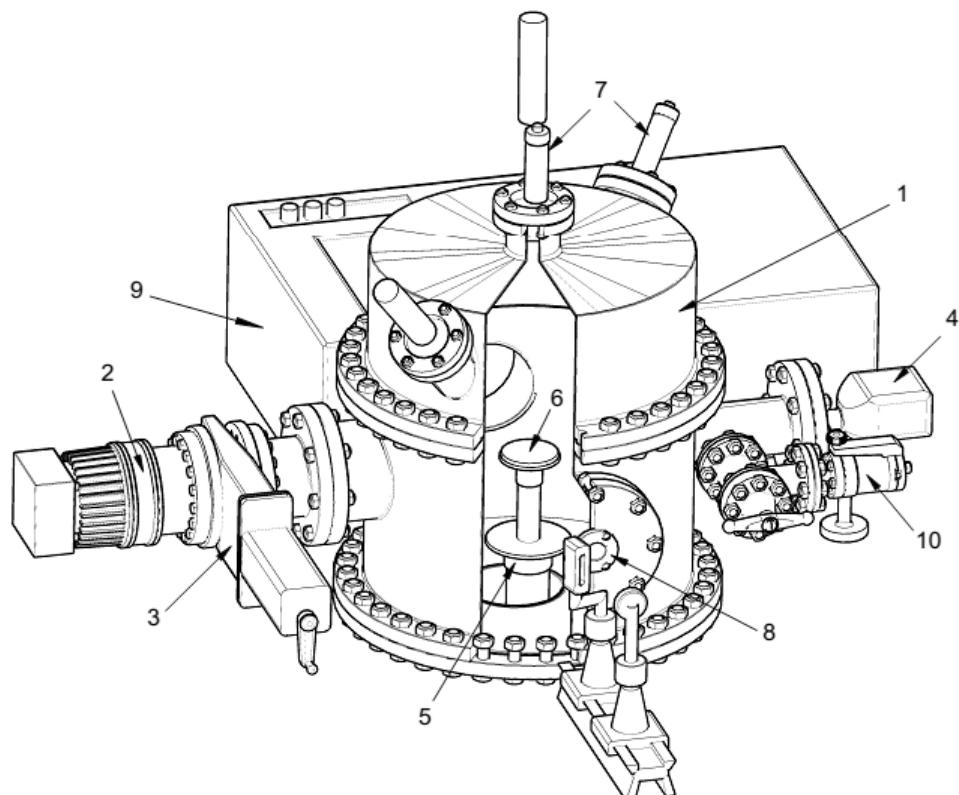
1-сурет – Азот матрицаындағы этанолдың әлсіз ертіндісі ($C=1\%$) мен таза этанол үлдірлерінің салыстырмалы спектрлері

1-суретте келтірілген спектрлер бір-бірімен салыстырғанда айтарлықтай ерекшеліктері көрініп тұр. Бізге азот матрицаындағы этанолдың квазиеркін молекулаларының тербелістеріне сәйкес келетін жұтылу жолақтарының болуы маңызды. $v=1057\text{ cm}^{-1}$ және 1260 cm^{-1} жиіліктегі сипаттамалы жұтылу жолақтары максимум болатын этанолдың квазиеркін молекулаларына сәйкес келеді. Олардың біріншісі OH-байланыстың деформациялық $\delta(\text{OH})$ және метил $r(\text{CH}_3)$ тобының айналмалы тербелістер комбинацияларына сәйкес тербелістерді сипаттайды. Ал $v=1260\text{ cm}^{-1}$ жиіліктегі жұтылу жолақтары [20] $\delta(\text{COH})$ -байланысына сәйкес деформациялық тербелісті сипаттайды. Бұл жолақтар таза этанол үлдірінің спектрінде мүлдем кездеспейді.

Агрегаттардың қалыптасуы барысындағы этанол молекулаларының циклдылыққа бейімділігін ескерсек, бұл жолақтар димерлерден үлкен өлшемді агрегаттар үшін жойылуы тиіс, себебі OH-байланысының тербелмелі еркіндік дәрежесі оның циклдылық кластер түзу процесіне қосылуына байланысты мүмкін емес болады. Осылайша, бұл жолақтар азот матрицаындағы этанолдың мономерлер мен димерлерінің бар болуымен түсіндіріледі. Жұтылу жолақтардың амплитудаларының өзгерісі этанол молекулаларының сутектік байланыста болатынын көрсетеді. Тәжірибе жүргізу барысында осы процестерді зерттей отырып, үлгідегі болып

жатқан өзгерістер туралы сөз айтуда болады. Бұл жұмыста негізгі жиілік ретінде $v=1260\text{ cm}^{-1}$ аламыз, бұл этанол молекуласының С-С-О-өсіне қатысты OH-байланыстың бүрыштық $\delta(\text{OH})$ тербелісіне сәйкес келеді.

Тәжірибелік зерттеулер 2-суретте көрсетілген әмбебап құрылғыда жүргізілді. Бұл тәжірибелік қондырығының ең басты функционалды элементі диаметрі және биіктігі 450 мм болатын вакуумдық камера болып табылады (1). Вакуумдық камерадағы қажетті қысым, камерамен шибер CFF-100 (3) арқылы жалғанған турбомолекулалық сорғының көмегімен Turbo-V-301 (2) алынады. Одан білек, вакуумдық камерадағы атмосфералық қысым алдын ала құрғақ спиральды насоспен SH-110 сорып алынады. Камерадағы вакуумның шекті мәні $P=10^{-8}$ Торр құрады. Тәжірибе барысында камерадағы қысым үнемі кең диапазонды қысым өлшегішпен FRG-700 (4) өлшеніп отырылды. Камераның төменгі бөлігінің ортасында Гиффорд-Мак-Магон микрокриогенді жүйесі орналасқан (5). Заттардың конденсацияланатын айналы төсөтек (6), микрокриогенді машинаның жоғары жағына бекітілген. Төсөтек мыстан жасалған, жұмыстышы беті күміспен қанталған. Төсөтектің диаметрі $d=60\text{ mm}$ және ең аз жұмысшы температурасы $T=12\text{ K}$. Төсөтек температурасы ДТ670-1.4 кремнийлік өлшегіш кадағының көмегімен үздіксіз қадағаланады.



2-сурет – Тәжірибелік қондырғының сұлбасы: вакуумды камера (1); вакуумды сорғыш Turbo-V-301 (2); вакуумдық шибер CFF-100 (3); қысым өлшегіш FRG-700 (4); Гиффорд-Мак-Магон рефрижераторы (5); төсетең (6); лазерлі интерферометр (7); ИК-спектрометрдің оптикалық каналы (8); ИК-спектрометр (9); камераға газ жіберу жүйесі (10)

Когеренттік сәуле көзі глобар – вакуумдық камераның сыртындағы ИК-спектрометрдің (8) оптикалық жолының алдыңғы жағында орналасқан. Үлдірдің қалындықтары және өсу жылдамдықтары екі сәулелі лазерлі интерферометрмен (7) көмегімен өлшенді. Инфрақызыл жұтылу спектрлері ИК-спектрофотометрдің (10) 400-4200 cm^{-1} жиілік аралығында тіркелді.

Тәжірибе жүргізу тәртібі келесідей болды. Вакуумдық камера $P=10^{-8}$ Торр-ға дейін сорып алынды және $T=12$ К-ге дейін салқынданылды. Газ жіберу жүйесі (9) көмегімен камераға қоспаның жұмысшы қысымы орнатылды және екі сәулелі лазерлік интерферометрдің көмегімен бақылай отырып, үлдірді криотұндыру процесі басталды. Үлгі қалындығы шамамен 25-30 мкм-ға жеткен кезде газ жіберу тоқтатылды және камерада қайтадан $P=10^{-8}$ Торр қысым орнатылды. Үлгінің тербеліс спектрін өлшеп, ИК спектрометрді $v=1260 \text{ cm}^{-1}$ бақылау жиілігінде орнатып, 30-40 мин бойы $T=16$ К конденсация температурасына тең тұрақты температурада интерферометр сигналы

өлшенді. Осылайша, уақыт бойынша тұрақты температурада үлгінің күйі қадағаланды. Ары қарай өлшеу екі әдіспен жүзеге асырылды, бірінші жағдайда үлгі температурасын 0,5-1 К-ге арттыра отырып, тұрақты температурада үлгі спектрлері тіркелініп отырды. Екінші жағдайда үлгінің температурасын 1,35-1,45 К/мин жылдамдықпен асыра отырып жүзеге асырылды.

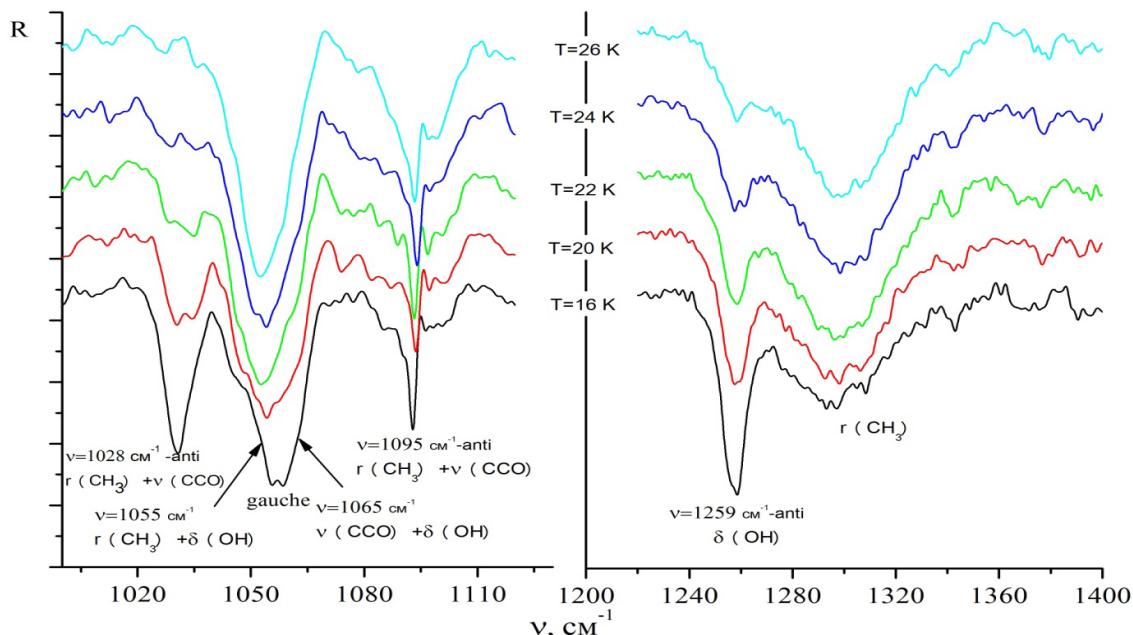
Нәтижелер

3 және 4-суретте температуралы $T=16$ К-нен $T=30$ К-ге дейін сатылап арттырған кездегі азот матрицасындағы этанолдың 1,0% және 3,0% ерітінділерінің айналмалы және валенттік тербелістері (сол жақта) мен С-С-О өсіне қатысты ОН-байланыстың деформациялық тербелістері (он жақта) комбинацияларының сипаттамалы спектрлері көрсетілген.

3-суретте берілген $v=1028 \text{ cm}^{-1}$ жиіліктегі жұту жолағының максимумы метил тобының $\text{r}(\text{CH}_3)$ валентті $\nu(\text{CCO})$ және айналмалы тербеліс-

теріне сәйкес келеді [20]. Бұл тербелістер этанол молекуласының трансконформды күйіне жатады. Центрлері $\nu=1055 \text{ см}^{-1}$ және 1065 см^{-1} жиіліктердегі жалпақ және айқын бейнелен-

ген жолактар СОН-байланыстың валенттік $\nu(\text{CCO})$ және айналмалы тербелістері мен $\delta(\text{OH})$ байланыстың деформациялық тербелістер комбинациясына сәйкес келеді.



3-сурет – Азот матрицасындағы этанолдың 1,0% ерітіндісінің 1020-1400 cm^{-1} жиіліктер аралығындағы тербеліспе спектрлері

Сондай-ақ, бұл тербелістер этанолдың гошконформды күйлеріне жатады [20, 21]. Яғни, $\nu=1090 \text{ см}^{-1}$ жиіліктегі жұту жолағының центрі метил тобының $r(\text{CH}_3)$ айналмалы және валентті тербелістерінің $\nu(\text{CCO})$ комбинациясына сәйкес келеді. Оларға димерлер ($\nu=1090 \text{ см}^{-1}$) мен мономерлерге ($\nu=1065 \text{ см}^{-1}$) жататын екі жіңішке жұту жолақтары тән.

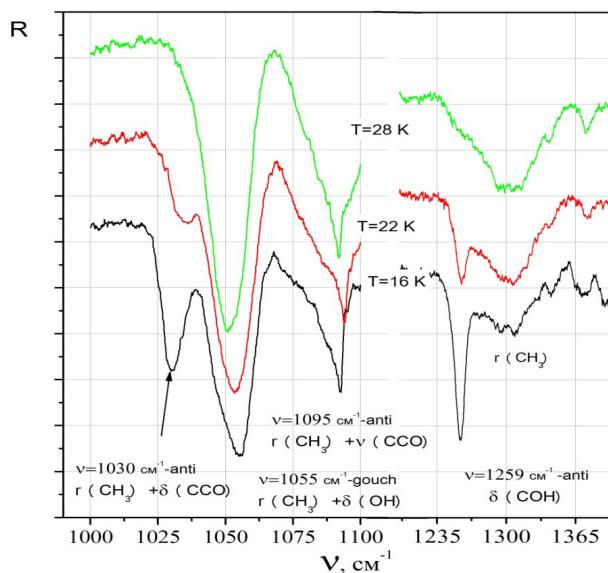
$\nu=1259 \text{ см}^{-1}$ жиіліктегі сипаттамалы жұту жолағы этанол молекуласының C-C-O өсіне қатысты ОН-байланыстың деформациялық тербелістеріне сәйкес келеді. Бұл жолақ жүйеде этанолдың квазиеркін молекулаларының немесе димерлерінің болуын білдіреді. $\nu=1300 \text{ см}^{-1}$ жиіліктегі жалпақ жолақ этанол молекуласының метил және метилен топтарындағы тежеулі айналмалы тербелістерін бейнелейді.

Азот матрицасындағы этанол мөлшері 3%-га тең үлдірдің спектрлері 4-суретте көрсетілген. 3 және 4-суреттерде салыстырмалы түрде келтірілген жиіліктерде жалпы ұқсастықтар болғанымен, температураларың артуына байланысты жұтылу жолақтарының амплитудаларында динамикалық өзгерістердің болуы айрықша көзге түседі. Бұл, этанолдың концентрациясының

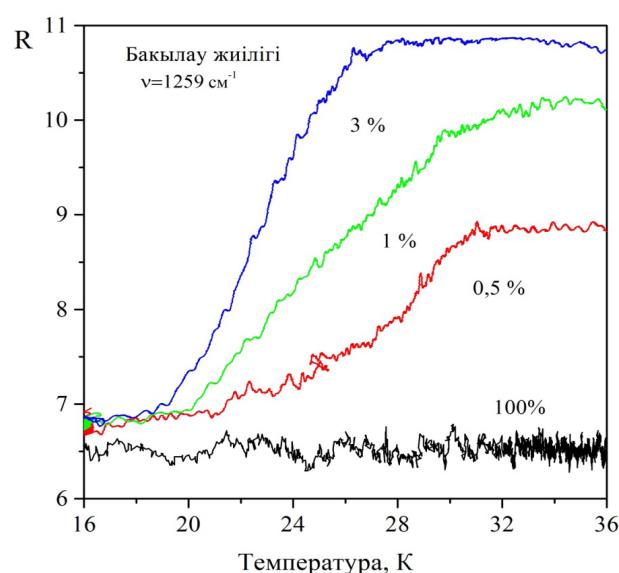
өзгеруімен түсіндіріледі. Азот матрицасындағы этанолдың мөлшерлілік тәуелділігін толығырақ зерттеу нәтижелері 5-суретте көрсетілген.

5-суретте азот матрицасындағы этанол молекуласының $\nu=1259 \text{ см}^{-1}$ жиіліктегі жұту амплитудасының термостимулданған өзгерісі бейнеленген. Бұл жолақ ОН-байланыстың еркін маятникті тербелістерімен байланысты. Бұл тербелістер этанол молекуласы еркін газ күйінде болғанда кездеседі. Одан бөлек, бұл тербелістер қатты этанолдың сутектік байланыссыз күйінде, яғни, этанол молекуласының басқа көршілес молекулаларымен протондық алмасу жасамайтын кезі деп есептейміз.

5-суретте көрініп тұрғандай, белгілі бір температурадан бастап матрица температурасының жоғарылауы маятникті тербелістер жиілігіндегі жұтылу амплитудаларының едәуір кемуіне, тіпті, толықтай жоғалуына әкеледі. Сонымен қатар этанолдың кейбір концентрациялары үшін бұл өзгерістер әр түрлі температураларда «старт алады» – үлгідегі этанолдың концентрациясы артқан сайын, этанол молекулаларының күйлерінің өзгеруінің басталу температурасы төмөн болады.



4-сурет – Азот матрицаындағы этанолдың 3,0% ертіндісің берілген жиілік диапазонындағы OH-байланыстың айналмалы, валентті және деформациялы тербеліс спектрлері



5-сурет – Азот матрицаындағы этанол мономерлерінің сипаттамалы тербеліс (1259cm^{-1}) спектрлерінің әр түрлі концентрацияда қызыдыру барысындағы өзгерістері

Жүргізілген зерттеу нәтижелері бойынша келесідей қорытындылар жасауға болады:

1. Азоттағы этанолдың әлсіз ертіндісін $T=16\text{ K}$ температурада конденсациялау процесі төсөтекте квазиеркін молекулаларға тән сипаттамалы жұту жолақтары бар этанол кластерлерінің түзілуімен жүреді. Ол кластерлер этанол молекулаларының квазиеркін құйіне сәйкес келеді.

2. Белгілі температурада (этанол концентрациясына тәуелді) квазиеркін тербеліс амплитудаларының кеміуі байқалады, сейкесінше, үлдірді қызыдыру барысында азот матрицаындағы этанол молекулаларының өзара байланысу дәрежесі өзгереді.

3. Этанол молекулаларының өзгерісін талдау, азоттың кристалдық құйде болатын температура аралығында жүзеге асады.

Жоғарыда жасалған қорытындылар бойынша келесідей сұрапттар туындаиды:

1. Квазиеркін молекулаларға тән тербелмелі жұту жолақтары бар этанол кластері не нәрсе?

2. Қатты азоттың кристалдық торларындағы квазиеркін этанол молекулаларының өзара әрекеттесу механизмі кандай?

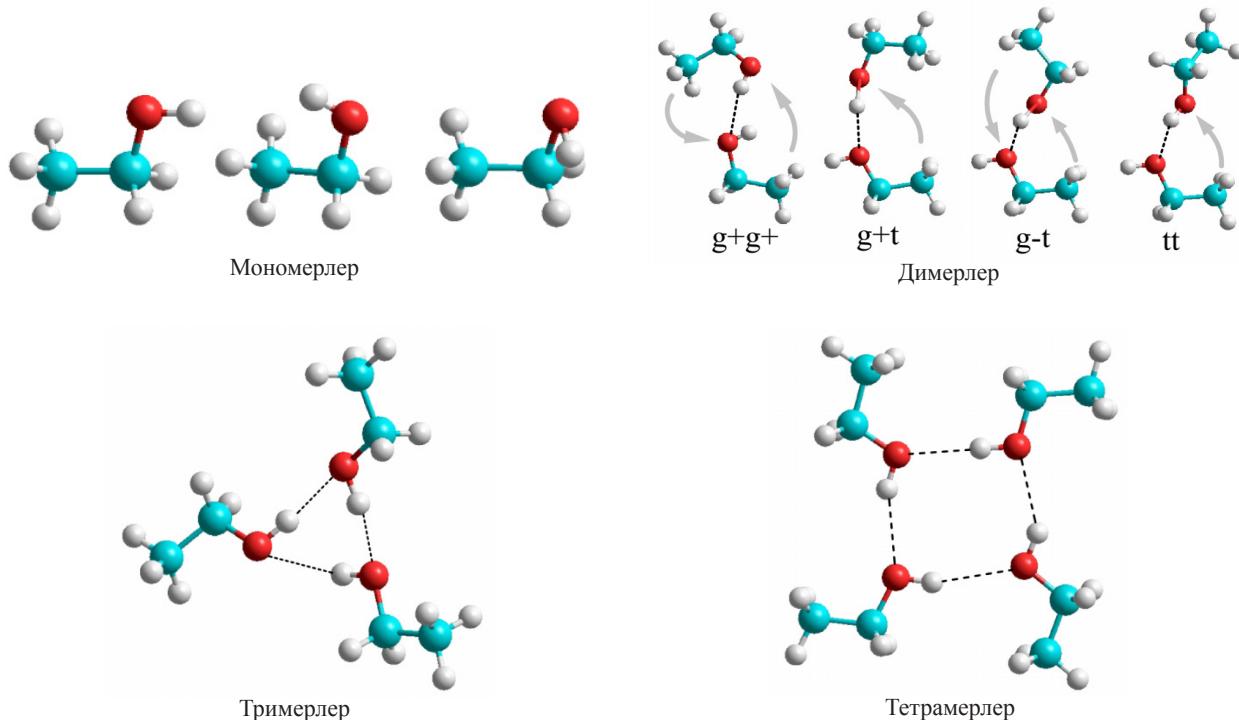
Талдау

Жасалған зерттеулерді талдай отырып, келесідей тұжырымдар жасаймыз: Ең алдымен, криоматрицағы объектілердің құйіне тал-

дау жасауға болады. [20-24]. Бұл талдаудың негізі 1259 cm^{-1} жиіліктегі жұту жолағының амплитудасының өзгерісі. Бұл жолақ OH-байланыстың еркін маятникті тербелістерімен байланысты. Бұл тербелістер этанол молекуласы еркін газ құйде болғанда пайда болады. Одан білек, бұл тербелістер қатты этанолдың сутектік байланыссыз құйінде, яғни, этанол молекуласының басқа көршілес молекулаларымен протондық алмасу жасамайды деп есептейміз. Ол екі жағдайда орындалуы мүмкін. Бірінші жағдай – этанол молекуласы оқшауланған жағдайда, яғни, матрицада қатырылған мономер, екінші жағдай этанолдың димерімен байланысты болуы мүмкін, бірақ димер сызықты болуы қажет, яғни молекулалардың тізбектеле орналасуы. Осылайша 1259 cm^{-1} жиіліктегі жұту жолағы қарастырылып отырған жүйеде этанолдың димерлері немесе мономерлері бар екенін көрсетеді. Қарастырылып отырған жолақтың аплитудасының өзгерісі, сәйкесінше этанолдағы мономерлер мен димерлерінің үлкенірек агрегаттарға бірігу процесінің журіп жатқанын білдіреді. 6-суретте осы байланыстардың түрлері көрсетілген, және ол келесідей түсіндіріледі. Берілген шарттар үшін азоттың сублимация температурасы шамамен $T = 38\text{K}$ тең. Қарастырылып отырған температура аралығында ($16\text{--}32\text{ K}$) қатты азот кристалдық құйде болады. О-H-байланыстағы деформациялық тербелістердің

амплитудасының өзгерісі азоттың сублимациялану температурасынан едәүір алыс температурада басталады. Сондай-ақ, амплитуданың айқын өзгерістері көрінетін температура мәндері этанолдың матрицаһы концентрациясына тәуелді, концентрация артқан сайын төмен температурада этанол молекулаларын сутектік байланыс бойынша байланыс пайда бола бастайды. [25] әдебиетте келтірлген мәліметтерге сәйкес, қарастырылып отырган температуралар аралығында азот матрицаһы катты күйде болады және құрылымдық өзгерістерге ұшырамайды. Осылайша, азот матрицаһындағы этанол молекулаларында мономерлер мен димерлер бар деп болжайтын болсақ, матрица температурасы артқан кезде матрицаһы өзі өзгермесе,

матрицаһы этанол мономерлері мен димерлерінің өзара әсерлесу сипаты қалай болады деген сұрақ туындейды. Басқа жағынан алып қарастырылып болсақ, этанол молекулаларының тербеліс спектрлерінің өзгерісін мономерлер мен димерлердің үлкенірек агрегаттарға бірігінен болады деп қабылдасақ, бұл процесс барлық квазиеркін молекулалар тербелістерін қамтуы тиіс. Дегенмен, бұл біз алған үлгілердің спектрлі сипаттамаларына сәйкес келмейді. З және 4 суреттен көріп түрғандай үлдір температурасының артуы $\nu=1259 \text{ см}^{-1}$ жиіліктегі C-C-O өсіне қатысты O-H-байланыстың деформациялық тербелістеріне сәйкес жұту жолағының амплитудасының өзгерісіне алып келеді.



6-сурет – Этанол полиягрегатының негізгі түрлері

Сондай-ақ, жоғарыда аталған жұтылу жолақтарынан басқа, матрицаһы қыздырған кезде өзгеріс айырмашылықтары ерекше болатын жұтылу жолақтар тобы бар. Солардың ішінен центрлары $\nu=1055 \text{ см}^{-1}$ және 1065 см^{-1} жиіліктегі жататын, $\delta(\text{OH})$ байланыстың деформациялық, валенттік $\nu(\text{CCO})$ және айналмалы $r(\text{CH}_3)$ тербелістеріне комбинациясына сәйкес келетін жұту жолақтары ерекше қызығушылық тудырады. Бұл тербелістер этанолдың гош-

конформ күйіне сәйкес келеді [17]. Аталған жұту жолақтарының пайда болуына азот матрицаһының температурасы жоғарылаған кезде амплитудасы $\nu=1259 \text{ см}^{-1}$ жиіліктегі «таза түрде» бірден төмендейтін, $\delta(\text{OH})$ байланыстың деформациялық тербелістері қатысады. Ал біз қарастырып отырган тербелістердің амплитудалары температура артқанда көрісінше аттады, бұл жұту жолақтарының аздал кеңейіп қосылуына әкеледі. Бұл матрицаһы қыздыру

барысында берілген тербеліске қатысатын молекула санының көбеюін көрсетуі мүмкін. Матрицаны қыздыру барысында центрі $v=1095 \text{ см}^{-1}$ жиіліктегі жұтылу жолағы да мүлдем өзгермейді. Бұл жолақ метил тобының $r(\text{CH}_3)$ айналмалы тербелістері мен $v(\text{CCO})$ валентті тербелістерінің комбинациясынан тұратын этанолдың трансконформды мономерлеріне сәйкес келеді [20]. Осылайша, 3 және 4-суреттерде көрсетілген жұту жолақтарын матрицаны қыздыру барысындағы байқатқан өзгерістеріне қарай, тұбебейлі өзгеретін және мүлдем өзгермейтін деп екі топқа бөлуге болады.

Көбінесе метильді топтың $r(\text{CH}_3)$ айналмалы тербелістермен валентті тербелістер $v(\text{CCO})$ комбинациясынан тұратын жұту амплитудасы $v=1095 \text{ см}^{-1}$ жиіліктегі өзгермейді және $v=1028 \text{ см}^{-1}$ жиіліктегі лезде азаяды. Және матрицаны қыздыру барысында $v=1028 \text{ см}^{-1}$ жиілігіндегі $\delta(\text{OH})$ -байланыстың деформациялы тербелістерінің жұтылу амплитудасының азауына осы $\delta(\text{OH})$ -байланыстың деформациялы тербелісі бар айналмалы және валентті $v(\text{CCO})$ тербелістердің комбинацияларының әрекеті қарама-қарсы болып келеді. Бұл жерден үлгідегі спектральді өзгерістер матрицадағы оқшауланған этанол молекулаларының мономерлері мен димерлерінің өзара әрекеттеріне байланысты емес деген қорытындыға келуге болады.

Жасалған тәжірибелерді талдай отырып, тербелістер спектрлеріндегі байқалған қарама-қайшылықтарды келесідей түсіндіруге болады.

1. Азот пен этанол қоспаларын конденсациялау нәтижесінде алынған азот пен этанол әлсіз ерітіндісінің сипаттамалы шағылу спектрлері үлгіде этанол молекулаларының ірі полигрегатарының жеткілікті мөлшерде болуымен түсіндіріледі.

2. Полиагрегаттар түзетін этанол молекулаларының бөлігі көршилес молекулалармен сутектік байланыста болмауы мүмкін. Осылайша олар жұтылу жолақтарының күйіне сәйкес квазиеркін этанол молекулаларының жиынтығын құрады. Бұл байланыспаған квазиеркін молекулалардың көп бөлігі кластердің беткі аймағында орналасады деп айтуда болады.

3. Этанолдың трансконформды тербелістеріне сәйкес келетін $v=1259 \text{ см}^{-1}$ жиіліктегі жұтылу амплитудасының азауы қыздыру барысында транс-gauche конверсиясының транс-құраушылар концентрацияларының азауымен дәл келетіндігін көрсетеді. Бұл этанолдың молекулаларың байланыс процесіне кірмейтін, бірақ этанолдың трансконформды тербелістеріне жататын $v=1028 \text{ см}^{-1}$ жиілігіндегі жұтылу амплитудасының азауын білдіреді. Яғни, бакыланып отырган жұтылу амплитудасының кішірео себебі этанол молекулаларының трансконформды күйлерінің сандарының кемуінен болады.

4. Азоттағы этанол концентрацияларының артуы этанол полиагрегатарының өлшемдерінің үлкеюіне әкеледі, бұл өз кезегінде беттегі молекулалар санының азайып, кластер көлеміндегі молекулалар санының артуына алып келеді. Бұл $\delta(\text{OH})$ -байланыс тербелістерінің жұтылу амплитудасының салыстырмалы түрде кемуінен байқалады. Сонымен қатар, релаксациялық процесстер (транс-gauche-конверсия) этанол концентрацияларының өсуіне байланысты аса төменгі температураларда «бастау» алады. Бұл этанол молекулаларының метастабилді байланыспаған трансконформды күйлерінің тұрақсыз болатындығын білдіреді.

Зерттеу Қазақстан Республикасының Білім және ғылым министрлігінің AP05130123 гранттық қаржылай қолдауымен жүргізілді.

Әдебиеттер

- 1 Haida O., Suga H. and Seki S. Calorimetric study of the glassy state XII. Plural glass-transitions phenomena of ethanol // J. Chem. Thermodynamics. – 1977. – V. 9. – P. 1133.
- 2 Ediger M.D., Angell C.A., Nagel S.R. Supercooled Liquids and Glasses // J. Phys. Chem. – 1996. – V. 100. – P. 13200-13212.
- 3 Ramos M., Viera S., Bermejo F., Dawidowski J., Fischer H., Schober H., Gonzales H., Loong C. and Price D. Quantitative Assessment of the Effects of Orientational and Positional Disorder on Glassy Dynamics // Phys. Rev. Lett. – 1997. – V. 78. – №1. – P. 82-85.
- 4 Gonzalez M.A., Bermejo F.J., Enciso E. and Cabrillo C. Hydrogen bonding in condensed-phase alcohols: some keys to understanding their structure and dynamics // Philos. Mag. – V. 84. – №13-16. – P. 1599-1607.
- 5 Ramos M.A., Shmyt'ko I.M., Arnautova E.A., Jimenez Rioboro R.J., Rodriguez-Mora V., Vieira S. and Capitain M.J. On the phase diagram of polymorphic ethanol: Thermodynamic and structural studies // J. Non-Cryst. Solids. – 2006. – V. 352. – №42-49. – P. 4769-4775.

- 6 Talon C., Ramos M., Vieira S., Guello G., Bermejo F., Griado A., Senent M., Bennington S., Fischer H. and Schober H. Low-temperature specific heat and glassy dynamics of a polymorphic molecular solid // Phys. Rev. B. – 1998. – V. 58. – №2. – P. 745-755.
- 7 Talon C., Ramos M. and Vieira S. Low-temperature specific heat of amorphous, orientational, glass, and crystal phases of ethanol // Phys. Rev. B. – 2002. – V. 66. – P. 012201.
- 8 Criado A., Jimenez-Ruiz M., Cabrillo C., Bermejo F.J., Fernandez-Perea R., Fischer H.E. and Trouw F.R. .Rotational dynamics in the plastic-crystal phase of ethanol: Relevance for understanding the dynamics during the structural glass // Phys. Rev. B. – 2000. – V. 61. – P. 12082.
- 9 Matthiesen Jesper, Smith R. Scott and Kay Bruce D. Crystallization kinetics and excess free energy of H₂O and D₂O nanoscale films of amorphous solid water // J. Phys. Chem. Lett. – 2011. – V.2. – №6. – P. 557–561.
- 10 Cabrillo C., Bermejo F. J., Jimenez-Ruiz M., Fernandez-Diaz M. T., Gonzalez M.A. and Martin y Marero D. Partial ordering of supercooled liquid ethanol into a rotator-phase crystal as an entropy-driven transition // Physical Review B. – 2001. – V. 64. – №6. – P. 252-255.
- 11 Дробышев А.С., Атапина Н.В., Гарипглы Д.Н., Максимов С.Л., Самышкин Е.А. ИК спектры и структура криоконденсаторов паров воды // Физика Низких Температур. – 1993. – Т. 19. – В. 5. – С. 567-569.
- 12 Гарипглы Д.Н., Дробышев А.С. О некоторых особенностях криоконденсации закиси азота // Физика Низких Температур. – 1990. – Т. 16. – В. 7. – С. 936-938.
- 13 Дробышев А., Алдияров А., Жумагалиулы Д., Курносов В., Токмодин Н. Термостимулированные превращения в криовакуумных льдах воды // Физика Низких Температур. – 2007. – Т. 33. – В. 4. – С. 479-487.
- 14 Aldiyarov A., Aryutkina M., Drobyshev A., Kaikanov M. and Kurnosov V. Investigation of dynamic glass transitions and structure transformations in cryovacuum condensates of ethanol // Fiz. Nizk. Temp. – 2009. – V. 35. – №4. – P. 333-338.
- 15 Tobias N Wassermann and Martin A Suhm, The Journal of Physical Chemistry A, 114(32), 8223-33, (2010) -22
- 16 Hirabayashi Shinichi, Ohno Kayo, Abe Hisashi and Yamada Koichi M.T. Infrared spectra of the water-nitrogen complexes (H₂O)_n-(N₂)_n (n = 1-4) in argon matrices // J. Chem. Phys. 2005. – V. 122. – №19. – P. 194506.
- 17 Hirabayashi Shinichi, Ohno Kayo, Abe Hisashi and Yamada Koichi M.T. Infrared spectra of water clusters in krypton and xenon matrices // J. Chem. Phys. 2005. – V. 122. – №24. – P. 244501.
- 18 Tursi Anthony J. and Nixon Eugene R. Infrared Spectra of Matrix-Isolated Hydrogen Sulfide in Solid Nitrogen // J. Chem. Phys. – 1970. – V. 52. – №2. – P. 518-521.
- 19 Дробышев А., Алдияров А. ИК-спектроскопия этанола, образованного реконденсацией из криоматрицы азота // Физика Низких Температур. – 2011. – Т. 37. – №8. – С. 903-911.
- 20 Coussan S., Bouteiller Y. and Perchard J.P. Rotational Isomerism of Ethanol and Matrix Isolation Infrared Spectroscopy // J. Phys. Chem. – 1998. – V. 102. – №29. – P. 5789.
- 21 Larsen R.W., Zielke P. and Suhm M. Hydrogen-bonded OH stretching modes of methanol clusters: a combined IR and Raman isotopomer study // J. Chem. Phys. – 2007. – V. 126. – №19. – P. 194307.
- 22 Wasserman T. and Suhm M. Ethanol Monomers and Dimers Revisited: A Raman Study of Conformational Preferences and Argon Nanocoating Effects // The Journal of Physical Chemistry A. – 2010. – V. 114. №32. – P. 8223-3.
- 23 Zielke P. and Suhm M. Concerted proton motion in hydrogen-bonded trimers: A spontaneous Raman scattering perspective // Chemical Physics. – 2006. – V. 8. – №24. – P. 2826-30.
- 24 Luck W.A.P. and Schrems O. Infrared matrix isolation studies of self-association of methanol and ethanol: proof of cyclic dimers // J of Molecular Structure. – 1980. – V. 60. – P. 333-336.
- 25 Manzhelii V.G. and Freiman Y.A. Physics of Cryocrystals. – AIP Publishing. – New York, 1997.

References

- 1 O. Haida, H. Suga, and S. Seki, J. Chem. Termodyn., 9, 1133 (1977).
- 2 M.D. Ediger, C.A. Angell, Sidney, and R. Nagel, J. Phys. Chem., 100, 13200 (1996).
- 3 M. Ramos, S. Viera, F. Bermejo, J. Davidowski, H. Fischer, H. Schober, H. Gonzales, C. Loong, and D. Price, Phys. Rev., 78, 82 (1997).
- 4 M.A. Gonzalez, F.J. Bermejo, E. Enciso, and C. Cabrillo, Philos. Mag. 84, 1599 (2004)
- 5 M.A. Ramos, I.M. Shmyt'ko, E.A. Arnaudova, R.J. Jimernez Rioboro, V. Rodriguez-Mora, S. Vieira, and M.J. Capitarn, J. Non-Cryst. Solids, 352, 4769 (2006).
- 6 C. Talon, M. Ramos, S. Vieira, G. Guello, F. Bermejo, A. Griado, M. Senent, S. Bennington, H. Fischer, and H. Schober, Phys. Rev. B, 58, 745 (1998).
- 7 C. Talon, M. Ramos, and S. Vieira, Phys. Rev. B, 66, 012201 (2002).
- 8 A. Criado, M. Jimenez-Ruiz, C. Cabrillo, F.J. Bermejo, R. Fernandez-Perea, H.E. Fischer, and F.R. Trouw, Phys. Rev. B, 61, 12082 (2000).
- 9 Jesper Matthiesen, R. Scott Smith, and Bruce D. Kay, J. Phys. Chem. Lett., 2(6), pp 557–561 (2011).
- 10 C. Cabrillo, F. J. Bermejo, M. Jimenez-Ruiz, M. T. Fernandez-Diaz, M. A. Gonzalez, and D. Martin y Marero, Phys. Rev. B, 64(6), 252-255 (2001).
- 11 A.S. Drobyshev, N.V. Atapina, D.N. Garipogly, S.L. Maksimov, Ye.A. Samyshkin, FNT, 19, 567 (1993). (in Russ)
- 12 D.N. Garipogly, A.S. Drobyshev, FNT 16, 936 (1990). (in Russ)
- 13 A. Drobyshev, A. Aldiyarov, D. Zhumagaliuly, V. Kurnosov, N. Tokmoldin, FNT, 33, 479, (2007). (in Russ)

- 14 A. Aldiyarov, M. Aryutkina, A. Drobyshev, M. Kaikanov, and V. Kurnosov, *Fiz. Nizk. Temp.*, 35, 333, (2009).
- 15 Tobias N Wassermann and Martin A Suhm, *The Journal of Physical Chemistry A*, 114(32), 8223-33, (2010)
- 16 Shinichi Hirabayashi, Kayo Ohno, Hisashi Abe, and Koichi M.T. Yamada, *J. Chem. Phys.* 122, 194506, (2005).
- 17 Shinichi Hirabayashi and Koichi M.T. Yamada, *J. Chem. Phys.*, 122, 244501, (2005).
- 18 Anthony J. Tursi and Eugene R. Nixon, *J. Chem. Phys.*, 52, 1521, (1970).
- 19 A. Drobyshev, A. Aldiyarov, *FNT* 37, 903, (2011). (in Russ)
- 20 S. Coussan, Y. Bouteiller, and J.P. Perchard, *J. Phys. Chem. A*, 102, 5789, (1998).
- 21 R. Larsen, Ph. Zielke, and M. Suhm, *J. Chem. Phys.*, 126, 194307, (2007).
- 22 T. Wasserman and M. Suhm, *J. Chem. Phys. A*, 114, 8223, (2010).
- 23 P. Zielke and M. Suhm, *Chem. Phys.*, 8, 2826, (2006).
- 24 W.A.P. Luck and O. Schrems, *J. Mol. Struct.*, 60, 333, (1980).
- 25 V.G. Manzhelii and Y.A. Freiman, *Physics of Cryocrystals*, AIP, New York, (1997).

4-бөлім

**ЖЫЛУ ФИЗИКАСЫ ЖӘНЕ
ТЕОРИЯЛЫҚ ЖЫЛУ ТЕХНИКАСЫ**

Section 4

**THERMAL PHYSICS AND
THEORETICAL THERMAL ENGINEERING**

Раздел 4

**ТЕПЛОФИЗИКА И
ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ТЕПЛОТЕХНИКА**

МРНТИ 29.27.51

Мессерле В.Е.^{1,2}, Устименко А.Б.^{2*}, Славинская Н.А.³, Ситдиков Ж.Ж.²

¹Институт проблем горения, Казахстан, г. Алматы

Институт теплофизики им. С.С. Кутутеладзе СО РАН, Россия, г. Новосибирск,

²ТОО «Плазматехника R&D», Институт экспериментальной и теоретической физики,

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

³Gesellschaft für Anlagen- und Reaktorsicherheit (GRS) GmbH, Германия, г. Гарчинг,

*e-mail: ust@physics.kz

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ПЛАЗМЕННОЙ ГАЗИФИКАЦИИ ОТХОДОВ СЕЛЬСКОГО ХОЗЯЙСТВА

Настоящая статья посвящена термодинамическому моделированию процесса плазменной переработки ОСХ. Термодинамический анализ процесса плазменной переработки отходов выполнен с использованием универсальной программы термодинамических расчетов TERRA. В работе под ОСХ подразумеваются экскременты сельскохозяйственных животных (навоз). Для исследований используется высушенный смешанный навоз (кизяк влажностью 30%) от крупного рогатого скота. Термодинамические расчеты показали, что при плазменной газификации и пиролизе ОСХ производится высококалорийный горючий газ с выходом синтез-газа 65,2 и 68,5%, соответственно. При этом вредные компоненты не выявлены. Плазменный газификатор позволяет эффективно перерабатывать различные типы ОСХ в высококалорийный энергетический газ, состоящий в основном из синтез-газа, и нейтральный шлак. Разработана технологическая схема процесса плазменной переработки ОСХ. На предложенной плазменной установке, реализующей эту схему, в зависимости от состава ОСХ, из 1 кг можно получить до 1,7 м³ сухого энергетического газа. При этом его калорийность будет изменяться от 8500 до 9300 МДж/м³. Состав энергетического газа составит, об.-%: Н₂ – 35-39, СО – 29-31, СО₂ – 4-6, Н₂ – 10-14, Н₂O – 13-18. Такой газ может быть использован в качестве рабочего тела высокоэффективных электрогенераторов нового поколения, включая твердооксидные топливные элементы или в качестве исходного сырья для получения синтетических моторных топлив (метанол, диметилэфир).

Ключевые слова: отходы сельского хозяйства, плазменная переработка, газификация, пиролиз, синтез-газ, плазменный газификатор.

Messerle V.E.^{1,2}, Ustimenko A.B.^{2*}, Slavinskaya N.A.³, Sitzdikov Zh.Zh.²

¹Combustion problems Institute, Kazakhstan, Almaty,

Kutateladze Institute of Thermophysics SB RAS, Russia, Novosibirsk, Plasmatechnics R&D LLC,

²Institute of Experimental and Theoretical Physics Al-Farabi Kazakh National University, Kazakhstan, Almaty,

³Gesellschaft für Anlagen- und Reaktorsicherheit (GRS) GmbH, Germany, Garching,

*e-mail: ust@physics.kz

Thermodynamic analysis of plasma gasification of agricultural waste

This paper is devoted to the thermodynamic modelling of AW plasma-processing. The thermodynamic analysis of the waste plasma processing was performed using the universal program of thermodynamic calculations TERRA. In the work under the AW means the excrement of farm animals (manure). For research, dried mixed manure (dung with 30% moisture content) from cattle is used. Thermodynamic calculations showed that during plasma gasification and pyrolysis of AW, high-calorie combustible gas is produced with a synthesis gas yield of 65.2 and 68.5%, respectively. No harmful components were

detected. Plasma gasifier will allow to effectively process various types of AW into high calorific energy gas, consisting mainly of synthesis gas, and into neutral slag. The technological scheme of AW plasma processing has been developed. Using proposed plasma plant that implements this scheme, depending on the composition of the AW, up to 1.7 m³ of dry energy gas can be obtained from 1 kg of AW. At the same time, its calorific content will vary from 8500 to 300 MJ/Nm³. The composition of the energy gas will be following, vol. %: H₂ – 35-39, CO – 29-31, CO₂ – 4-6, N₂ – 10-14, H₂O – 13-18. Such gas can be used as a working medium of highly efficient electric generators of a new generation, including solid oxide fuel cells or as a raw material for the production of synthetic motor fuels (methanol, dimethylether).

Key words: agricultural waste, plasma processing, gasification, pyrolysis, synthesis gas, plasma gasifier.

Мессерле В.Е.¹², Устименко А.Б.^{2*}, Славинская Н.А.³, Ситиков Ж.Ж.²

¹Жану мәселелері институты, Казахстан, Алматы қ.

С.С. Кутутеладзе атындағы «Жылу физикасы институты», СБ РГА, Ресей, Новосибирск қ.

²ЖКШС «Плазматехника R&D», Эксперименттік және теориялық физика ФЗИ,
Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университетінің, Қазақстан, Алматы қ.

³Gesellschaft für Anlagen-und Reaktorsicherheit (GRS) GmbH, Германия, Гарчинг қ.,
*e-mail: ust@physics.kz

Ауыл шаруашылық қалдықтарын плазмалық газдандырудын термодинамикалық анализі

Бұл мақала АШҚ плазмалық өндеу процесін термодинамикалық модельдеуге арналған. Қалдықтарды плазмалық өндеудің термодинамикалық анализі, TERRA термодинамикалық есептеуге арналған әмбебап бағдарламасы көмегімен орындалды. Жұмыс барысында АШҚ ретінде ауыл шаруашылық жануарларының экскременттері (көн) қарастырылды. Зерттеу барысында ірі қара малдың құргақ, арасқан көні (30% ылғалдылығы бар көн) қолданылды. Термодинамикалық есептеулер көрсеткендей, АШҚ-ын плазмада газдандыру және пиролиз кезінде, шығысында 65,2 және 68,5% синтез-газ беретін, жоғары калориялы жанғыш газ өндіріледі. Зерттеу барысында ешқандай қауіпті компонеттер анықталмады. Плазма газификаторы, синтез-газдан және бейтарап шлактан тұратын, АШҚ-дың әртүрлі типтерінен жоғары калориялы энергетикалық газ өндіруге мүмкіндік береді. АШҚ-ды плазмалық өндеу процесінің блок-схемасы әзірленді. Ұсынылған плазмалық қондырғы негізінде, АШҚ құрамына байланысты, 1 кг қалдықтан 1,7 м³ дейін құргақ энергетикалық газ алуға болады. Сонымен қатар, оның калория мөлшері 8500 ден 9300 МДж/нм³-ге дейін өзгереді. Энергетикалық газ құрамы, пайызбен болады %: H₂ – 35-39, CO – 29-31, CO₂ – 4-6, N₂ – 10-14, H₂O – 13-18. Мұндай газ, жаңа синтетикалық мотор отындарын (метанол, диметилометр) өндіру үшін шикізат ретінде және қатты оксидті отын элементтерін қоса қарастырғанда, жаңа буынның жоғары тиімді электр генераторларының жұмыс отыны ретінде пайдаланылуы мүмкін.

Түйін сөздер: ауыл шаруашылық қалдықтары, плазмалық өндеу, газдандыру, пиролиз, синтез-газ, плазма газификаторы.

Введение

Интенсивное индустриальное развитие повышает потребности в энергоресурсах, которые на сегодняшний день в мире составляют 12–15 млрд.т. условного топлива [1-3]. Энергопотребление покрывается за счет использования следующих источников энергии: угля, нефти, газа, атомной энергии и возобновляемых источников энергии. Несмотря на постоянный рост потребления топлив, осуществляется системный поиск альтернативных источников энергии (энергия солнца, ветра, приливов, отливов и отходов). Бытовые, промышленные и сельскохозяйственные отходы являются основным альтернативным энергоносителем. Поиск альтернативных энергоносителей является актуальной мировой

проблемой [4]. С одной стороны, это связано с большими затратами на производство традиционных энергоносителей и истощением их месторождений, а с другой стороны с резким ухудшением экологической обстановки в мире. В ряде случаев в связи с постоянным ростом цен на нефть, газ и уголь, получение альтернативного топлива из углеродсодержащих отходов (твёрдые бытовые отходы, медико-биологические отходы, растительная масса, продукты жизнедеятельности животных) становится все более актуальным и рентабельным. Актуальность этого направления подтверждается выходов в свет справочника по термическому обезвреживанию отходов [5].

Более пятидесяти лет ведется интенсивное изучение возможностей производства топлива

из биомассы, включая ее пиролиз и газификацию [6-10]. Уже сейчас некоторые виды промышленности используют биомассу в качестве источника энергии. В агропромышленном комплексе после обработки и подготовки продуктов к реализации остается большое количество отходов. Значительную часть этих отходов дают птицефабрики и животноводческие предприятия, в основном в виде птичьего помета и навоза. При небольшом количестве эти отходы могут даже положительно влиять на окружающую среду. Но огромное их количество и нерациональное использование может иметь и отрицательные последствия для экологии [11-13]. Для предотвращения этого негативного влияния необходимо утилизировать отходы сельского хозяйства, например в виде топливного газа.

Из нетрадиционных источников энергоресурсов биогаз вызывает значительный интерес во всем мире. В основе технологий по его производству лежат сложные природные процессы биологического разложения органических веществ в анаэробных условиях под воздействием бактерий. Биогаз является альтернативным энергетическим топливом. Он состоит из метана (до 50-87%) и диоксида углерода (13-50%). Продукты сгорания биогаза можно использовать в качестве рабочего тела в парогазовой установке для выработки электрической и тепловой энергии. Однако процесс получения биогаза весьма длительный (до 12 суток), а установки для получения биогаза из отходов животноводства характеризуются низкой производительностью (до 100 м³ на одну тонну отходов) [6-8, 14]. Несмотря на сложный технологический цикл получения биогаза из отходов животноводства малые биогазовые установки активно создаются в мире. Так, больше всех биогазовых установок создано в Китае (около 40 млн.) с общей производительностью более 7 млрд. куб. метров биогаза в год.

Потенциал биогазовой индустрии Германии оценивается в 100 млрд. кВтч электроэнергии к 2030 году, что будет составлять около 10% от потребляемой страной энергии. Стоимость биогаза составляет 0,4-0,5 Евро за 1 литр в бензиновом эквиваленте.

Плазмохимическая переработка отходов агропромышленного комплекса позволяет интенсифицировать процесс получения топливного газа, состоящего в основном из синтез-газа (CO+H₂), и резко повысить производительность установки (в 150-200 раз по сравнению с биогазовыми установками) [15-19]. Это достигается за счет высокой температуры в плазменном газификаторе и многократного снижения времени переработки отходов. Получаемый в результате плазмохимической переработки отходов синтез-газ может быть использован в качестве рабочего тела высокоеффективных электрогенераторов нового поколения, включая твердооксидные топливные элементы [20, 21] или в качестве исходного сырья для получения синтетических моторных топлив (метanol, диметилэфир).

Основным элементом плазменного газификатора для переработки отходов сельского хозяйства (ОСХ) является электродуговой плазмотрон, генерирующий термическую воздушную плазму с температурой до 5000 К [22, 23]. При этой температуре полностью разлагаются любые сложные органические и неорганические соединения до атомов и ионов. Главная отличительная особенность плазменной газификации ОСХ заключается в значительной интенсификации процесса деструкции отходов, который протекает за весьма короткий промежуток времени (0,1-0,3 с). Другая существенная особенность плазменной технологии переработки и уничтожения отходов заключается в отсутствии каких-либо высокомолекулярных токсичных соединений в продуктах термохимических превращений.

Таблица 1 – Химический состав ОСХ, масс.%

ОСХ	H ₂ O	Органическое вещество	N	P ₂ O ₅	K ₂ O	CaO	MgO
Навоз	71,4	26,75	0,5	0,25	0,6	0,35	0,15
Кизяк	30,0	65,47	1,22	0,61	1,47	0,86	0,37

В настоящей работе под ОСХ подразумеваются экскременты сельскохозяйственных животных (навоз). Для исследований используется высушенный смешанный навоз (кизяк влажностью 30%) от крупного рогатого скота, лошадей, овец, коз и свиней. Средний состав (ОСХ) представлен в таблице 1 [24, 25]. Органическое вещество навоза представляет собой в основном целлюлозу ($(C_6H_{10}O_5)_n$) с небольшим содержанием органической серы.

Ниже представлены результаты термодинамического анализа процесса плазмохимической переработке ОСХ и технологическая схема процесса на базе плазменной установки для пиролиза и газификации ОСХ.

Термодинамический анализ

Для термодинамического анализа процесса газификации ОСХ использовалась универсальная программа термодинамических расчетов TERRA. Она была создана для расчетов высокотемпературных процессов и, в отличие от традиционных термохимических методов расчета равновесия, которые используют энергию Гиббса, константы равновесия и закон действующей массы Гульдберга и Бааге, программа TERRA основана на принципе максимизации энтропии для изолированных термодинамических систем, находящихся в равновесии. Программа TERRA имеет собственную базу данных по термохимическим свойствам для 3000 химических веществ в температурном диапазоне от 300 до 6000 К [26].

В расчетах использовался следующий состав ОСХ (кизяка), масс.%: H_2O – 30, C – 29,07, H – 4,06, O – 32,08, S – 0,26, N – 1,22, P_2O_5 – 0,61, K_2O – 1,47, CaO – 0,86, MgO – 0,37. Выполнены расчеты плазменной газификации и плазменного пиролиза кизяка в интервале температур 300 – 3000 К и давлении 1 атм. Расчеты проведены для следующих термодинамических систем, массовые доли: 1 ОСХ + 0,25 воздуха (плазменная газификация) и 1 ОСХ + 0,25 азота (плазменный пиролиз).

Результаты расчетов состава газовой и конденсированной фаз, степень газификации углерода и удельные энергозатраты процессов плазменной переработки ОСХ представлены на рисунках 1-6.

Одним из критериев эффективности процесса переработки ОСХ является достижение сте-

пени полной газификации содержащегося в отходах углерода. Степень газификации углерода рассчитывается по формуле:

$$X_c = \frac{C_{\text{нач}} - C_{\text{кон}}}{C_{\text{нач}}} \cdot 100\%,$$

где $C_{\text{нач}}$ и $C_{\text{кон}}$ исходные и конечные концентрации углерода в ОСХ и твердом остатке соответственно.

На рисунке 1 представлены степени газификации ОСХ при их воздушной газификации (кривая 1) и пиролизе (кривая 2). Из рисунка следует, что степень газификации возрастает с ростом температуры в обоих случаях, но при газификации несколько быстрее, чем при пиролизе. Тем не менее, при температуре $T=950$ К степень газификации достигает 100% для обоих процессов.

Составы газовой фазы продуктов плазменной газификации и пиролиза качественно подобны (рисунки 2 и 3). При оптимальной температуре 1500 К, обеспечивающей как полную газификацию углерода ОСХ (рисунок 1), так и разложение токсичных соединений фурана, диоксина и бенз(а)пирена, получен следующий состав горючего газа, об.-%: CO – 29,6, H_2 – 35,6, CO_2 – 5,7, N_2 – 10,6, H_2O – 17,9 (воздушно-плазменная газификация – рисунок 2) и CO – 30,2, H_2 – 38,3, CO_2 – 4,1, N_2 – 13,3, H_2O – 13,6 (плазменный пиролиз – рисунок 3). Из рисунков 2 и 3 следует, что при оптимальной температуре 1500 К обеспечивается максимальный выход горючих компонентов достигает при газификации 99,4% и при пиролизе 99,5%. При этом выход побочных продуктов не превышает 0,6 и 0,5%, соответственно, для плазменной газификации и пиролиза ОСХ.

На рисунках 4 и 5 показано изменение состава конденсированной фазы в зависимости от температуры процессов газификации и пиролиза соответственно. Из сравнения рисунков видно, что кривые концентраций конденсированных компонентов качественно и количественно подобны. При этом углерод в обоих случаях переходит в газовую fazу в виде CO при температуре 950 К. При оптимальной температуре 1500 К в конденсированной fazе остаются наиболее устойчивые соединения, трикальцийфосфат ($Ca_3P_2O_8$), оксид магния (MgO) и сульфид кальция (CaS), безопасные для окружающей среды.

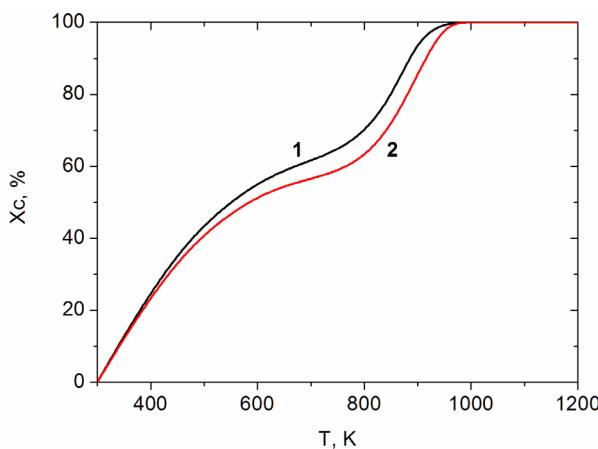


Рисунок 1 – Зависимость степени газификации ОСХ от температуры воздушной газификации (1) и пиролиза (2)

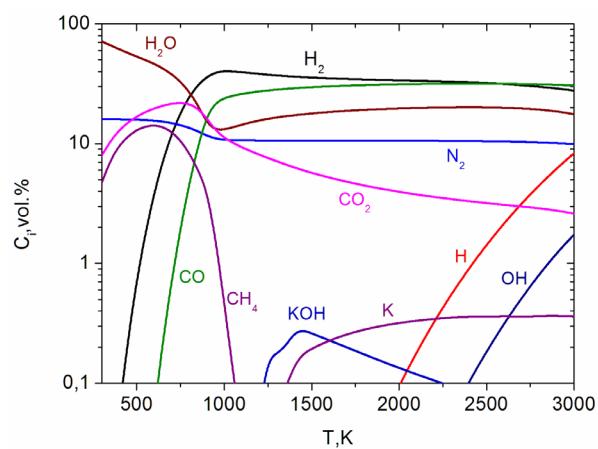


Рисунок 2 – Зависимость состава газовой фазы от температуры процесса плазменной газификации ОСХ

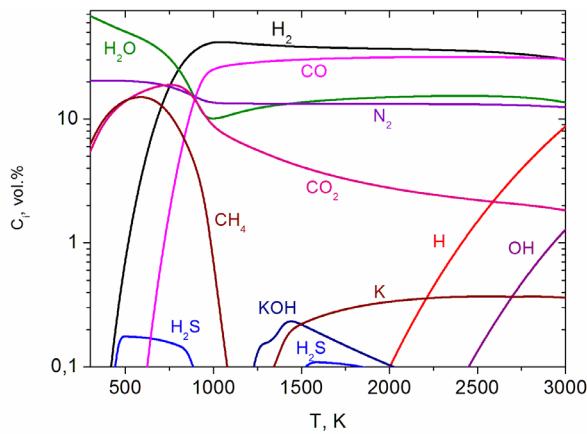


Рисунок 3 – Зависимость состава газовой фазы от температуры процесса плазменного пиролиза ОСХ

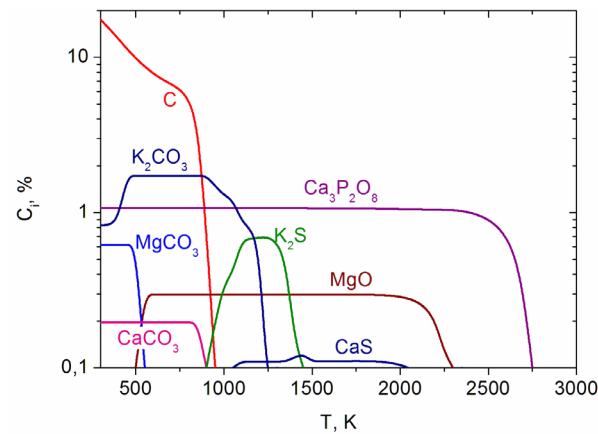


Рисунок 4 – Зависимость состава конденсированной фазы от температуры процесса плазменной газификации ОСХ

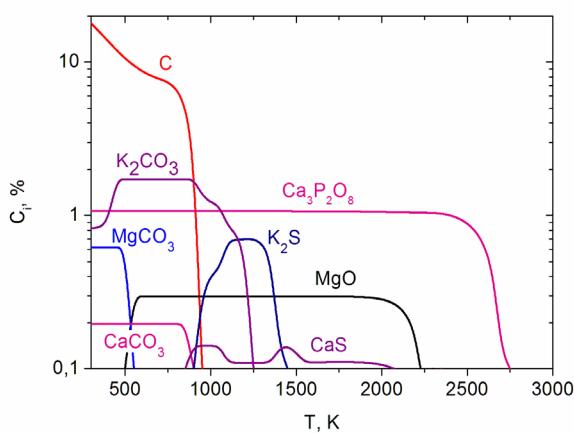


Рисунок 5 – Зависимость состава конденсированной фазы от температуры процесса плазменного пиролиза ОСХ

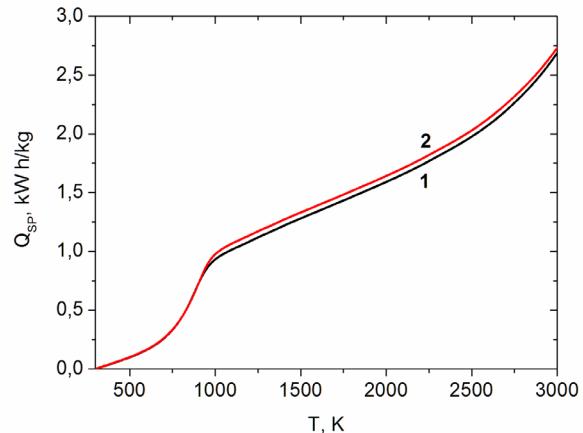


Рисунок 6 – Удельные энергозатраты на газификацию (1) и пиролиз (2) ОСХ в зависимости от температуры процесса

На рисунке 6 приведена зависимость от температуры приведенных к одному килограмму рабочего тела удельных энергозатрат на процесс газификации (кривая 1) и пиролиза (кривая 2) ОСХ. Видно, что кривые качественно подобны. При этом удельные энергозатраты при температуре 1500 К составляют 1,28 и 1,33 кВтч/кг, соответственно для газификации и пиролиза ОСХ. Большие энергозатраты при пиролизе объясняются меньшим тепловыделением от реакций окисления углерода и водорода из-за меньшего массового отношения окислитель: ОСХ в процессе пиролиза.

Расчеты показали, что при плазменной газификации и пиролизе ОСХ производится высококалорийный горючий газ с выходом синтез-газа ($\text{CO}+\text{H}_2$) 65,2 и 68,5%, соответственно. При этом вредные компоненты не выявлены.

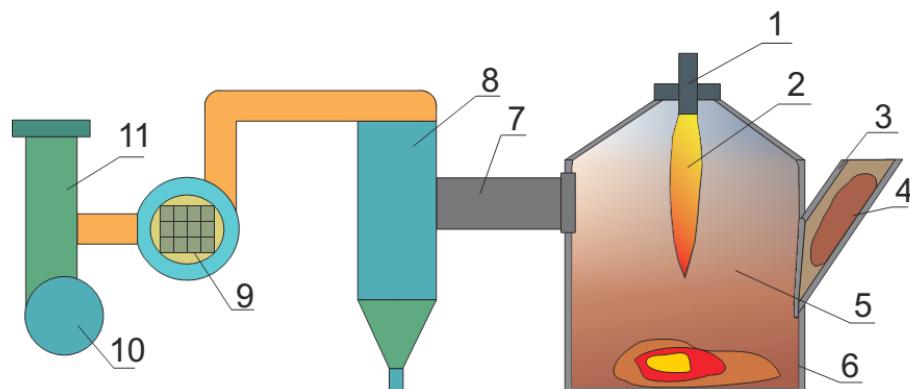
Технологическая схема процесса

В основе технологической схемы плазмохимического процесса переработки ОСХ выбрана плазменная технология газификации отходов, которая позволяет получать высококалорийный синтез-газ с выходом до 70 % и теплотой сгорания до 10 МДж/м³. Использование синтез-газа в качестве топлива в энергетических котлах, газотурбинных установках (ГТУ) и в электрогенераторах нового поколения на основе твердооксидных топливных элементов позволяет

вырабатывать тепловую и/или электрическую энергию с КПД, превышающим таковой для существующих ТЭС [20].

Меньшее по сравнению с процессом сжигания количество окислителя и высокие температуры в реакционной зоне плазменного реактора (1500–1900 К) блокируют образование канцерогенных веществ (диоксин, фураны, бенз(а)пирен) и обеспечивают получение нейтрального шлака с инертными свойствами, позволяющими использовать его в строительной и автодорожной отраслях промышленности. Результаты расчетов позволяют предложить технологическую схему плазмохимической переработки ОСХ.

На рисунке 7 приведена схема установки для осуществления технологической схемы плазмохимической переработки ОСХ. В состав установки, кроме плазменного реактора 6 с высокоресурсным электродуговым плазмотроном 1 [22], входят системы электроснабжения и управления плазмотроном, а также системы газо- и водоснабжения реактора с плазмотроном и очистки отходящих газов 9. Установка снабжена системой отбора газообразных и конденсированных продуктов плазменной переработки ОСХ для проведения их анализа. Плазменный реактор 6 предназначен для плазменной газификации и пиролиза ОСХ различного происхождения. В стенке реактора 6 предусмотрен смотровой лючок для измерения температуры пиromетром в объеме реактора.



1 – электродуговой плазмотрон, 2 – плазменный факел, 3 – патрубок для подачи брикетированных ОСХ,
4 – брикеты ОСХ, 5 – зона газификации (пиролиза) ОСХ, 6 – плазменный реактор,
7 – камера для удаления отходящих газов из реактора, 8 – циклонная камера сгорания,
9 – блок газоочистки с рукавным фильтром, 10 – двигатель вытяжного вентилятора,
11 – система вытяжной вентиляции.

Рисунок 7 – Схема плазменной установки для переработки ОСХ

Процессы плазменной газификации и пиролиза ОСХ осуществляются следующим образом. После включения плазмотрона 1 и прогрева реактора 6 до температуры внутренней поверхности футеровки, равной 1100 К, измеряемой через патрубок 3 в зону газификации 5 подаются брикетированные ОСХ 4. ОСХ газифицируются в воздушном (или азотном при пиролизе) плазменном факеле 2, обеспечивающем среднемассовую температуру в объеме реактора до 1900 К. Образующиеся газообразные продукты выводятся из реактора через камеру вывода отходящих газов 7 в циклонную камеру сгорания 8, после чего продукты сгорания поступают в блок газоочистки с рукавным фильтром 9, после которого выводятся системой вытяжной вентиляции 10 и 11, обеспечивающей разряжение в реакторе до 10 мм водяного столба. Конденсированные продукты скапливаются в зоне шлакообразования на дне реактора 6. Совмещение зон тепловыделения от плазменного факела 2, газификации (пиролиза) ОСХ 5 и шлакообразования способствует интенсификации процесса переработки ОСХ.

Технологическая схема процесса плазменной переработки ОСХ характеризуется следующими параметрами плазменной установки:

Производительность по ОСХ – до 60 кг/ч.

Мощность плазмотрона регулируется в интервале 30-100 кВт.

Расход получаемого энергетического газа – 50-100 м³/ч.

Температура отходящих газов составляет 1400 – 1700 К.

Для работы плазмотрона требуется источник электропитания, трехфазный трансформатор, воздушный компрессор, водяной насос.

В зависимости от состава ОСХ из 1 кг можно получить до 1,7 м³ сухого энергетического газа. При этом его калорийность будет изменяться от 8500 до 9300 МДж/м³. Состав энергетического газа, об. %: Н₂ – 35-39, СО – 29-31, СО₂ – 4-6, N₂ – 10-14, H₂O – 13-18.

Плазменная установка является устройством периодического действия для нагрева кусковых или пакетированных материалов плазменным факелом до температуры газификации (пиролиза) органической составляющей перерабатываемых ОСХ и плавления зольного остатка обрабатываемого сырья.

Заключение

Выполнен термодинамический анализ процесса плазмохимической переработки отходов сельского хозяйства с использованием универсальной программы термодинамических расчетов TERRA.

Разработана техническая схема процесса плазменной переработки отходов сельского хозяйства. На предложенной плазменной установке, реализующей эту схему, в зависимости от состава ОСХ, из 1 кг можно получить до 1,7 м³ сухого энергетического газа. При этом его калорийность будет изменяться от 8500 до 9300 МДж/нм³. Состав энергетического газа: Н₂ – 35-39 об. %, СО – 29-31%, СО₂ – 4-6%, N₂ – 10-14%, H₂O – 13-18%.

Расчеты показали, что при плазменной газификации и пиролизе ОСХ производится высококалорийный горючий газ с выходом синтез-газа (CO+H₂) 65,2 и 68,5%, соответственно. При этом вредные компоненты не выявлены. Плазменный газификатор позволит эффективно перерабатывать различные типы ОСХ в высококалорийный энергетический газ, состоящий в основном из синтез-газа, и нейтральный шлак.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Республики Казахстан по программам целевого финансирования и проектам грантового финансирования (BR05236507, BR05236498, AP05130731 и AP05130031).

Литература

- 1 Прохоров А. В., Копылов С. И., Копылов В. В., Сычев Е. А. Получение топлива из отходов: состояние и перспективы / Научно-методический электронный журнал «Концепт» – 2017. – Т. 39. – С. 1751–1755.
- 2 BP Statistical Review of World Energy 2017: BP p.l.c., Jule 2017. 66th edition – P. 50 https://www.bp.com/content/dam/bp-country/de_ch/PDF/bp-statistical-review-of-world-energy-2017-full-report.pdf 25.02.2019
- 3 Key World Energy Statistics: International Energy Agency. OECD/IEA, 2017. P. 95. – <https://www.iea.org/publications/freepublications/publication/KeyWorld2017.pdf> 25.02.2019
- 4 Родионов В. Г. Энергетика : проблемы настоящего и возможности будущего.– М.: ЭНАС, 2010. – 352 с.
- 5 Обезвреживание отходов термическим способом (Сжигание отходов) / Информационно-технический справочник по наилучшим доступным технологиям, ИТС 9-2015. – М: бюро НТД, 2015. – 249 с.

- 6 Baader W., Dohne E., Brenndörfer M. Biogas in Theorie und Praxis. / Behandlung organischer Reststoffe aus der Landwirtschaft durch Methangärung. – Frankfurt: KTB-Schrift 229, 1978. – P. 134
- 7 Biogas Opportunities Roadmap. U.S. Department of Agriculture, U.S. Environmental Protection Agency, U.S. Department of Energy, August 2014. – P. 28 http://www.usda.gov/oce/reports/energy/Biogas_Opportunities_Roadmap_8-1-14.pdf 25.02.2019
- 8 Специальное агентство возобновляемых ресурсов (FNR). Биогаз на основе возобновляемого сырья. – Германия: Издание 1, 2010. – 115 с.
- 9 Cerone N., Zimbardi F. Gasification of Agroresidues for Syngas Production // Energies. – 2018. – V. 11. – P. 1280-1298
- 10 Jahirul M.I., Rasul M.G., Chowdhury A.A., Ashwath N. Biofuels Production through Biomass Pyrolysis —A Technological Review // Energies. – 2012. – V.5. – P. 4952-5001.
- 11 Багрянцев Г.И., Черников В.Е. Термическое обезвреживание и переработка промышленных и бытовых отходов // Муниципальные и промышленные отходы: способы обезвреживания и вторичной переработки, Аналит. обзор. – Новосибирск, 1995. – 156 с.
- 12 Бельков В.М. Методы, технологии и концепция утилизации углеродсодержащих промышленных и твердых бытовых отходов // Химическая промышленность. – 2000. – №11. – С. 8-25.
- 13 Лотош В.Е. Классификация утилизационных технологий переработки отходов. // Экологические системы и приборы. – 2003. – №2. – С.29-31.
- 14 Лотош В.Е. Переработка отходов природопользования. – Екатеринбург: Полиграфист, 2007. – 503 с.
- 15 Мессерле В.Е., Моссэ А.Л., Никончук А.Н., Токмодин С.Ж., Устименко А.Б. Переработка медико-биологических отходов в камерной печи с плазмотроном постоянного тока. // Вестник КазНУ. Серия физическая. – 2015. – Т. 53, № 2. – С. 27-34.
- 16 С. В. Анахов, Ю. А. Пыкин. Системные принципы в решении задач экологической безопасности с применением электроплазменных технологий / Ред. кол.: А. М. Гонопольский, В. Н. Коротаев, Е. И. Пупырев // Сборник докладов конференции Международной ассоциации по твердым отходам (ISWA) «Твердые бытовые отходы: системы управления и технические решения», Москва, 28-29.05.2013. М.: Фирма СИБИ. – 2013. – С. 4-9
- 17 Каренгин А.Г. Плазменные процессы и технологии.- Томск: Издательство Томского политехнического университета, 2009. – 144 с.
- 18 Messerle V.E., Ustimenko A.B., Lavrichshev O.A. Comparative study of coal plasma gasification: Simulation and experiment // Fuel. – 2016. – V. 164 – P.172-179.
- 19 Pang Y., Bahr L., Fendt P., Zigan L., Will S., Hammer T., Baldauf M., Fleck R., Müller D., Karl J. Plasma-Assisted Biomass Gasification with Focus on Carbon Conversion and Reaction Kinetics Compared to Thermal Gasification // Energies. – 2018. – V. 11. – P.1302-1326.
- 20 Galvita V., Messerle V.E., Ustimenko A.B. Hydrogen production by coal plasma gasification for fuel cell technology. International Journal of Hydrogen Energy. – 2007. – V. 32, N.16. – P.3899-3906.
- 21 Katsaros G., Nguyen T.-V., Rokni M. Tri-generation System based on Municipal Waste Gasification, Fuel Cell and an Absorption Chiller // Journal of Sustainable Development of Energy, Water and Environment Systems. – 2018. – V. 6, N. 1. – P. 13-32.
- 22 Голыш В.И., Карпенко Е.И., Лукьянченко В.Г., Мессерле В.Е., Устименко А.Б., Ушанов В.Ж. Высокоресурсный электродуговой плазмотрон // Химия высоких энергий. – 2009. – Т. 43, № 4. – С. 371-376.
- 23 Messerle V.E., Mosse A.L., Ustimenko A.B. Processing of biomedical waste in plasma gasifier // Waste Management. – 2018. – V. 79. – P.791–799.
- 24 Справочник органических удобрений. – <http://navozorazbrasivateli.ru/>
- 25 Васильев В.А., Филиппова Н.В. Справочник по органическим удобрениям. – 2-е изд. перераб. и доп. – М.: Росагропромиздат, 1988. – 255 с.
- 26 Gorokhovski M., Karpenko E.I., Lockwood F.C., Messerle V.E., Trusov B.G., Ustimenko A.B. Plasma Technologies for Solid Fuels: Experiment and Theory // Journal of the Energy Institute. – 2005. – Vol. 78, N.4. – P.157-171.

References

- 1 A.V. Prohorov, S.I. Kopylov, V.V. Kopylov and E.A. Sychev, Nauchno-metodicheskiy elektronnyy zhurnal «Kontsept», 39, 1751–1755 (2017) (in Russ)
- 2 BP Statistical Review of World Energy 2017, 66, 50 (2017).
- 3 Key World Energy Statistics 2017: International Energy Agency. OECD/IEA, 95 (2017)
- 4 V.G. Rodionov, Energetika: problemy nastoyashchego i vozmozhnosti budushchego, (Moscow: EHNAS 2010) 352 p. (in Russ)
- 5 Obezvrezhivanie othodov termicheskim sposobom (Szhiganie othodov), Informacionno-tehnicheskij spravochnik po nai-luchshim dostupnym tekhnologiyam, (ITS 9-2015, Moscow: NTD, 2015) 249 p. (in Russ)
- 6 W. Baader, E. Dohne and M. Brenndörfer, Biogas in Theorie und Praxis, (Frankfurt: KTB-Schrift 229, 1978), 134 p.
- 7 USDA, U.S. EPA, U.S. DOE, Biogas Opportunities Roadmap, (August 2014), 28 p.
- 8 Special'noe agentstvo vozobnovlyaemyh resursov (FNR). Biogaz na osnove vozobnovlyaemogo syr'ya. – (Germaniya: Izdanie 1, 2010), 115 p. (in Russ)
- 9 N. Cerone and F. Zimbardi, Energies, 11, 1280-1298.(2018).
- 10 M.I. Jahirul, M.G. Rasul, A.A. Chowdhury and N. Ashwath, Energies, 5, 4952-5001 (2012).

- 11 G.I. Bagryancev and V.E. Chernikov, Termicheskoe obezvrezhivanie i pererabotka promyshlennyh i bytovyh othodov, Municipal'nye i promyshlennye othody: sposoby obezvrezhivaniya i vtorichnoj pererabotki: Analit. obzor (Novosibirsk, 1995) 156 p. (in Russ)
- 12 V.M. Bel'kov, Himicheskaya promyshlennost', 8-25 (2000) (in Russ)
- 13 V.E. Lotosh, Ehkologicheskie sistemy i pribory, 2, 29-31 (2003) (in Russ)
- 14 V.E. Lotosh, Pererabotka othodov prirodopol'zovaniya,(Ekaterinburg: POLIGRAFIST, 2007) 503 p. (in Russ)
- 15 V.E. Messerle, A.L. Mosse, A.N. Nikonchuk, S.Zh. Tokmoldin and A.B. Ustimenko, Rec. Contr to Phys. 53, 27-34 (2015) (in Russ)
- 16 S.V. Anahov and Yu.A. Pykin, Sistemnye principy v reshenii zadach ehkologicheskoy bezopasnosti s primeneniem ehlektroplazmennyh tekhnologij Conf. ISWA (Moscow, 28-29 May, 2013), p. 4-9 (in Russ)
- 17 A.G. Karengin, Plazmennye processy i tekhnologii., (Tomsk: Izdatel'stvo TPU, 2009), 144 p. (in Russ)
- 18 V.E. Messerle, A.B. Ustimenko, and O.A. Lavrichshev, Fuel, 164, 172-179 (2016).
- 19 Y. Pang, L. Bahr, et al, Energies, 11, 1302-1326 (2018).
- 20 Galvita V., Messerle V.E., et al, Intern. J of Hydrogen Energy, 32, 3899-3906 (2007).
- 21 Katsaros G., Nguyen T.-V. and Rokni M., J of Sustainable Development of Energy, Water and Environment Systems, 6, 13-32 (2018).
- 22 V.I. Golish, E.I., Karpenko et al, High Energy Chemistry, 43, 318–323 (2009)
- 23 V.E. Messerle, A.L. Mosse, A.B. Ustimenko, Waste Management, 79, 791–799 (2018).
- 24 Spravochnik organicheskikh udobrenij. <http://навозоразбрасыватели.рф> (in Russ)
- 25 V.A., Vasil'ev and N.V. Filippova Spravochnik po organicheskim udobreniyam., (izdanie 2-e . pererab. i dop., M.: Rosagro-promizdat, 1988), 255 p. (in Russ)
- 26 M. Gorokhovski, E.I. Karpenko, et al, J of the Energy Institute, 78, 157-171 (2005).

IRSTI 29.03.77; 29.03.85

**Askarova A.S., Bolegenova S.A., Berezovskaya I.E.*, Laptev V.,
Vorobieva O.D., Zhanzhienov A.E., Karymsakova L.I., Iliyeva M.M.**

Al-Farabi Kazakh National University,
Kazakhstan, Almaty, *e-mail: Yryna.Berezovskaya@kaznu.kz

INVESTIGATION OF TURBULENT HEAT AND MASS TRANSFER IN COMBUSTION OF THE LIQUID FUEL

Conducted research of inflammation of the hexadecane depending on the level of pressure in the combustion chamber under given primary conditions. In the process of work, pressure was increased till 200 bars for choosing optimum characteristics of combustion. In the result of work obtained schedules of distribution of the maximum temperature, maximum concentration of the carbon dioxide and water steam, time of inflammation from the pressure in the combustion chamber. Individually provided distribution of the temperature fields at the moment of inflammation and temperature at the moment of active fuel combustion depending on the pressure in the combustion chamber. Based on the obtained results and schedules, chosen optimum pressure equal to 170 bars, when noticed inflammation with the time of delay equal to 0.8 ms, temperature in the combustion chamber is reaching 2697 K, and also discharging relatively low concentration of the carbon dioxide 0.186 g/g.

Key words: inflammation, liquid fuel, pressure, computational research, combustion chamber.

Аскарова Ә.С., Бөлекенова С.А., Березовская И.Э.* , Лаптев В.,
Воробьёва О.Д., Жанжиенов А.Е., Қарымсақова Л.И., Илиева М.М.

Әл-Фараби атындағы Қазак ұлттық университеті,
Қазақстан, Алматы к., *e-mail: Yryna.Berezovskaya@kaznu.kz

Сүйік отынды жағу кезінде турбулентті жылу-масса алмасу процесстерін зерттеу

Берілген бастап қыжағдайлар дажану камерасының кеңістігіндегі қысымның мәніне байланысты гексадеканның тұтануына зерттеу жүргізілді. Жұмыс барысында жанудың оңтайлы сипаттамаларын таңдау үшін қысымды 200 барға дейін өсірдік. Жұмыс нәтижесінде ең жоғары температуралы бөлү кестесі, көмірқышқыл газы мен су буының ең жоғары концентрациясы, жану камерасындағы қысымнан жану үақыты алынды. Жану камерасының кеңістігіндегі қысымға байланысты отынның белсенді жану сәтіндегі температура және жану сәтіндегі температура өрістерінің таралуы жеке көрсетілген. Жану камерасының кеңістігіндегі қысымға байланысты отынның белсенді жану сәтіндегі температура және жану сәтіндегі температура өрістерінің таралуы жеке көрсетілген. Алынған нәтижелер мен графиктердің негізінде 170 барға тең оңтайлы қысым таңдау алынды, ол кезде кідіріс үақыты 0,8 мс тең, жану камерасындағы температура 2697 К жетеді және көмірқышқыл газының салыстырмалы жоғары емес концентрациясы 0,186 г/г бөлінеді.

Түйін сөздер: тұтану, сүйік отын, қысым, сандық зерттеу, жану камерасы.

Аскарова А.С., Болегенова С.А., Березовская И.Э.* , Лаптев В.,
Воробьёва О.Д., Жанжиенов А.Е., Карымсакова Л.И., Илиева М.М.

Казахский национальный университет имени аль-Фараби,
Казахстан, г. Алматы, *e-mail: Yryna.Berezovskaya@kaznu.kz

Исследование процессов турбулентного тепломассопереноса при сжигании жидкого топлива

Проведены исследования воспламенения гексадекана в зависимости от значения давления в пространстве камеры сгорания при заданных начальных условиях. В процессе работы давление увеличивали до 200 бар для выбора оптимальных характеристик горения. В результате работы получены графики распределения максимальной температуры, максимальной концентрации углекислого газа и паров воды, времени воспламенения от давления в камере сгорания. Отдельно представлены распределения полей температуры в момент воспламенения и температуры в момент активного горения топлива в зависимости от давления в пространстве камеры сгорания. На основе полученных результатов и графиков выбрано оптимальное давление, равное 170 бар, при котором наблюдается воспламенение с временем задержки равным 0,8 мс, температура в камере сгорания достигает 2697 К и выделяется относительно невысокая концентрация углекислого газа 0,186 г/г.

Ключевые слова: воспламенение, жидкое топливо, давление, численное исследование, камера сгорания.

Introduction

Importance of this work is associated with the fact that major sources of energy used within the world are non renewable. According to the statistics done by International Energy Agency in 2010, approximately 90% of the whole energy produced by humanity was produced by combustion of fuel and bio fuel [1]. As per the forecasts of the Energy research and development Administration (USA), this portion will not reduce till the level below 80% till 2040 in case of synchronous increase of energy consumption level to 56% during 2010 to 2040 [2]. Such a long and intensive usage of the limited resources will bring to: 1) gradual depletion of the resources; 2) increase of concentration of hazardous substances in the atmosphere. Consequently, nowadays we shall search for the ways of optimal usage of the resources.

It is known that in the heating chambers of the power stations burning solid, fluid and gaseous fuel, while modern heating units achieved large capacities and high level of improvement as per provision of maximum combustion. One of the facts against usage of the coal is high level of hazardous emissions of the combustion products. However new technologies in our country have been developed and still being developed [3-8].

Engines of internal combustion are using the process of burning gases or vaporous and fluid fuel and forming energy basis of aviation and traffic transportation. Burning of the fluid fuel differs by several specifics as leakage of chemical charges

under dynamic and heat impact of the chemicals, intensive mass transfer during change of phase, also by depending of the process parameters from thermal dynamic state of the system and from its structural characteristics [9-10].

In this work, we are researching inflammation of the fluid fuel under high pressure. The researched processes are described by equations of: continuity, impulse, energy, k-ε model of turbulence [9]. Simulation exercise means research of the processes of diffusion, inflammation and burn of the hexadecane in the cylindrical combustion chamber under high pressure for choosing optimal parameters of those processes. Computer modeling of the process of burning of energy fuel is allowing to conduct experiment with less expenses, with higher quality and more safely. At the moment existing several efficient models of burning in the combustion chamber which providing possibility of calculations of most parameters of the process: from thermal fields and distribution of velocity till modeling emission characteristics. [11-19].

Model of evaporation, burning and collision of droplets

Mathematic model which can explain above mentioned physical chemical processes includes equations [9], and ending up with statement of the equation of evaporation. This equation contains distribution of the probability density function f , which has ten independent variables additionally to time: three positions of droplets by x , three velocity

components v, radius r, temperature T_d (accepted as equal within the droplet limits), deviation from the sphere y and changing along with the deviation time $dy/dt = \dot{y}$.

Element of the fluid scope θ , is defined as:

$$\theta = \int f 4 / 3\pi r^3 dv dr dT_d dy d\dot{y}. \quad (1)$$

Macroscopic density of the fluid phase ρ'_l , is identified as:

$$\rho'_l = \rho_d \theta, \quad (2)$$

where ρ_d is a constant term, microscopic density of the fluid phase which may still be compared with gas density, as proportion of ρ_d to ρ is high. Change of f function can be achieved by resolving the equation of evaporation of fluid droplet:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial f}{\partial t} + \nabla_x(fv) + \nabla_v(fF) + \\ & + \frac{\partial}{\partial r}(fR) + \frac{\partial}{\partial T_d}(f\dot{T}_d) + \dots \\ & + \frac{\partial}{\partial y}(f\dot{y}) + \frac{\partial}{\partial \dot{y}}(f\ddot{y}) = \dot{f}_{coll} + \dot{f}_{bu} \end{aligned} \quad (3)$$

Values $\dot{f}_{coll}, \dot{f}_{bu}$ – a resources resulting from collision and rupture of droplets. Critical parameter of impact b_{cr} is defined as:

$$\dot{f}_{bu} = \int f(x, v_1, r_1, T_{d1}, 1, \dot{y}_1, t) \dot{y}_1 B(v, r, T_d, y, \dot{y}, v_1, r_1, T_{d1}, \dot{y}_1, x, t) dv_1 dr_1 dT_1 d\dot{y}_1. \quad (6)$$

Radiuses of the droplets are subject to the quadratic distribution:

$$g(r) = \frac{1}{r} e^{-r/\bar{r}}. \quad (7)$$

Sauter mid radius r_{32} is expressed with a formula:

$$r_{32} = 3\bar{r} = \frac{r_1}{\frac{7}{3} + \frac{1}{8} \frac{p_d r_1^3}{a(T_{d1})} \dot{y}_1^2}. \quad (8)$$

$$b_{cr}^2 = (r_1 + r_2)^2 \min(1.0, 2.4f(y)/W_{el}),$$

$$\text{where } f(y) = y^3 - 2.4y^2 + 2.7y,$$

(4)

$$y = r_2 / r_1,$$

$$W_e = \rho_d |v_1 - v_2| r_1 / a(\bar{T}_d),$$

where $r_1 \leq r_2$, $\bar{T}_d = \frac{r_1^3 T_{d1} + r_2^3 T_{d2}}{r_1^3 + r_2^3}$. Expression for the function of the frequency collision σ has following form:

$$\begin{aligned} \sigma = & \frac{b_{cr}^2}{(r_1 + r_2)^2} \delta \left[r - (r_1^3 + r_2^3)^{\frac{1}{3}} \right] \times \\ & \times \delta \left[v - \frac{r_1^3 v_1 + r_2^3 v_2}{r_1^3 + r_2^3} \right] \delta \left[T_d - \frac{r_1^3 T_{d1} + r_2^3 T_{d2}}{r_1^3 + r_2^3} \right] \times \\ & \times \delta(y - y_2) \delta(\dot{y} - \dot{y}_2) + \frac{2}{(r_1 + r_2)^2} \times \\ & \times \int_{b_{cr}}^{r_1+r_2} \left[\delta(r - r_1) \delta(v - v'_1) \delta(T_d - T_{d1}) \delta(y - y_1) \delta(\dot{y} - \dot{y}_1) \right. \\ & \left. + \delta(r - r_2) \delta(v - v'_2) \delta(T_d - T_{d2}) \delta(y - y_2) \delta(\dot{y} - \dot{y}_2) \right] bdB, \end{aligned} \quad (5)$$

Source term resulting from rupture of the droplet, \dot{f}_{bu} , is defined as:

Velocity of the droplets also differs from the parental droplet with a velocity w and direction distributed randomly in the normal projection for the vector of relativistic velocity between parental droplet and gas. The value of w is being given in following formula:

$$w = 1 / 2r_1 \dot{y}_1. \quad (9)$$

Expression for B has following form:

$$B = g(r)\delta(T_d - T_{d1})\delta(y)\delta(\dot{y}) \frac{1}{2\pi} \int \delta[v - (v_1 + \omega\bar{n})] d\vec{n}. \quad (10)$$

Speeding up the \vec{F} droplet by means of aerodynamic resistance and gravitation power has following form:

$$\vec{F} = \frac{3}{8} \frac{\rho}{\rho_d} \frac{|u + u' - v|}{r} (u + u' - v) C_D + g. \quad (11)$$

Resistance ratio C_D is defined as:

$$C_D = \frac{24}{Re_d} (1 + 1/6 Re_d^{2/3}) Re_d < 1000, \\ 0.424, Re_d > 1000, \quad (12)$$

where $Re_d = \frac{2\rho|u + u' - v|r}{\mu_{air}(\hat{T})}$, $\hat{T} = \frac{T + 2T_d}{3}$. It is considered that each component u' is taken from the Gaussian distribution with medium quadrant deviation $2/3 k$. Consequently, accepting:

$$G(\vec{u}') = (4/3\pi\kappa)^{-3/2} \exp\left\{-3|\vec{u}'|^2/4\kappa\right\}. \quad (13)$$

Level of change of the droplet radius R :

$$R = -\frac{(\rho D)_{air}(\hat{T})}{2\rho_d r} \frac{Y_1^* - Y_1}{1 - Y_1^*} Sh_d, \quad (14)$$

where Sh_d is Sherwood number for mass transfer, Y_1^* is mass fraction of the fuel vapors at the surface of the droplets, $Y_1 = \rho_1/\rho$, $(\rho D)_{air}(\hat{T})$ is ratio of the fuel vapor diffusion in the air.

Sherwood number is identified as:

$$Sh_d = (2.0 + 0.6 Re_d^{1/2} Sc_d^{1/2}) \frac{\ln(1 + B_d)}{B_d}, \quad (15)$$

where $Sc_d = \frac{\mu_{air}(\hat{T})}{\rho D_{air}(\hat{T})}$ и $B_d = \frac{Y_1^* - Y_1}{1 - Y_1^*}$. Surface mass fraction Y_1^* is obtained from the following equation:

$$Y_1^*(T_d) = \frac{W_1}{W_1 + W_0 \left(\frac{P}{P_0(T_d)} - 1 \right)}, \quad (16)$$

where W_0 is local medium molar mass for all types of fuel vapors, $a p_0(T_d)$ is a balanced pressure of fuel vapors under the temperature T_d . For the vapor diffusion in the air, using empiric correlation:

$$(\rho D)_{air}(T) = D_1 T^{D_2},$$

where D_1 and D_2 are constants.

Change of the droplet temperature is explained with equation of the energy balance:

$$\rho_d \frac{4}{3} \pi r^3 c_l \dot{T}_d - \rho_d 4\pi r^2 RL(T_d) = 4\pi r^2 Q_d, \quad (17)$$

where c_l is specific mass of fluid, $L(T_d)$ is specific heat of evaporation, and Q_d is thermal conductivity at the surface of the droplet in unit volume [13-18]. In this work, kinetics is being given by means of the global model of chemical reactions [19].

Formulation of the task about combustion of the fluid fuel

Burning occurs in the combustion chamber of 15 cm height and with 2 meter radius (Fig.1). Temperature in the combustion chamber is equal to 900 K, temperature of the walls of the combustion chamber – 353 K. The chamber is divided into 600 control cells. In the center of the lower base of the chamber located nozzle of the injector of $2 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$, through which into chamber flowing the researching fuel – hexadecane ($C_{16}H_{34}$), its temperature at the moment of injection is equal to 300 K. Hexadecane – is acyclic saturated hydrocarbon of normal structure; colorless liquid, $T_{melt} = 291.35$ K, $T_{boil} = 559.95$ K, $T_{inflam} = 408.15$ K, density 0.7751 g/cm^3 (in fluid state, under 295.15 K, in respect of water under 277.15 K); not soluble in water, soluble in diethyl ester, ethanol and acetone [20].

Another name is cetane. Application: a template for assessing the quality (cetane number) of the diesel fuel. Cetane number – indicator of self combustion of the fuel which is equal to such content of cetane in α -methyl naphthalene, when self combustion of this admixture and tested fuel is equal [20].

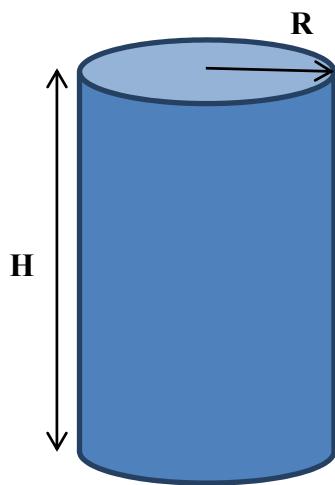


Figure 1 – Visual appearance of the combustion chamber

Most important factor during mathematic modeling of the processes of combustion chamber is searching most rational values of the constructive and performance processes which allow to achieve maximum fuel efficiency during reduction of the emission of the hazardous substances.

Results of the numerical studies

In this work we've been increasing the pressure in the combustion chamber from 30 to 200 bars. Liquid fuel is being injected through nozzle. It is located in the center of the chamber base; after injection the fluid is evaporating and burning occurs in the gaseous phase. Hexadecane was used as fuel. Chemical kinetics of burn of the hexadecane: $2\text{C}_{16}\text{H}_{34} + 49\text{O}_2 \rightarrow 32\text{CO}_2 + 34\text{H}_2\text{O}$. Below given dependence of the burning period (Fig.2), maximum temperature (Fig.3), concentration of the carbon dioxide (Fig.4), and concentration of the water vapors (Fig.5) from the pressure in the combustion chamber.

At the Fig.2 shown dependence of the time of inflammation from pressure. Least time of inflammation or time of delay is equal to 0.8 ms (when $p = 55; 60; 145; 170; 175; 180$ bar), and the highest – 1.1 ms (when $p=85; 90; 100$ bar). Shall note that t_{inflam} approximately is equal to 1 ms, and consequently such increase of pressure in the combustion chamber is not having high impact to its value.

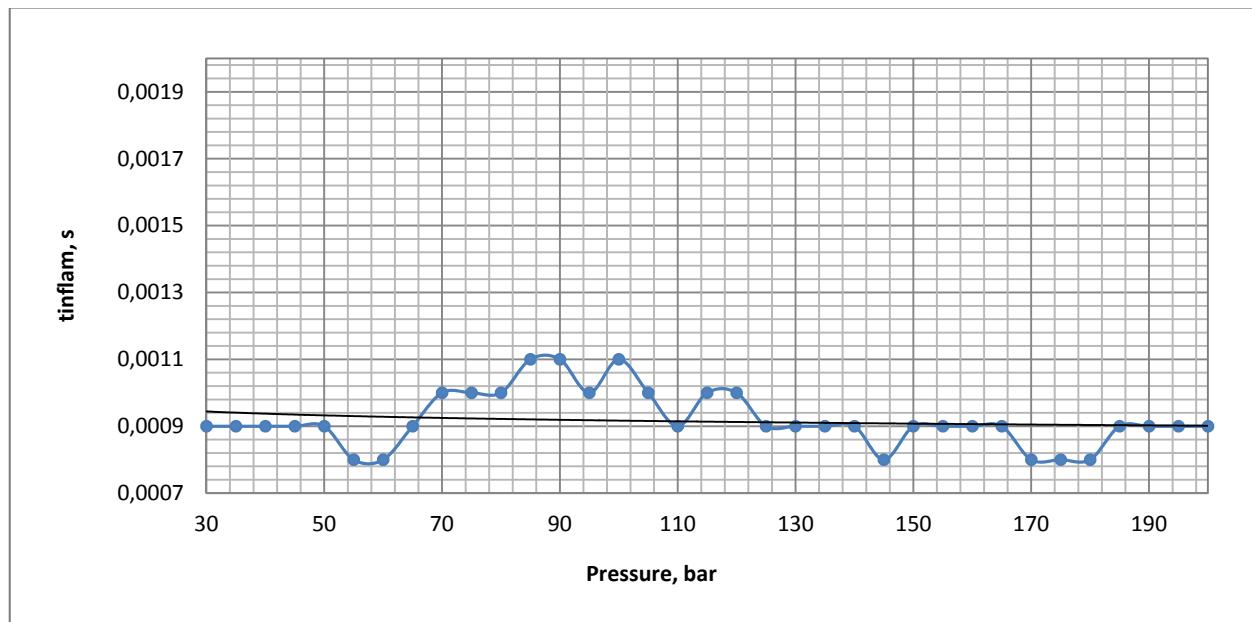


Figure 2 – Dependence of the time of inflammation from pressure in the combustion chamber

At the Fig.3 shown dependence of the maximum temperature in the combustion chamber from pressure. It is obvious that highest temperature is equal to ≈ 2697 K (when $p=170$ bar),

least – 2624 K (when $p=110$ bar). Change of pressure within given limits is not considerably increasing the temperature of burn of the liquid fuel of such small mass as 5 mg.

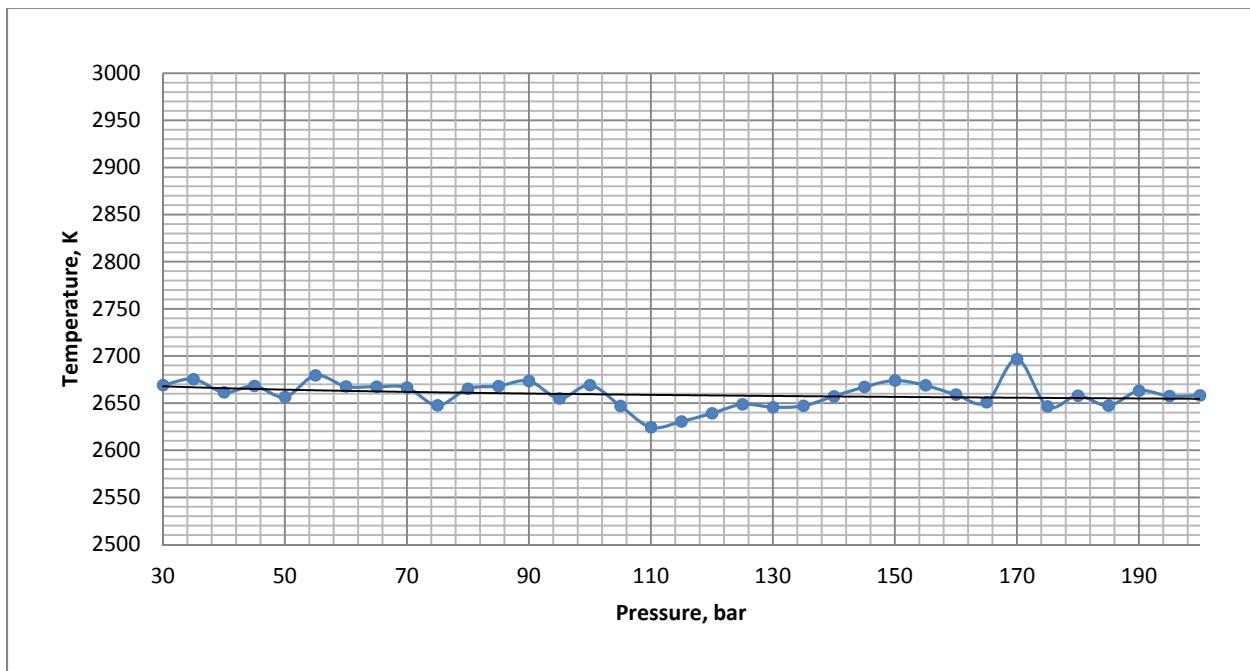


Figure 3 – Dependence of the maximum temperature from the pressure in the combustion chamber

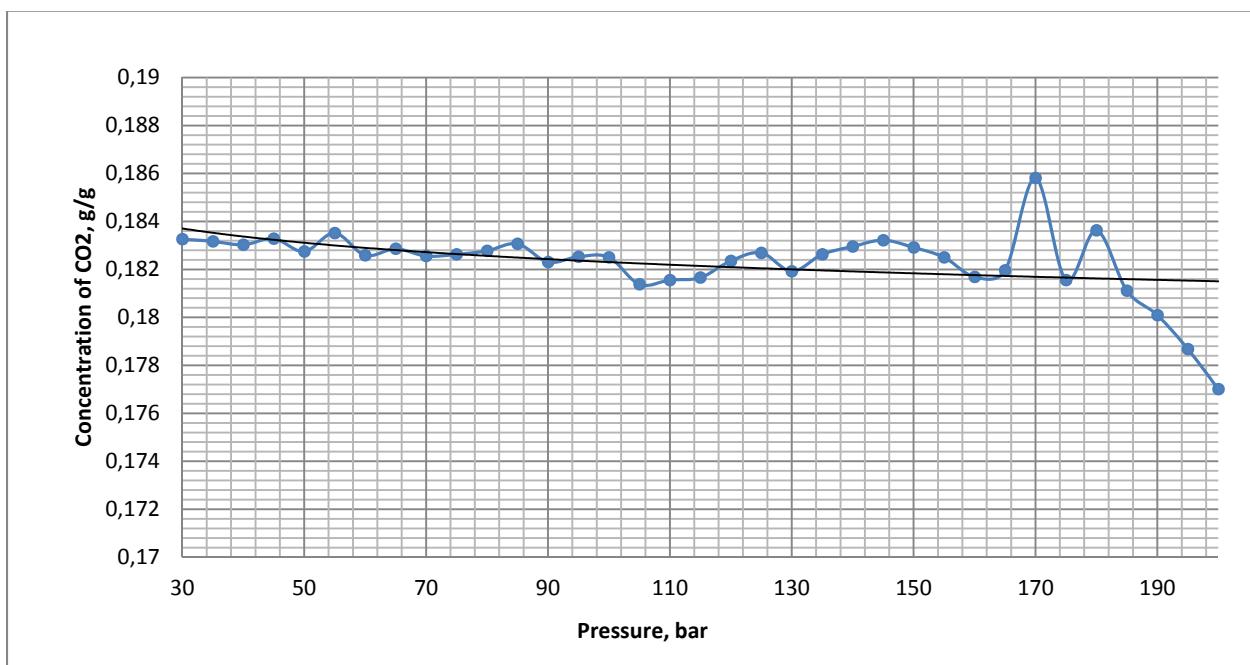


Figure 4 – Dependence of the maximum concentration of CO₂ from the pressure in the combustion chamber

Further given distribution of the thermal fields under $p=170$ bar (Fig. 6). Inflammation of the fuel occurs under certain primary conditions. Further the

particles of the burning fuel, hot gases, also heat source walls of the combustion chamber are stimulating the process of heating and reaction of

burning of the newly received fuel air mixture. As you can see at the Fig.6, inflammation occurred at the period of time equal to 0.8 ms (Fig.6a), and at the period of 3.5 ms the flare reached its maximum

1.2 cm by height of the chamber and 0.5 cm by width. Core of the flame is located in the center and has temperature equal to 2697 K, and temperature at the edges of the flame is falling till 1685 K (Fig.6b).

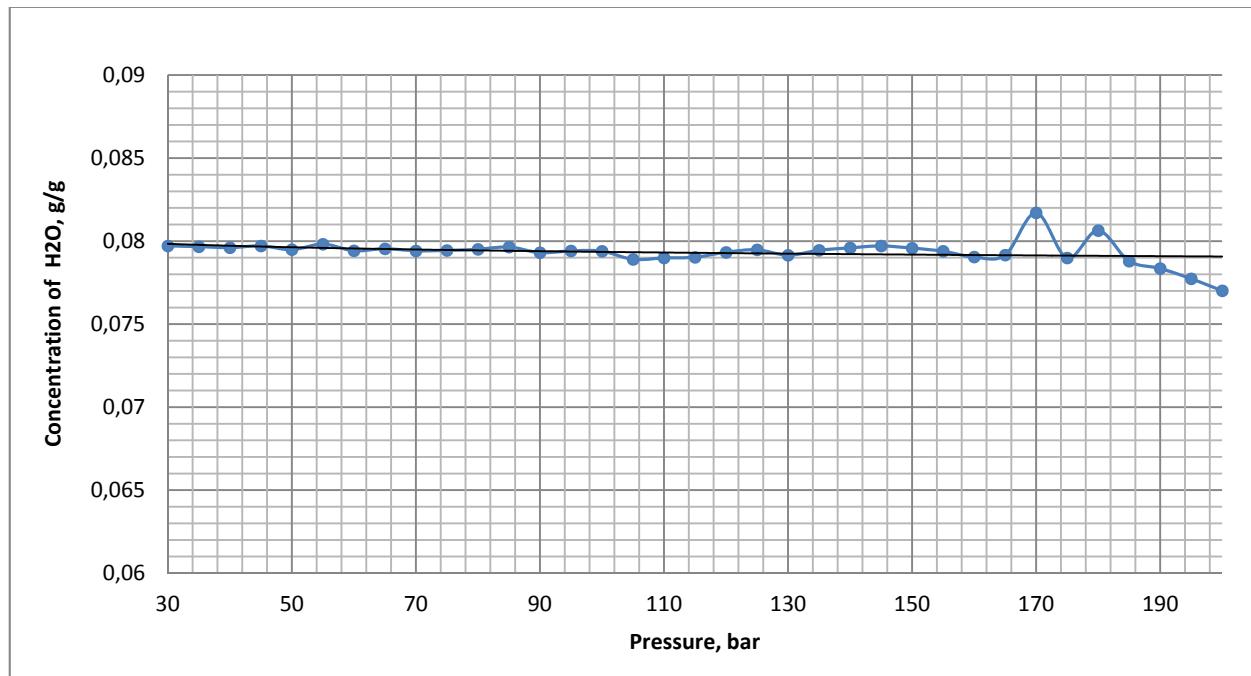


Figure 5 – Dependence of the maximum concentration of the water steam from pressure

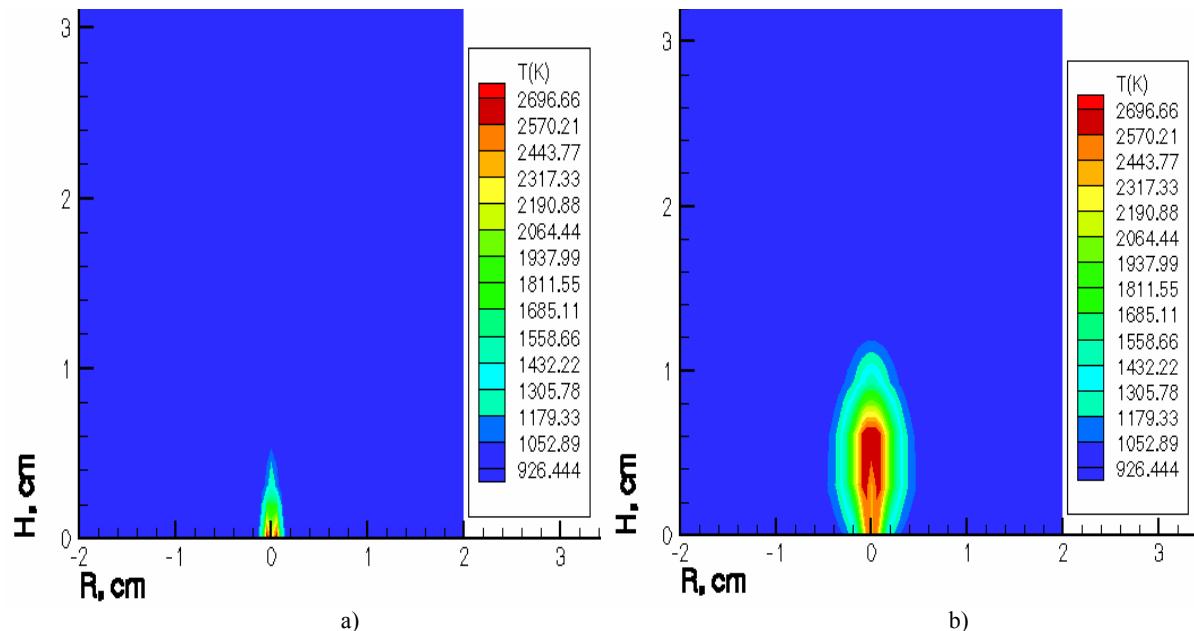


Figure 6 – Distribution of the fields (under $p=170$ bar):
a) temperature at the moment of inflammation ($t_{inflam}=0.8$ ms);
b) temperature at the moment of active burning ($t=3.5$ ms).

Except emissions in to atmosphere of the 4 main air pollutants: ash, nitrogen oxide, sulfur oxide and dioxide carbon, heat and power organizations are having negative impact to the atmosphere in the result of formation of the large amount of emissions of the greenhouse gases – CO₂. At the Fig.4 shown dependence of the CO₂ concentration from the pressure. Concentration of the carbon dioxide is reaching 0.186 g/g (under $p=170$ bar) and is located in the maximum permissible range. Such distribution is motivated with the fact that to this value of pressure complying largest heating value of the fuel. The least concentration of the dioxide carbon is equal to 0.177 g/g (under $p=200$ bar). Shall note that variation of the data differs only to 0.009 g/g.

At the Fig.5 shown dependence of the maximum concentration of the water steam from the pressure. At the picture shown that most concentration of H₂O is equal to 0.82 g/g (under $p=170$ bar), the least – 0.077 g/g (under $p=200$ bar). Such distribution is repeating the data obtained at the previous Fig 5.

In the result, steady trend line of the data (Fig.2-6) is showing that depending parameters are falling with increase of pressure, we consider that the reason of it, is coalescence and decomposition of the droplets. Based on the obtained analysis, we may consider that optimal characteristics of the burning process under $p=170$ bar, as under such pressure we notice quick inflammation of fuel 0.8 ms, maximum

heat radiation 2697 K and lower concentration of CO₂ 0.186 g/g. Let's review this case closely.

Conclusion

In this work, by methods of computational modeling conducted research of the impact of pressure in the combustion chamber to the processes of inflammation and burning of hexadecane. Obtained dependence of: maximum temperature, maximum concentration of carbon dioxide, maximum concentration of the water steam, time of inflammation from pressure in the combustion chamber. Value of the pressure was increase from 30 to 200 bar (with the step of 5 bars). Obtained distribution of the temperature fields at the moment of inflammation and active combustion of fuel in the combustion chamber under optimum pressure chosen by us equal to 170 bar.

In the result of the conducted research and analysis of the results of the computational experiments, it is possible to make following conclusions:

Under the pressure equal to 170 bars noticed: 1) fast inflammation $t_{inflam}=0.8$ ms; 2) maximum value of heat radiation 2697 K; 3) relatively lower concentration of CO₂ 0.186 g/g.

Results obtained in this work will allow: 1) more efficiently combust the fuel; 2) expand the theoretic base of the physics of combustion.

References

- 1 Key World Energy statistics – International Energy Agency (IEA), 2012. – 80 p.
- 2 International Energy Outlook. – 2013. www.eia.gov/outlooks/ieo/ – 9 p.
- 3 Messerle V., et al. Numerical simulation of pulverized coal combustion in a power boiler furnace // High temperature. – 2015. – Vol.53, Iss.3. – P.445-452.
- 4 Bolegenova S., et al. Application of 3D modelling for solving the problem of combustion coal-dust flame // Bulgarian Chemical Communications. – 2016. – Vol.48, Iss. 236. – P.236-241.
- 5 Askarova A.S., et al. Numerical simulation of the coal combustion process initiated by a plasma source // Thermophysics and aeromechanics. – 2014. – Vol.21, Iss. 6. – P.747-754.
- 6 Maximov V.S., et al. 3D modeling of heat and mass transfer during combustion of solid fuel in BKZ-420-140-7c combustion chamber of Kazakhstan // Journal of Applied Fluid Mechanics. – 2016. –Vol. 9, Iss. 2. – P.699-709.
- 7 Bolegenova S., et al. Computational method for investigation of solid fuel combustion in combustion chambers of a heat power plant // High temperature. – 2015. – Vol.5., Iss.5. – P.751-757.
- 8 Messerle V.E., et al. Reduction of noxious substance emissions at the pulverized fuel combustion in the combustor of the BKZ-160 boiler of the Almaty heat electropower station using the “Overfire Air” technology // Thermophysics and aeromechanics. – 2016. – Vol.23, Iss. 1. – P. 125-13.
- 9 Amsden A.A., O'Rourke P.J., Butler T.D. KIVA-II: A computer program for chemically reactive flows with sprays. – Los Alamos, 1989. – 160 p.
- 10 Zajcev S.A., Kuznecov V.R., Kuncev G.M. Vlijanie progreva i isparenija zhidkogo topliva na gorenje v model'noj kamere sgoranija // Fizika gorenija i vzryva. Vsesojuznyj nauchno – teoreticheskij zhurnal. – Novosibirsk: Nauka. Sibirskoe otdelenie, 1991. – g.s.45-52. (In Russ)
- 11 Askarova A.S., Bolegenova S.A., Ospanova SH.S., Ergalieva A.B. i dr. Chislennoe modelirovanie processov samovospalmenija zhidkih topliv pri gorenii // News of the National Academy of Sciences of the Republic of Kazakhstan, physico-mathematical series. – 2012. – №2. – P.57-60. (In Russ)
- 12 Askarova A.S., Bolegenova S.A., Maksimov V.JU. Issledovanie processov teplomassoperenosu pri nalichii gorenija v

- oblastjah geometrii // Izvestija NAN RK. Serija fiziko-matematicheskaja. – 2012. – №5 (285). – S.8-11. (In Russ)
- 13 Askarova A., Berezovskaya I., et al. 3D modelling of heat and mass transfer processes during the combustion of liquid fuel // Bulgarian Chemical Communications. – 2016. – Vol.48 E. – P.229-235.
- 14 Askarova A.S., et al. Mathematical modeling of heat and mass transfer in the presence of physical-chemical processes // Bulgarian Chemical Communications. – 2016. – Vol.48 E. – P.272-277.
- 15 Askarova A., Bolegenova S, Gorokhovski M., Ospanova Sh. Numerical study of the influence of the spray velocity on the tetradecane's combustion // News of the National Academy of Sciences of the Republic of Kazakhstan, physico-mathematical series – 2014. – №3 (295). – P.32-37.
- 16 Askarova, A., Gorokhovski M., Bolegenova S, Ospanova Sh. Chislennoe issledovanie vlijanija skorosti vpryska na process gorenija zhidkogo topliva razlichnogo vida pri vysokih davlenijah i vysokih chislah Rejnl'dsa v cilindricheskoy kamere sgoranija // News of the National Academy of Sciences of the Republic of Kazakhstan, physico-mathematical series. – 2014. – №3 (295). – P.22-26 (In Russ)
- 17 Askarova A., Bolegenova S., Shortanbayeva Zh., et al. Computer simulation of liquid fuel spray and combustion at different injection velocities // News of the National Academy of Sciences of the Republic of Kazakhstan, physico-mathematical series. – 2015. – № 2 (300). – P.98-103.
- 18 Berezovskaya I., et al. Numerical simulation of the influence of the atomization velocity on the liquid hydrocarbon fuel's combustion // Proc. of the 2013 Intern. Conf. on Applied Mathematics and Computational Methods in Engineering AMCME). – Rhodes Island, Greece, 2013. – No1. – P.155-158.
- 19 Gorokhovski M. and Borghi R. Model of soot formation and oxidation in diesel engines. // Journal of diesels, Transactions of SAE. – 1993. – 930075.
- 20 Spravochnik himika. Tom vtoroj. Pod red. B.N. Nikol'skogo. - Izd.: Himija, 1964. –P.578-579 (In Russ)

References

- 1 Key World Energy statistics, (International Energy Agency (IEA), 2012), 80 p.
- 2 International Energy Outlook, www.eia.gov/outlooks/ieo, 9 p. (2013).
- 3 V. Messerle, et al. High temperature, 53, 3, 445-452 (2015).
- 4 S. Bolegenova, et al., Bulgarian Chemical Communications, 48, 236, 236-241 (2016).
- 5 A.S. Askarova, et al., Thermophysics and aeromechanics, 21, 6, pp. 747-754 (2014).
- 6 V.S. Maximov, et al., J of Applied Fluid Mechanics, 9, 2, 699-709 (2016).
- 7 S. Bolegenova, High temperature, 5, 5, 751-757 (2015).
- 8 V.E. Messerle, et al., Thermophysics and aeromechanics, 23, 1, 125-13 (2016).
- 9 A.A. Amsden, P.J. O'Rourke, Butler T.D. KIVA-II: A computer program for chemically reactive flows with sprays, (Los Alamos. 1989), 160p.
- 10 S.A. Zajcev, V.R. Kuznecov, and G.M. Kuncev, Fizika gorenija i vzryva. Vsesojuznyj nauchno-teoreticheskij zhurnal, (Novosibirsk. Nauka. Sibirskoe otdelenie, 1991), g.s.45-52. (In Russ)
- 11 A.S. Askarova, et al., News of the National Academy of Sciences of the Republic of Kazakhstan, physico-mathematical series, 2, 57-60 (2012). (In Russ)
- 12 A.S. Askarova, et al., Izvestija NAN RK, serija fiziko-matematicheskaja, 5 (285), 8-11 (2012). (In Russ)
- 13 A.S. Askarova, et al., Bulgarian Chemical Communications, 48 E, 229-235 (2016).
- 14 A.S. Askarova, et al., Bulgarian Chemical Communications, 48 E, 272-277 (2016).
- 15 A.S. Askarova, et al., News of the National Academy of Sciences of the Republic of Kazakhstan, physico-mathematical series, 3 (295), 32-37 (2014).
- 16 A.S. Askarova, et al., News of the National Academy of Sciences of the Republic of Kazakhstan, physico-mathematical series, 3 (295), 22-26 (2014). (In Russ)
- 17 A.S. Askarova, et al., News of the National Academy of Sciences of the Republic of Kazakhstan, physico-mathematical series, 2 (300), 98-103 (2015).
- 18 I. Berezovskaya, et al., Proc. of the 2013 Intern. Conf. on Applied Mathematics and Computational Methods in Engineering AMCME), Rhodes Island, Greece, 1, 155-158 (2013).
- 19 M. Gorokhovski and R. Borghi, Transactions of SAE, 930075 (1993).
- 20 Spravochnik himika. Tom vtoroj. Pod red. B.N. Nikol'skogo, (Izd.: Himija, 1964), p.578-579 (In Russ).

5-бөлім

ЖОҒАРЫ ОҚУ ОРНЫНДА

ФИЗИКАНЫ ОҚЫТУ ӘДІСТЕМЕСІ

Section 5

METHODS OF TEACHING

HIGH SCHOOL PHYSICS

Раздел 5

МЕТОДИКА ПРЕПОДАВАНИЯ ФИЗИКИ

В ВЫСШЕЙ ШКОЛЕ

Нұрғалиева Қ.Е.¹, Гаваре З.², Игенбаева Ә.С.¹, Қанатова Ә.Н.¹

¹Ал-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Қазақстан, Алматы қ.

² Латвия аграрлық университеті, Латвия, Елгава қ.,
e-mail: kdungen@rambler.ru, igenbayeva.assel@gmail.com

**ЭЛЕКТРОНДЫ АНАЛОГТЫ ҚҰРЫЛҒЫЛАР СҰЛБАСЫН
MULTISIM ОРТАСЫНДА МОДЕЛЬДЕУ БОЙЫНША
ҚҰРАСТЫРЫЛҒАН ЛАБОРАТОРИЯЛЫҚ ЖҰМЫСТАРДЫҢ
АРТЫҚШЫЛЫҒЫ МЕН КЕМШІЛІГІН ТЕСТИЛЕУ АРҚЫЛЫ ЗЕРТТЕУ**

Ұсынылып отырған мақалада виртуалды зертханалық жұмыс пен стендте жасалатын зертханалық жұмыстың арасындағы айырмашылықтар қарастырылып, виртуалды зертханалық жұмыстың артықшылығы мен кемшілігі анықталды. Жұмыстың нәтижесінде үш зертханалық жұмыс құрастырылып, апробациядан өткізілді. Виртуалды жұмыстың артықшылығы мен кемшілігін талдау үшін екі фокусты топ алынып, сол топтағы студенттердің алған біліміне сарапалау жұмыстары жүргізілді. Виртуалды зертханалық жұмыстың артықшылықтары мен кемшіліктепі айқындалды. Кемшілігі студент істелінетін зертханалық жұмысты қолмен үстап, көре алмайды. Артықшылықтары: студент жұмыс істеу барысында жұмысты аяғына дейін істеп үлгермесе, оны үйінде аяқтай алады, виртуалды программада істелінген жұмыс тез жасалады. Бұл программаны өзінің компьютерде қондырып қою көп жады қорын алмайды. Кабинетті стендтпен қамтамасыз ету виртуалды зертханадан едәүір қымбатқа түседі. Сонымен қатар, қосымша виртуалды жұмыс жасаған студенттердің білім деңгейі жоғарырақ, көрсеткішке ие болды. Виртуалды зертханалық жұмыс жасаған топтың, жасамаған топтан білім деңгейінің жоғарлағаның бірнеше уақыт өткеннен кейін алынған тест нәтижелері көрсетті.Студенттердің білімін сарапай келе зертханалық жұмыстың маңызын, білімін деңгейінің жоғарлағаны байқалады. Нәтижесінде зертханалық жұмыстың маңызы, білімін деңгейінің жоғарлағаны айқын білінеді.

Түйін сөздер: виртуалды зертхана, MSпрограммасы, электронды сұлба, моделдеу.

Nurgalieva K.E.¹, Gavare Z.², Igenbayeva A.S.¹, Kanatova A.N.¹

¹Al-Farabi Kazakh National University, Kazakhstan, Almaty

²Latvia University of Life Sciences and Technologies, Latvia, Jelgava,
e-mail: kdungen@rambler.ru, igenbayeva.assel@gmail.com

**Researching of the advantages and disadvantages of laboratory works on simulation
of electronic analog circuits in Multisim by testing**

In this paper, the differences between the virtual laboratories and the bench laboratory were analyzed and the advantages and disadvantages of the virtual laboratory were established. Search was based on the three laboratory works were developed and carried out through approbation. There were two focus groups of students for analyzing the level of students after their work with the bench and virtual laboratories. As the result the advantages and disadvantages of the virtual laboratory are cleared out. The disadvantage is in having not of opportunity of students to work by hand. Advantages: during work, if the student was unable to complete the work, he can finish it another time. With the help of a virtual program the work is done very quickly. This program does not consume much memory in the computer. Providing the cabinet with bench equipment is more expensive. And the testing shows that if a student additionally works with a virtual program, his level of education increases. Virtual laboratory work are very important and the level of knowledge of students has increased.

Key words: virtual laboratory, MS program, electronic chart, desing.

Нұргалиева К.Е.¹, Гаваре З.², Игенбаева А.С., Канатова А.Н.¹

¹Казахский национальный университет имени имени аль-Фараби, Казахстан, г. Алматы

²Латвийский сельскохозяйственный университет, Латвия, г. Елгава

e-mails: kdungen@rambler.ru, igenbayeva.assel@gmail.com

Исследование преимуществ и недостатков лабораторных работ по моделированию электронно-аналоговых схем в среде Multisim с помощью тестирования

В этой работе рассмотрены были проанализированы различия между виртуальной и стендовой лабораториями и выявлены преимущества и недостатки виртуальной лаборатории. В ходе работы были разработаны и аппробированы три лабораторные работы. Для анализа преимуществ и недостатков были отобраны две фокус – группы, первая состояла из 10, вторая из 16 студентов. Студенты из фокус групп выполняли стендовые лабораторные работы, а студенты из второй фокус-группы дополнительно проделали соответствующую виртуальную лабораторную работу. На входе, а также после выполнения работ знания студентов определялась посредством тестового опроса. В результате были определены следующие преимущества виртуальных лабораторных работ: во время работы, если студент не смог завершить работу, он может закончить лабораторную работу у себя дома. С помощью виртуальной программы работа делается очень быстро и легко. Для этого всего лишь надо программу установить на компьютере. Эта программа не занимает много памяти. Обеспечить кабинет стендовыми оборудованием стоит очень дорого. Если студент дополнительно работает с виртуальной программой его уровень образования увеличивается. Виртуальная лабораторная работа очень важна для студентов. Как показали результаты уровень знаний студентов выше, по сравнению с группой, которая не закрепляла знания на виртуальных лабораторных работах. Группа которая работала со стендом и виртуальной программой показали хорошие результаты. А результаты группы которая работала только со стендом чуть ниже.

Ключевые слова: виртуальная лаборатория, программа MS, электронная схема, моделирования.

Kіріспе

Қазіргі заман талабы бойынша білім берудегі ақпараттандырудың негізгі талаптарының бірі – оку үрдісіне электронды оқулықтарды, виртуалды зертханалық жұмыстарды енгізу. Өйткені бүтінгі таңдағы білім беру саласында виртуалды зертханаларды енгізу дара тұлғаны дамытып қана қоймай, оку – тәрбие үрдісінің барлық деңгейлерінің тиімділігі мен сапасын жоғарлатады. Жұмыста виртуалды зертханалық жұмыстар зерттелінеді. Автоматтандырылған математикалық есептеу жүйесі – Multisim программасының негізінде жасалған виртуалды құрылғылардың процесстер моделденді. Бұның себебі заман талабына сәйкес қондырғылардың көбін виртуалды түрдегі зертханаға алмастыру өзекті мәселе болып табылады [1-3].

Әр түрлі аналогты, цифрлы немесе аналогты-цифрлы қондырғылардың көптеген түрлері бар [10, 11]. Анализдеу және виртуалды қондырғылардың MS ортасы аналогты және цифрлық электроника процесстерінің фундаменталды құбылыстарды көрсетудің ең қолайлы қондырғысы болып табылады [2, 3]. Құр-

делі аналогты және цифрлы құрылғылар модульді принцип негізінде құрылады: резистор, конденсатор, диод, транзистор, логикалық элемент, операциялық күштейткіш және цифрлық микросұлбалардан тұратын қарапайым сұлбалардан жинақталады [14, 15]. Электронды лабораторияда нәтижесі осциллограф, графикалық сипаттама түрінде алынатын виртуалды қондырғылардың көрсеткіштерін алуда, сұлбаларды басқару мен технологиялық процесстерін тексеруде электронды сұлбаны моделдеу негіз болады [13]. Зертханалық жұмыстың маңыздысы студенттерге жүргізілетін тәжірибемен, электронды құрылғыларда сұлбаны құруды игеру (элементтер мен түйіндерін дұрыс таңдау, өлшеуіш құрылғыны осциллограф, қуаттану көзі, параметрлерін орнату және режимімен оның жұмысын дұрыс орнату маңызды) немесе нәтижесін есептеу мәліметтерін кестеге енгізу, параметрлерін анықтау және электронды құрылғыларда сипаттамасын құру маңызды [4-9]. Жұмыс істеу режимін орнатуда және өлшеуіш құрылғыларды, осциллограф таңдауда, түйін компоненттерін орнатуда еш қыншылық жоқ.

Multisim бағдарламасында модельдеудің ерекшеліктері

MS программалық ортасының жұмыс экранына керек компоненттерді және құрылғыларды көшіруге дейін және оларды өзара байланыстыру үшін «жалғауыштарды» таңдау керек. Пиктограммаға тышқан батырмасын басқаннан кейін кітапхана қоры ашылады. Виртуалды компонент немесе виртуалды құрылғыны жұмыс істеу өрісіне әкелу үшін тышқан мензерін компонент кескініне басып және тышқанның сол жағын басу керек. Жұмыс экранында керек жерге тышқан батырмасын басамыз. Жұмыс экранындағы компонентті басқа жерге жылжыту үшін кескінге тышқан батырмасын басып оны жібермей, керек жерге жылжытамыз. Элементтің немесе құрылғының анық қай жерде тұрғанын көру үшін оны белгілеп, керек жерге пернетақта батырмасын басамыз. Шыққан элемент немесе құрылғылар нәтижелерін біріктіру үшін тышқан мензерін керек жерге апарамыз (бұл жерде бағыттаушы жебе) тышқан батырмасы дөнгелек нұктеге айналады. Пернетактаның сол жағын басып немесе созылған мензерді басқа компонентке соңында нұктеде пайда болғанша жылжыту керек. Нұктеде тышқан батырмасын басқаннан кейін екі шешім бір сыйыққа бірігеді. Элементтің (құрылғы) кез келген шешімін аналогты турде біріктіруге болады. Ол үшін байланыс кезінде нұктеде пайда болуы керек.

«Multisim» бағдарламасы – электронды сұлбаларды аз уақыт ішінде модельдеу үшін арналған виртуалды программа. Виртуалды емес зертханалық жұмыс орындаған кезде тәжірибие жүргізуші адам алынған нәтижеден көптеген қателіктер алады. Бұл мәселерді шешудің бірден бір шешімі ол виртуалды зертханалық жұмысты жасақтау.

Мүмкіндіктері:

- Электронды сұлбаларды жинақтайды;
- График салу;
- Сұлбага қатысты бүкіл есептеулерді жүргізеді;
- Операциялық пәрмендерді орындаиды;

Бұл программа Electronics Workbench Group компаниясының (National Instruments корпорациясына кіретін модулді орта). Кітапхана қорында 16000 электронды компоненттері бар [1-3]. Аналогты модельге негізделіп тез модельдеу үшін қолайлы болады [10, 11]. MS программасында дәл өлшеуіш басқару құрылғылары бар. Сыртқы ортасына және сипаттамасына қарай индустримальық аналогқа сәйкес. Әр түрлі

анalogты, цифрлы немесе аналогты-цифрлы қондырғылардың көптеген түрлері бар, анализдеу және виртуалды қондырғылар MS ортасы аналогты және цифрлық электроника процесстерімен фундаменталды құбылыстарды көрсетудің ең қолайлы қондырғысы болып табылады [14, 15].

Сол себепті де біз осы ортаны студенттердің жұмыс жасауына қолайлы деп таптық. MS негізінде: «Электронды аналогты құрылғыларды Multisim ортасында модельдеу» зертханалық жұмыстарға әдістемелік нұсқаулар [13] және «Электронды аналогты құрылғылар сұлбасын Multisim ортасында модельдеу». Лабораториялық жұмыстарға әдістемелік нұсқаулар [14] жасақталды.

Виртуалды зертханалық жұмысты жасап қана қоймай олардың қаншалықты нәтижелі екенін түсіну қажет. Соңғы тұрған жұмыста біз студенттер білімінің қаншалықты өзгергендігін тестілеу арқылы анықтағанды жөн көрдік. «Тест» — ағылшын сөзі, мағынасы «сынақ» дегенді білдіреді. Сынақ әдісі арқылы адамның менгерген білім деңгейі мен ықылас ынталы да зерттеліп, оның нәтижелері салыстырмалы түрде қорытындыланады [12].

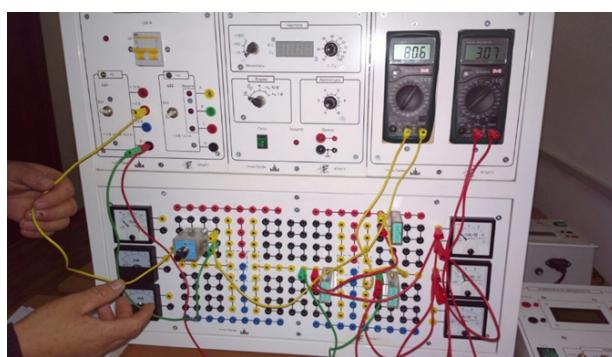
Мәселенің түйіндемесі

MS бағдарламасында зертханалық жұмыстың құрастырудың қолайлы екендігін ғана емес, оның қолмен ұстап, жасап алуға мүмкіндік беретін стендтік жұмыстан қандай айырмашылығы бар екендігін қарастырымыз келді. Ол үшін біз құрастырылған зертханалық жұмыстарға ұқсайтын стендтік жұмыстарды алушы үйгардық (1-сурет). Бұл мақсатқа «Электр тізбектері және электроника негіздері» зертханалық стенді сай келді. Атап айтқанда, біздің зертханалық жұмыстар мен тандалған стендтік үш жұмыс сәйкес болды. Олар:

- 1) №1 Зертханалық жұмыс. Жартылай өткізгішті диод, стабилитрон және тиристор
- 2) №2 Зертханалық жұмыс. Биполярлы және өрістік транзисторлар
- 3) №3 Зертханалық жұмыс. Аналогты компаратор [4].

Жасалатын жұмыстар анықталды, енді бізге білімін анықтауға контингент қажет болды. Ол үшінбіз3 курс «Электрэнергетикасы» мамандығы студенттерімен жұмыс жасалынды. Олардың арасынан екі фокусты топ іріктелініп алынды. Бірінші фокусты топ зертханалық жұмысты тек стендте жұмыс істеді. Ал екінші фокусты топ

зертханалық жұмысты стендте және Multisim бағдарламасында істеді. Қолданылған стенд «Электр тізбектері және электроника негіздері». Бұл стендта электронды көрсеткіш шкалары автоматты түрде жинақталған. Зертханалық стенд қазіргі заман талабына сай етіп жасалған. Зертханалық жұмысты жинақтау көп уақытты қажет етпейді. Зертханалық жұмысқа қатысты бүкіл параметрлерді стендттың өзінен беріп, тек қарапайым элементтерді жинақтайды. Ал күрделі сұлба болса, қарапайым элементтерден тізбектей немесе параллель жинақтап алынады. Жұмыс істеу барасында бүкіл техникалық қауіпсіздік шаралары сақталынды. Жұмыс жасамас бұрын жинақталған сұлбаны мұғалімге тексеріп алып, керекті қорек көздеріне қосылды. Зертханалық стенд 1-суретте көрсетілген. Зертханалық жұмыс істеу барасында бірнеше топ болғандықтан, жинау үшін көп уақыт кетеді. Кейбір элементтер күйіп кеткендіктен, бір топ басқа топтың істеп бітептінін күтеді. Ал виртуалды программада студент сабак барысында үлгермей қалған жұмысын өзінің компьютерінде істей алады. Сонымен қатар виртуалды зертханалық жұмыстың тағы бір артықшылығы компьютерде жады қоры көп орынды алмайды. Ал кемшілігі студент істелінген жұмысты қолмен ұстап, көре алмайды.



1-сурет – «Электр тізбектері және электроника негіздері» зертханалық стенді

Стендпен Multisim програмалық ортасында істелінген жұмыстар ішінен ортақ тақырыптар іріктелініп алынды. Сол тақырыптар негізінде тест жұмыстары алынды [12]. Екі фокустық топта алынған тесттерді жұмыс істелгенге дейін және істелінген жұмыс қорғалғаннан кейін алынды.

Бірінші істелінген зертханалық жұмыс «Диод, стабилитрон және тиристор». Осы тақырыпқа сай 10 сұрақтық тест жұмысы алынды. Бұл тест жұмысында жауаптар саны 4, ал дұрыс жауап тек бір. Екінші істелінген зертханалық жұмыс «Биполярлы және өрістік транзистор». Осы тақырыпқа сай 10 сұрақтық тест жұмысы алынды. Жауаптар саны 4, ал дұрыс жауап біреу. Үшінші істелінген зертханалық жұмыс «Аналогты компараторлар». Осы тест жұмысында жауаптар саны 4, дұрыс жауап саны біреу. Осы алынған тест жұмыстары жұмыс істелгенге дейін алынды. Арада екі апта откеннен тест жұмысы қайта алынды. Зертханалық жұмыстар қорғалып біткеннен кейін сынақ тест алынды. Сынақ тесттер арнайы кітаптан алынды [12]. Сынақ тесттің сұрақтар саны 10. Бұл тесттің жауаптар саны 8, оның ішінен 1-ден 3-ке дейін дұрыс жауаптары бар. Егер студент алынған тесттің дұрыс жауабы үшеуі болатын тесттің үш сұрағына жауап берсе 1 деген баллға, екеуіне дұрыс жауап берсе 0,6 баллына, ал егер бір сұрағына жауап берсе 0,3 деген баллға ие болады. Егер студент екі жауабы дұрыс тест жұмысына жауап берген кезде тек бір сұрағына дұрыс жауап берсе 0,5 деген баллға, ал екі сұрағына жауап берсе 1 деген баллға ие болады. Тесттердің нұсқалары келесідей:

1-тест. «Биполярлы және өрістік транзистор»

1) Өрістік транзистор дегеніміз не?

a) Шығыс токтың мәнін электрлік өріс арқылы басқаруға болатын құрылғы

ә) Шығыс токтың мәнін кіріс ток арқылы басқаруға болатын құрылғы

б) Кіріс токтың мәні 0 болатын құрылғы

в) Шығыс токтың мәні 0 болатын құрылғы

2) Өрістік транзистордың негізгі параметрлерін ата?

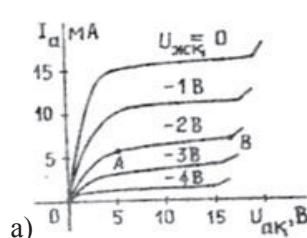
а) жаппа, бастау, құйма

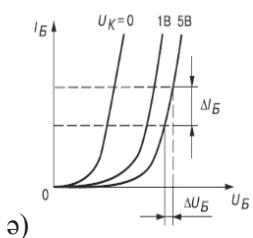
ә) эмиттер, коллектор, бастау

б) база, коллектор, жаппа

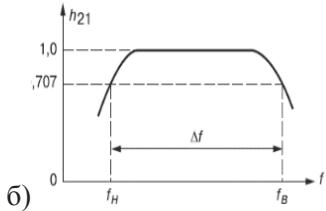
в) жаппа, бастау, эмиттер

3) Өрістік транзистордың шығыс сипаттамасын көрсет?

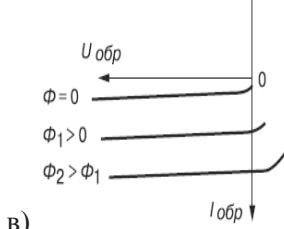




ә)



б)



в)

4) Құйма дегеніміз не?

а) Өткізгіш арна арқылы заряд тасушылар қосылатын электрод

ә) Заряд тасушылар шығаратын электрод

б) Электр сигналын беретін электрод

в) Транзисторды заряд тасымалдаушымен қамтамасыз

5) Өрістік транзистор неден жасалынады?

а) кремний немесе галий арсений, силиций

ә) диодтардан

б) литий мен натрий

в) күкірт пен калий

6) Бірлесу режимі (режим обеднения) дегеніміз не?

а) Жаппада токтың мәні көп, кернеу мәні аз

ә) Жаппада токтың мәні аз, кернеу мәні көп

б) Жаппада токтың да кернеудің мәні тең

в) Жаппа токтың 0 болып, кернеу мәні аз

7) Қанығу режимі (режим обогащения) дегеніміз не?

а) Жаппада токтың мәні көп, кернеу мәні аз

ә) Жаппада токтың мәні аз, кернеу мәні көп

б) Жаппада токтың да кернеудің мәні тең

в) Жаппа токтың 0 болып, кернеу мәні аз

8) Жаппа дегеніміз не?

а) Өткізгіш арна арқылы заряд тасушылар қосылатын электрод

ә) Заряд тасушылар шығаратын электрод

б) Электр сигналын беретін электрод

в) Транзисторды заряд тасымалдаушымен қамтамасыз етеді

9) Өрістік транзисторлардың қандай түрлері бар?

а) биполярлы транзистор

ә) басқаратын p-n-p электрон-кемтіктік ауысуы бар және оқшауланған жапқылы металлдиэлектрик-шалаөткізгіш транзистор

б) Металл-диэлектрик транзисторы

в) өрістік транзистордың түрлері жоқ

10) Бастау дегеніміз не?

а) Өткізгіш арна арқылы заряд тасушылар қосылатын электрод

ә) Заряд тасушылар шығаратын электрод

б) Электр сигналын беретін электрод

в) Транзисторды заряд тасымалдаушымен қамтамасыз

2-тест. «Диод, стабилитрон және тиристор»

1) Тиристор дегеніміз не?

а) Шығыс токтың мәнін электрлік өріс арқылы басқаруға болатын күрүлғы

ә) көп қабатты құрамды үш не одан да көп p-n-p немесе n-p-n құрылымды төрт шықпасы бар жартылай өткізгішті құрылғы

2) Тиристорлар жұмыс істеу принципіне қарай қалай бөлінеді?

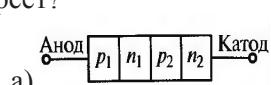
а) динистор, триистор, құйма

ә) эмиттер, коллектор, бастау

б) база, коллектор, симистор

в) динистор, триистор, симистор

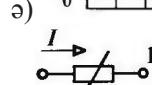
3) Диодты тиристордың шартты белгісін көрсет?



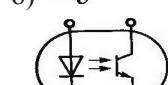
а)



ә)

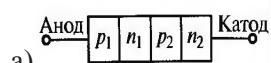


б)

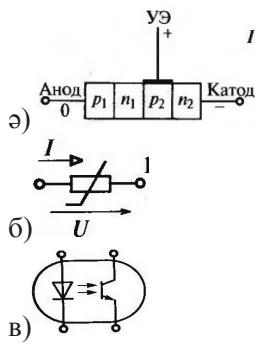


в)

4) Триодты тиристордың шартты белгісін көрсет?



а)



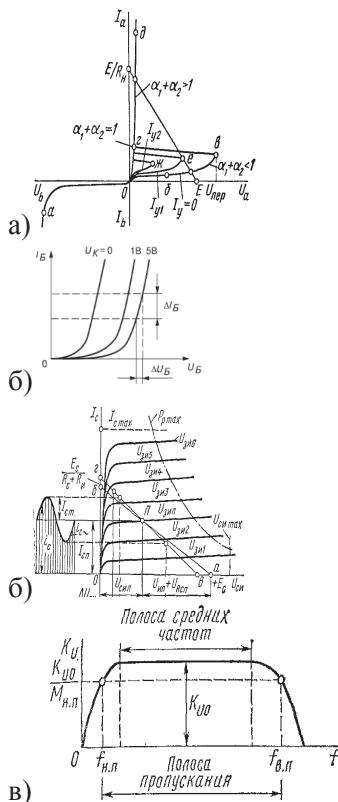
5) Диодты тиристордың шықпасын көрсет?

- а) анод, катод
- ә) жаппа, құйма
- б) электрон, кемтіктік
- в) басқарылатын электрод

6) Триодты тиристордың шықпалары қандай?

- а) анод, катод
- ә) анод, катод, басқарылмайтын электрод
- б) анод, катод, басқарылатын электрод
- в) электрон, кемтіктік

7) Тиристордың ВАС көрсет?



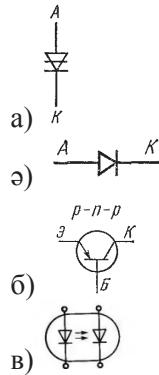
8) Тек кірісі арқылы басқарылатын тиристор қалай аталынады?

- а) операциялы
- ә) біропераціялы
- б) екіопераціялы
- в) көпопераціялы

9) Кірісі және шықпасы арқылы басқарылатын тиристор қалай аталынады?

- а) операциялы
- ә) біропераціялы
- б) екіопераціялы
- в) көпопераціялы

10) Тиристордың шартты белгісін көрсет?



3 тест. «Аналогты компараторлар»

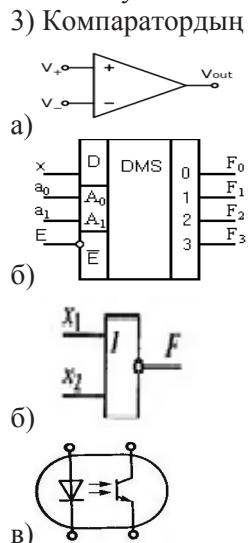
- 1) Аналогты компаратор дегеніміз не?
 - а) екі аналогты сигналды бір-бірімен салыстыруға арналған
 - ә) екі аналогты сигналдан бір аналогты сигнал алу үшін
 - б) аналогты сигналдан цифрлы сигнал алу үшін

в) $p-n-p$ немесе $n-p-n$ құрылымды төрт шықпасы бар жартылай өткізгішті құрылғы

2) Компаратордың функционалдық қызметі?

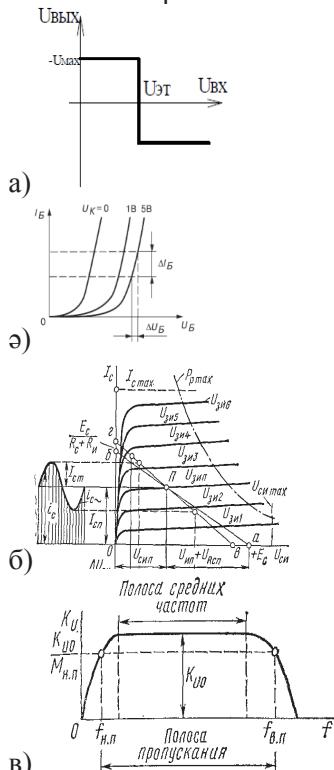
- а) кіріс кернеудің қандай да бір шекті мәнінен өту кезіндегі шығысындағы күйін өзгерту
- ә) кіріс кернеудің қандай да бір шекті мәнінен өту кезіндегі шығысындағы күйін өзгерту
- б) шығыс кернеудің қандай да бір шекті мәнінен өту кезіндегі шығысындағы күйін өзгерту

- в) кіріс кернеудің қандай да бір шекті мәнінен өту кезіндегі шығысындағы күйін жоқ қылыштастай
- 3) Компаратордың шартты белгісін көрсет?



4) Компараторларда...?

- а) дифференциалдық кірісі бар, күшету коэффициенті жоғары, кері байланыс жоқ
 - ә) дифференциалдық кірісі жоқ, күшету коэффициенті жоғары, кері байланыс жоқ
 - б) дифференциалдық кірісі бар, күшету коэффициенті төмен, кері байланыс жоқ
 - в) дифференциалдық кірісі бар, күшету коэффициенті жоғары, кері байланысы бар
- 5) Компаратордың негізгі параметрлері?
- а) анод, катод, басқарылатын электрод
 - ә) сезімталдығы, тез әрекет етуі, жүктеу қабілеттілігі
 - б) жиілігі, амплитудасы
 - в) фазасы, амплитудасы, жиілігі
- 6) Компараторлардың қандай түрі?
- а) текбірқадамды (однопороговый)
 - ә) бірқадамды және көпқадамды (однопороговый, многопороговый)
 - б) бірқадамды және екіқадамды (однопороговый, двухпороговый)
 - д) электрон, кемтіктік
- 7) Компаратордың шығысын сипаттайтын сипаттаманы көрсет?



- 8) Компаратор кірісіне қандай сигнал беріледі?
- а) аналогты
 - ә) цифрлы
 - б) цифрлы-аналогты
 - в) аналогты-цифрлы

9) Компаратор шығысында не алынады?

- а) $+I_n$ немесе $-I_n$
 - ә) аналогты сигнал
 - б) $+U_n$ немесе $-U_n$
 - в) күшеткі
- 10) Компараторда 0 мен 1 басқа сигнал алына ма?

- а) иа ә) 0 дең 8-ге дейін б) тек 0 мен 1 в) тек

Нәтижелерді талқылау

Зертханалық жұмыстарды және стендте жасалатын жұмыстарды жасату негізінде екі фокусты топ іріктелініп алынды. Бірінші фокусты топта 10 адам, ал екінші топта 16 студент болды. Екі топқа екі түрлі тест сұрақтары ұсынылды. Бірінші тест сұрақтары студенттер стендте жұмыс жасамастан бұрын және жұмыс жасап болғаннан кейін ұсынылды. Арада біраз күн өткізе екінші топқа тақырыпқа сай виртуалды жұмыс ұсынылды. Бір аптадан кейін екі топқа да екінші түрдегі қорытынды сынақ тест ұсынылды. Тесттердің кейбір нұсқалары келесідей:

Тест нәтижелері 1-3 кестелерінде көлтірілген.

№1 тест нәтижесін салыстырсақ:

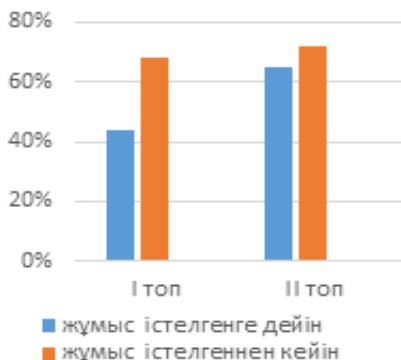
Бірінші істелінген зертханалық жұмыс «Диод, стабилитрон және тиристор». Соған қатысты алынған тест жұмысы зертханалық жұмыс істелгенге дейін және істелгеннен кейін алынды. Нәтижелер 1 суретте көрсетілген, көріп түргандай, жұмыс істелгенге дейін бірінші фокустық топтың көрсеткіші 44%. Сол фокусты топтың жұмыс істегеннен кейінгі көрсеткіші 68%.

Ал екінші фокусты топтың жұмыс істелгенге дейін көрсеткіші 65%. Сол топтың нәтижесі жұмыс істелгеннен кейін көрсеткіші 72%.

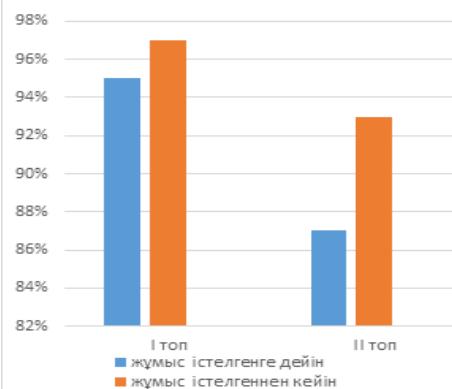
Екінші топ виртуалды зертхана жұмысын жасағаннан кейінгі алынған сынақ тест нәтижелері 2 суретте көлтірілген, уақыт өте келе бірінші топтың білімі бастапқыдан да төмendet, 45% ке жетті. Ал екінші топтың орта білімі 56% құрады, яғни 50% дан жоғары.

1-кесте – №1 тест жұмысы. «Диод, стабилитрон және тиристор»

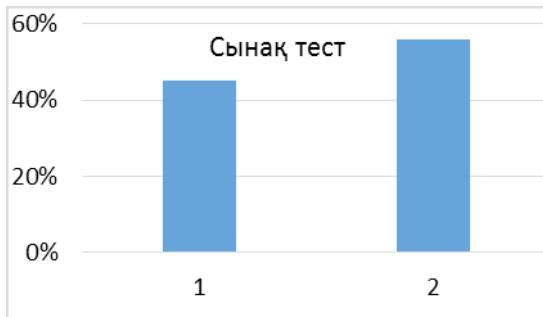
Топ	Жұмыс істелгенге дейін	Жұмыс істелгеннен кейін
I	44%	68%
II	65%	72%

№1 тест көрсеткіші

1-сурет – №1 тест көрсеткіші

№2 тест көрсеткіші

3-сурет – №2 тест жұмысының нәтижесі



2-сурет – Сынақ тест нәтижесі



4-сурет – Сынақ тест нәтижесі

№2 тест нәтижесін салыстырысақ (2 кесте, 3-4 сурет), жұмыс істелгенге дейін бірінші фокустық топтың көрсеткіші 95%. Сол фокусты топтың жұмыс істелгеннен кейінгі көрсеткіші 97%.

Ал екінші фокусты топтың жұмыс істелгенге дейін көрсеткіші 87%. Сол топтың нәтижесі жұмыс істелгеннен кейін көрсеткіші 93%. Сынақ тесттің қорытындысы (4 сурет), уақыт өте келе бірінші топтың білімінің (62%) екінші топтың орта білімінен (82%) төмен екенін көрсетіп тұр Нәтижелерден көріп тұрганымыздай, бұл жағдайда да Multisim программасында жұмыс істейтін студенттердің көрсеткіштері жоғары..

2-кесте – №2 тест жұмысы. «Биполярлы және өрістік транзистор»

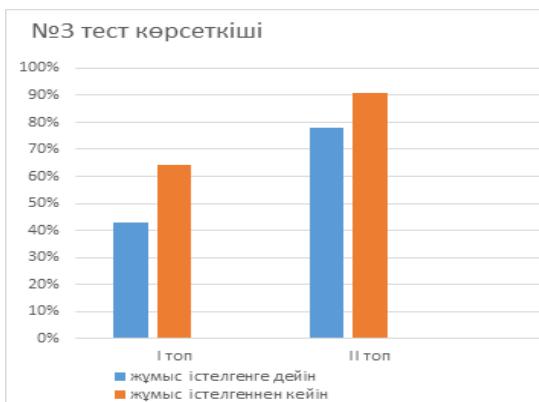
Топ	Жұмыс істелгенге дейін	Жұмыс істелгеннен кейін
I	95%	97%
II	87%	93%

Үшінші істелінген зертханалық жұмыс «Аналогты компараторлар». Соған қатысты алынған №3 тест нәтижесі 5 суретте көрсетілген, көріп тұргандай жұмыс істелгенге дейін бірінші фокустық топтың көрсеткіші 43%. Сол фокусты топтың істелгеннен кейін көрсеткіші 64%.

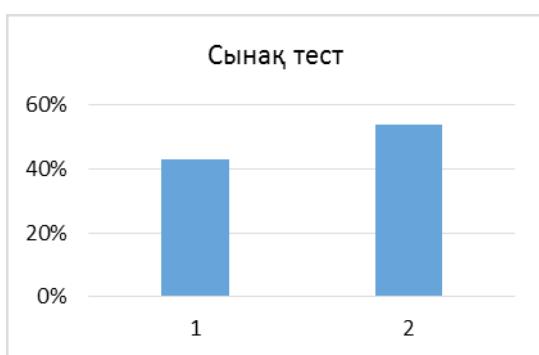
Ал екінші фокусты топтың жұмыс істелгенге дейін көрсеткіші 78%. Сол топтың нәтижесі жұмыс істелгеннен кейін көрсеткіші 91%. Сынақ тесттің нәтижесіне келсек (6 сурет), уақыт өте келе бірінші топтың білімі бастапқыдан төмендер 44% ке жетті. Ал екінші топтың орта білімі 82% құрады. Бұл жерде де нәтижелер Multisim программасында жұмыс істейтін студенттердің көрсеткіштері жоғары екенін көрсетіп тұр.

3-кесте – №3 тест жұмысы. «Аналогты компараторлар»

Топ	Жұмыс істелгенге дейін	Жұмыс істелгеннен кейін
I	43%	64%
II	78%	91%



5-сурет – №3 тест нәтижесі



6-сурет – Сынақ тест нәтижесі

Қорытынды

Жазылған үш тесттің қорытындысы бойынша Multisim программасында жұмыс істейтін студенттің нәтижелері анағұрлым жоғары. Сынақ тесттің нәтижелері бойынша алынған үш тесттің көрсеткіші бойынша I фокусты топтың көрсеткіштері II фокусты топтан жоғары екендігін көріп отырмыз. Жұмыстың нәтижесінде: үш зертханалық жұмыс құрастырылып, аprobациядан өткізілді, екі фокусты топ алынды, сол топтағы студенттердің біліміне сай саралау жұмыстары жүргізілді, студенттердің білімін айқындау үшін тесттер құрастырылып, саралау жұмыстары жүргізілді. Нәтижесінде зертханалық жұмыстың маңызын, білімін деңгейінің жоғарлағанын көрдік. Виртуалды зертханалық жұмыс жасаған топтың, жасамаған топтан білім деңгейінің жоғарлағаның бірнеше уақыт өткеннен кейін алынған тест нәтижелері көрсетті. Саралау нәтижесінде стендпен істелінген жұмысты виртуалды программалық ортада құрделендіріп істеуге болатынын және ол білімді нақтылай түсетінін көрдік. Сол себепті стендтке қоса косымша Multisim программалық ортасында зертханалық жұмыстарды енгізуі ұсынамыз.

Әдебиеттер

- Беневоленский С. Б., Марченко А. Л., Освальд С. Б. Компьютерный лабораторный практикум по электротехнике (в средах Electronics Workbench и Multisim 8). – М.: МАТИ, 2006. – 170 с.
- Резников Б.Л. Программный комплекс Multisim 10 в учебном процессе. – М.: МГТУ ГА, 2010.
- Хернитер М.Е. Multisim. Современная система компьютерного моделирования и анализа схем электронных устройств. – М.: ДМК. Пресс, 2006. – 492 с.
- Марченко А.Л. Основы электроники: Учебное пособие для вузов. 2009. – 144 с.
- Герасимов В.Г. Электрические измерения и основы электроники. Для студентов вузов. 1998. – 242 с.
- Игумнов Д.В., Костюнина Г.П. Основы полупроводниковой электроники: Учебное пособие. – М.: Горячая линия – Телеком, 2005. – 392 с.
- Немцов М.В. Электротехника и электроника: Учебник для вузов. – М.: Изд. МЭИ, 2004. – 460 с.
- Миловзоров О.В., Панков И.Г. Электроника. – М.: Высшая школа, 2006. – 288 с.
- Тотхейм Р. Основы цифровой электроники. – М.: Мир, 1988. – 392 с.
- Лаврентьев Б.Ф. Аналоговая и цифровая электроника: Учебное пособие. 2000. – 158 с.
- Опадчий Ю.Ф., Глудкин О.П., Гуров А.И. Аналоговая и цифровая электроника (Полный курс): Учебник для вузов / Под ред. О. П. Глудкина. – М.: Горячая линия – Телеком, 2007. – 768 с.
- Ефремова Н.Ф. Современные тестовые технологии в образовании: учебное пособие. – М.: Логос, 2003. – 176 с.
- Нұрғалиева Қ.Е., Игенбаева Ә.С., Сләмова Ә.Н. Электронды аналогты құрылғыларды Multisim ортасында модельдеу. Зертханалық жұмыстарға әдістемелік нұсқаулар // Современное образование в школе, колледже и ВУЗе – 2017. – № 2 (37). – С. 18-19.
- Нұрғалиева Қ.Е., Игенбаева Ә.С., Сләмова Ә.Н. Электронды аналогты құрылғылар сұлбасын Multisim ортасында модельдеу. Лабораториялық жұмыстарға әдістемелік нұсқаулар. – Алматы: Қазақ университеті, 2017. – 87 б.
- Нұрғалиева Қ.Е., Молдабеков Ж.М., Игенбаева Ә.С., Сләмова Ә.Н. Электронды сандық құрылғылар сұлбасын Multisim ортасында модельдеу – Алматы: Қазақ университеті, 2017. – 72 б.

References

- 1 S.B. Benevolenskij, A.L. Marchenko, S.B. Osval'd, Komp'juternyj laboratornyj praktikum po jelektrotehnike (v sredah Electronics Workbench i Multisim 8), (Moscow, MATI, 2006), 170 s. (in Russ)
- 2 B.L. Reznikov, Programmnyj kompleks Multisim 10 v uchebnom processe, (Moscow, MGTU GA, 2010). (in Russ)
- 3 M.E. Herniter, Multisim. Sovremennaja sistema komp'juternogo modelirovaniya i analiza shem jelektronnyh ustrojstv, (Moscow, DMK, Press, 2006), 492 s. (in Russ)
- 4 A.L. Marchenko, Osnovy jelektroniki, (Uchebnoe posobie dlja vuzov, 2009), 144 s. (in Russ)
- 5 V.G. Gerasimov, Jelektricheskie izmerenija i osnovy jelektronika, (Dlja studentov vuzov, 1998), 242 s. (in Russ)
- 6 D.V. Igumnov, G.P. Kostjunina, Osnovy poluprovodnikovoj jelektroniki, (Uchebnoe posobie, Moscow, Gorjachaja linija – Telekom, 2005), 392 s. (in Russ)
- 7 M.V. Nemcov Jelektrotehnika i jelektronika, (Uchebnik dlja vuzov, Moscow, Izd. MJeI, 2004), 460 s. (in Russ)
- 8 O.V. Milovzorov, I.G. Pankov, Jelektronika, (Moscow, Vysshaja shkola, 2006), 288 s. (in Russ)
- 9 R. Tothejm, Osnovy cifrovoj jelektroniki, (Moscow, Mir, 1988), 392 s. (in Russ)
- 10 B.F. Lavrent'ev, Analogovaja i cifrovaja jelektronika, (Uchebnoe posobie, 2000), 158 s. (in Russ)
- 11 Ju. F. Opadchij, O.P. Gludkin, A.I. Gurov, Analogovaja i cifrovaja jelektronika (Polnyj kurs). Uchebnik dlja vuzov, (Moscow, Gorjachaja linija — Telekom, 2007), 768 s. (in Russ)
- 12 N.F. Efremova, Sovremennye testovye tehnologii v obrazovanii: uchebnoe posobie, (Moscow, Logos, 2003), 176 s. (in Russ)
- 13 K.E. Nurgalieva, et al, Sovremennoe obrazovanie v shkole, kolledzhe i VUZe, 2 (37), 18-19 (2017). (in Kaz)
- 14 K.E. Nurgalieva, et al, Jelektrondy analogty қырылғылар сұлбасын Multisim ortasynda model'deu: Laboratorijalyқ zhymystarra ədistemelik нұсқаулар, (Almaty, Qazaq universiteti, 2017), 87 p. (in Kaz)
- 15 K.E. Nurgalieva, et al, Jelektrondy sandyқ қырылғылар сұлбасын Multisim ortasynda model'deu (Almaty, Qazaq universiteti, 2017), 72 p. (in Kaz)

Turekhanova K.M., Akimkhanova Zh.Ye., Gani J.

Al-Farabi Kazakh National University,
Kazakhstan, Almaty, e-mails: kunduz@physics.kz

THE EFFECTIVENESS OF ICT IN TEACHING PHYSICS

In the 21st century, the modern employment cannot be imagined without the using of information and communication technology (ICT). Information technology is a set of mathematical and cybernetic techniques that provide the collection, storage, processing and transportation of information on the basis of modern computer technology. Among all educational disciplines, physics is able to easily maintain a computer subject. For a long time the computer has been successfully used here to facilitate the routine work of performing calculations. But information communication technologies can also be used to study theoretical material, training, as a means of modeling and visualization, etc. The choice depends on the goals, objectives and stage of the lesson (explanation, consolidation, repetition of the material, knowledge test, etc.). The most effective way of world informative education space is to fully supply ICT to each branch of education. This paper shows that the use of modern innovative educational methods and technologies is an important component for organizing an effective educational process in physics lessons. The process of informatization in education raises the level of training of teachers, students and the quality of the profession. It allows the student to self-development, self-education and creativity.

Key words: education, physics, ICT, methods, knowledge, pedagogy, e-learning.

Турекханова К.М., Әкімханова Ж.Е., Ғани Ж.
Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті,
Қазақстан, Алматы қ., е-mail: kunduz@physics.kz

Физиканы оқытудағы АКТ тиімділігі

XXI ғасырда замануи сабакты ақпараттық-коммуникациялық технологияларды (АКТ) қолданусыз елестету мүмкін емес. Ақпараттық технологиялар – заманауи компьютерлік технологиялар негізінде ақпаратты жинау, сақтау, өндешу және тасымалдауды қамтамасыз ететін математикалық және кибернетикалық әдістердің үйлесімі. Барлық оқу пәндерінің ішінде физика компьютерлік пәнди оңай қолдана алады. Ұзақ уақыт бойы компьютер есептеулерді орындаудың күнделікті жұмысын жеңілдету үшін табысты пайдаланылды. Ақпараттық-коммуникациялық технологиялар теориялық материалды, оқытуды моделдейу және көрnekілендіру құралдары ретінде пайдалану үшін және т.б. пайдалануға болады. Таңдау сабактың мақсаттарына, міндеттеріне және сатысына байланысты болады (түсіндірме, біріктіру, материалды қайталау, тестілеу білім және т.б.). Әлемдік ақпараттық ағарту кеңістігінің ең тиімді тәсілі АКТ-ті білім берудің әрбір саласына толығымен жеткізу болып табылады. Ұсынылған жұмыста физика сабагында оқу процесін тиімді ұымдастыру үшін негізгі құраушысы замануи инновациялық білім беру әдістемелері мен технологиялардың қолданылуы болып табылатыны көрсетілген. Білім берудегі ақпараттандыру процесі мұғалімдер мен студенттердің дайындық деңгейі және кәсіптің сапасын арттырады. Студентке өзін-өзі дамытуға, өзін-өзі тәрбиелеуге және шығармашылыққа мүмкіндік береді.

Түйін сөздер: білім беру, физика, АКТ, әдістер, білім, педагогика, электронды оқыту.

Туреканова К.М., Акимханова Ж.Е., Гани Ж.
 Казахский национальный университет им. аль-Фараби,
 Казахстан, г. Алматы, e-mail: kunduz@physics.kz
Эффективность ИКТ в преподавании физики

В XXI веке современное занятие невозможно представить без применения информационно-коммуникационных технологий (ИКТ). Информационные технологии – это совокупность математических и кибернетических приемов, которые обеспечивают сбор, хранение, обработку и транспортировку информации на основе современных компьютерных технологий. Среди всех учебных дисциплин физика способна легко поддерживать компьютерный предмет. Долгое время компьютер успешно использовался здесь для облегчения рутинной работы по выполнению расчетов. Но информационно-коммуникационные технологии могут также использоваться для изучения теоретического материала, обучения, как средства моделирования и визуализации и т.д. Выбор зависит от целей, задач и этапа урока (объяснение, закрепление, повторение материала, проверка знаний и т.д.). Самый эффективный путь мирового информационного образовательного пространства – это полное обеспечение ИКТ для каждой отрасли образования. В данной работе показано, что использование современных инновационных образовательных методик и технологий является важным компонентом для организации эффективного учебного процесса на уроках физики. Процесс информатизации в образовании повышает уровень подготовки учителей, а так же студентов и качество профессии. Это позволяет студенту к саморазвитию, самообразованию и творчеству.

Ключевые слова: образование, физика, ИКТ, методы, знания, педагогика, электронное обучение.

Introduction

Physics is a fundamental science that studies the simplest and at the same time the most general patterns of natural phenomena, the properties and structure of matter and the laws of its movement. During this period, it has changed qualitatively in the educational process, and there was a transition from the board, simple overhead projectors and players, tasks and handwritten cards to personal computers, multimedia projectors, printers, copiers, and interactive boards, digital schools with mobile classes, polyvalent halls, and digital equipment. The classic textbook and the teacher inevitably become suppliers of outdated knowledge in the environment where the amount of information doubles in every few years. Nowadays it is easy for teacher to create easier new conditions for the assimilation of educational material. The main purpose of information technology is to educate a diverse individual so that the student can use the personal computer tools in life activity in line with modern society needs. The rapidly developing scientific and technical progress has become the basis of the global process of informatization in all spheres of public life. The material and technological base of the society is the creation of various systems based on computer engineering and computer networks, information technology and telecommunications. In addition, the information infrastructure will be created, on the basis of which advanced information is produced, processed and stored by progressive

electronic equipment. The choice of correct educational method is very important. It depends from the choice if a student feels bored in the lesson and the theme will slide over his brain and do not leave any knowledge or a student will perceive the theme as a game, as a part of his life and he will get the knowledge for all his life. It depends from the choice if a class will look upon the lesson as a drudgery and misbehave in the lesson or a class will be interested in the lesson and will behave well and help to the teacher to lead the educational process [1-4].

The main goal of today's teacher is to develop critical thinking of students using ICT, and to encourage learners to develop discipline. To achieve the goal, research is being conducted to determine the use of electronic textbooks, web sites, programs, their functioning principles, their proper use and effectiveness in teaching physics. Each of us is asked to answer questions about how to increase the student's motivation and interest towards the lesson, how to use his / her critical thinking, how to develop creative abilities, what lessons, and when to use the lesson [4-8].

Effectiveness of using information and communication technologies in teaching:

- student's self-study;
- learning more at a compressed time, gather time;
- checking knowledge and skills through test tasks;
- possibility of distance learning;

- opportunity to receive the necessary information in a prompt manner;
- possibility of immediate receipt of required information;
- economical effectiveness (lack of access to material costs, travel, accommodation, etc.);
- impact on the quality of education. It is especially evident in the development of language classes (English, Russian, Kazakh, etc.).

Assessment of learning is the process of finding and interpreting data used by students and teachers for determination of the stage in which they are studying, how to develop and to achieve the required level. In other words, it means formative assessment. Here the pupil also appraises and trains himself. Thus, it is possible to use modern technologies in the field of formation of students' knowledge.

Classification of educational ICT

The application of computer technology in science education has become commonplace with the rapid development of information and communication technology (ICT). ICT addresses visual and auditory senses and facilitates the

learning and teaching in many courses. The education technology is also used in science teaching in many forms such as the micro-computer based laboratories, simulations and micro-words, interactive video discs, multimedia, hypermedia. Computer simulations among of them provide the interactive, authentic and meaningful learning opportunities for learners. Simulations facilitate the learning of abstract concepts since students would have the chance to make observations and get instant feedback. The investigation in science teaching reveals that computer-assisted learning is as effective as the laboratory method. Besides, combining the use of computer simulations and laboratory activities has been found to be more effectively than the use of the individual strategies. It is important to evaluate the quality of students' views, attitudes and beliefs at the designing of learning-teaching environment [12-17]. At present, the country's education system is moving to a trilingual teaching method. In this regard, it is very effective to use new technologies both for subject and for language purposes. For example, the Quizlet application is for learning by heart fixed new terms and words that run on mobile phones and testing them.

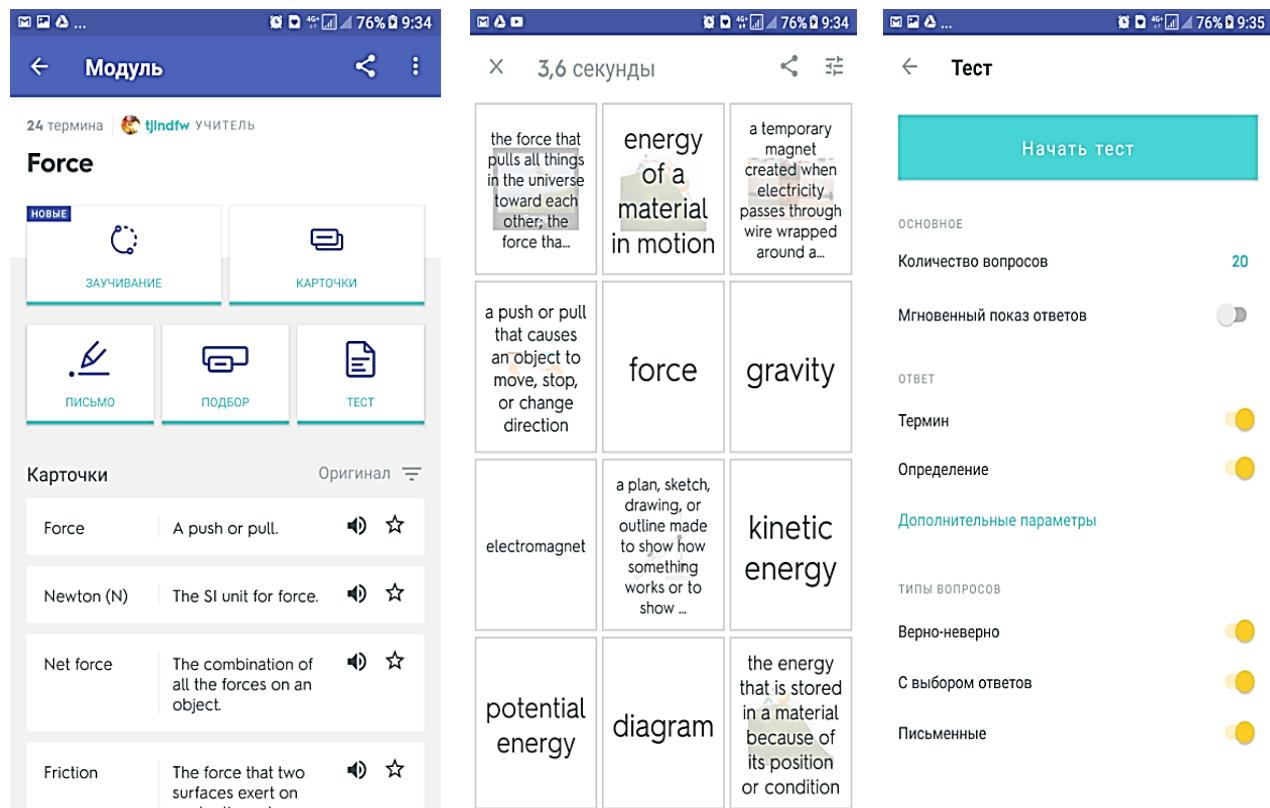


Figure 1 – The application of Quizlet as an additional technology on theme of the types of Forces

Quizlet can be used in the learning process to listen the learning material, personal training and interactive lessons. For example, students get acquainted with the new terms, they can see how well they use their words and evaluate themselves by answering their questions with the help of this program in class. The peculiarity of this program is that students can hear and repeat the correct pronunciation of new terms, they can see its translation, perform tasks like fixing new words, matching, correcting, and seeing its results (Figure 1). It is the up-to-date technology of trilingualism, Quizlet is an indispensable technology in all disciplines.

ICT provides many opportunities for teachers to check students' knowledge and skills in the field of verbal testing. One of them is a program that will be installed on a mobile phone called "ZipGrade". This is a program that quickly summarizes the results of the test written by the students. Here, students can print their own form of replies with any type of writing tool (paint, marker, pencil, pen), and then the teacher can quickly see results by scanning works on a mobile phone software. The usage of the program is that it has a special coloring card (Figure

2), which can be used repeatedly by laminating of forms, the teacher can give students up to 100 questions. Registration of pupils, classes on the phone to see quickly their results. The test results will be stored on your phone separately as long as you have them to analyze.

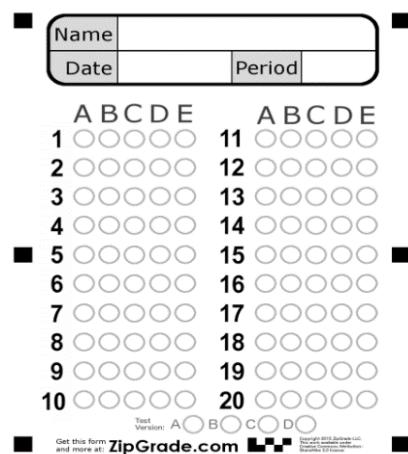


Figure 2 – Reciprocal form of the application "Zipgrade"

Which type of energy does not belong with the others?

14 Solar Energy Nuclear Energy Biomass energy Hydroelectric energy

What type of energy can you feel and can boil your water to take a shower?

16 Wind Nuclear Geothermal Hydroelectric

What is an example of Biomass energy?

17 Hydro power Earth steam Wind Human Waste

Which country is mostly expanding in renewable energy sources?

17 United States China India Germany

Figure 3 – The application of Kahoot program in the physics lesson.

Kahoot is a program for online quizzes, tests, quizzes; also it can be used for training sessions, extracurricular activities and DDs.

The advantages of using information communication technologies that have been observed during the research:

It increases the amount of information that should be spoken within the context of teaching or for a certain period of time.

Education can be achieved through a variety of educational institutions located at any distances.

Multivariate learning improves the quality of their education and training.

The student can work independently or together with other students.

The cognitive performance of the student increases and the ability to perform their own work faster.

Conclusion

The most important condition for successful professional life in the informative society is having a computer literacy of citizens. The consistent use of ICT in the field of education is based on creativity of learners and teaches them to choose the right source and loyal material from the information source.

In search of teachers:

– Teacher will improve own knowledge with working on the Internet;

– Teacher will organize the cognitive activities for students in the learning process;

– There is ethno pedagogical education in the classroom;

– Students are motivated by creative work;

– Students develop self-studying learning from tutorial providing additional information, etc.

In the learning process the objective necessary of using of visual aids and technical means lies in their enormous influence on the process of understanding and memorizing. With an experimental test of the effectiveness of memorizing text, it was established that with auditory perception, 15% of the information is assimilated, with visual, 25% of the information. 65% of the information was assimilated with visual and auditory at the same time, and if a person was involved in active actions in the process of learning, the digestibility of the material increased to 75%.

In conclusion, “XXI century is the century of new technologies for humanity, and the implementation of their to the life and development of these new technologies will be the result of today’s young generation ... The 1st President of Republic of Kazakhstan said “The destiny of the younger generation is in the hands of teachers”. During the day when the information is upgraded and processed, the teacher can develop intellectual and practical thinking skills for herself and also for students, by drawing up modern ICTs in teaching methods and curriculum.

References

- 1 Heck A. Perspectives on an Integrated Computer Learning Environment. Doctoral Thesis. Amsterdam: Can Uitgeverij. – 2012.
- 2 de Jong T., Sotiriou S., and Gillet D. Innovations in STEM education: The Go-Lab federation of online labs // J. Smart Learning Environments. – 2014. – Vol. 1, No. 3. – P.1-16.
- 3 Finkelstein N.D., Pollock S.J. Replicating and understanding successful innovations: Implementing tutorials in introductory physics. Physical Review Special Topics-Physics Education Research. – 2005. – Vol.1. – P.010101.
- 4 Karbowski A., Ślużewski K., Karwasz G., Juszczynska M., Viola R., Gervasio M., Michelini M.. Discovering Electromagnetic Induction: Interactive Multimedia Path. Int. Work. on Multimedia in Physics Teaching and Learning. 14th Edition //Europhys. Conf. Abstract Booklet. – 2009. – P.48.
- 5 Дүсебекова А.М., Каримжан Д.С. Білім сапасын диагностикалау дайындығын қалыптастыру //Абай ат. ҚазҰПУ хабаршысы. Педагогика ғылымдары. – 2018. – №3(59). – Б.28. (in Kaz.)
- 6 Gillet D., Rodríguez-Triana M. J., de Jong T., Bollen L. and Dikke D. Cloud ecosystem for supporting inquiry learning with online labs: Creation, personalization, and exploitation // 2017 4th Experiment@International Conference (exp.at'17), Faro. – 2017. – P.208-213.
- 7 Heller P., Hollabaugh M. Teaching problem solving through cooperative grouping. Part 2: Designing problems and structuring groups. // Am. J. Phys. – 1992. Vol. 60(7). – P.637-644.
- 8 Howe C. and Abedin M. Classroom dialogue: A systematic review across four decades of research. // Cambridge Journal of Education. – 2013. – Vol.43(3). – P.325–356.
- 9 Karwasz G., Karbowski A., Michelini M., Viola R., Peeters W. MOSEM: Teaching minds-on experiments on electromagnetism in secondary schools // GIREP 2008 Intern. Conf. “Physics Curriculum Design, Development and Validation. Book of Abstract. – 2008. – P.142.
- 10 Koudelkova V., Dvorak L.. High schools students’ misconceptions in electricity and magnetism and how to diagnose them // ICPE-EPEC 2013 Conference Proceedings. – Prague, 2014. – P.898-905.

- 11 McDermott L.C. Resource Letter: PER-1: Physics Education Research // Am. J. Phys. – 1999. – Vol. 67. – P.755.
- 12 Mortimer E. and Scott P. Meaning Making in Secondary Science Classrooms. – Maidenhead Philadelphia: Open University Press, 2003. – 157 p.
- 13 Sokoloff D. R., Thornton R. K. Interactive Lecture Demonstrations: Active Learning in Introductory Physics, 2006. – 374 p.
- 14 Sokolowska D., de Meyere J., Wojtaszek M., Zawadzki W. and Brzezinka G. Attitude, motivation and self-esteem in mathematics, science and technology researched by the SECURE project – Polish results against the background in Europe // Edukacja Biologiczna i Środowiskowa (eng.). – 2015. – Vol. 1(54). – P.27-38.
- 15 Тұралбасева А.Т., Әсемжанова З.З. Педагог мамандарын рефлексиялық қабілеттерін артрудың кейбір мәселелері // Абай ат. ҚазҰПУ хабаршысы. Педагогикағылымдары сериясы. – 2018. – №3(59). – Б.88-88. (in Kaz).
- 16 Турекханова К.М., Әкімханова Ж.Е., Нұржанова М.С. Техникалық мамандықтарды даярлауда электронды оқулықтарды пайдалану маңыздылығы // ҚазҰТЗУ хабаршысы. – 2017. – №4 (122). – Б.124. (in Kaz).
- 17 Турекханова К.М., Әкімханова Ж.Е. Плазма физикасын оқытуда жүзеге асыруда қолданылатын қашықтықтан оқыту технологиясы // ҚазҰУ Жаршысы, физика сериясы. – 2017. – №2(61). – Б.142-146.

References

- 1 A. Heck, Perspectives on an Integrated Computer Learning Environment, (Doctoral Thesis. Amsterdam: Can Uitgeverij, 2012).
- 2 T. de Jong, S. Sotiriou, and D. Gillet, J. Smart Learning Environments, 1(3), 1-16 (2014).
- 3 N.D. Finkelstein & S.J. Pollock, Physical Review Special Topics-Physics Education Research, 1, 010101 (2005).
- 4 A. Karbowksi, K. Ślużewski, G. Karwasz, M. Juszczynska, R. Viola, M. Gervasio, and M. Michelini, Europhys. Conf. Abstract Booklet, 48 (2009).
- 5 A.M. Düsebekova & D.S. Karimjan, Abay at. QazUPW xabarşısı. Pedagogika ғılımdarı, 3(59), 88-88 (2018). (in Kaz.)
- 6 D. Gillet, M.J. Rodriguez-Triana, T. de Jong, L. Bollen and D. Dikke, 2017 4th Experiment @ Intern. Conf. (exp.at'17), Faro, 208-213 (2017).
- 7 P. Heller & M. Hollabaugh, Am. J. Phys., 60(7), 637-644 (1992).
- 8 C. Howe & M. Abedin, Cambridge Journal of Education, 43(3), 325–356 (2013).
- 9 G. Karwasz, A. Karbowksi, M. Michelini, R. Viola, and W. Peeters, GIREP 2008 Intern. Conf. “Physics Curriculum Design, Development and Validation. Book of Abstract, 142 (2008).
- 10 V. Koudelkova & L. Dvorak, ICPE-EPEC 2013 Conference Proceedings, 2014, 898-905 (2014).
- 11 L.C. McDermott, Am. J. Phys., 67, 755 (1999).
- 12 E. Mortimer & P. Scott Meaning, Making in Secondary Science Classrooms, (Maidenhead Philadelphia: Open University Press, 2003), 157 p.
- 13 D.R. Sokoloff & R.K.Thornton, Interactive Lecture Demonstrations: Active Learning in Introductory Physics, 2006, 374p.
- 14 D. Sokolowska, J. de Meyere, M. Wojtaszek, W. Zawadzki, and G. Brzezinka, Edukacja Biologiczna i Środowiskowa (eng.), 1(54), 27-38 (2015).
- 15 A.T. Turalbaeva, Z.Z. Äsemjanova, Abay at. QazUPW xabarşısı. Pedagogika ғılımdarı seriyası, 3(59), 28 (2018). (in Kaz.)
- 16 K.M. Turekhanova, Zh.E. Akimhanova, and M.S. Nurzhanova, Bulletin of KazTITU, 4(122), 124 (2017)
- 17 K.M. Turekhanova, Zh.E. Akimhanova, Rec. Contr. To Phys., 2 (61), 142-146 (2017) (in Kaz).

МАЗМҰНЫ – СОДЕРЖАНИЕ

1-бөлім Раздел 1

Теориялық физика. Ядро және элементар бөлшектер физикасы. **Теоретическая физика. Физика ядра и элементарных частиц.**
Астрофизика **Астрофизика**

<i>Абишев М.Е., Кеведо Э., Токтарбай С., Мансурова А., Муратхан А., Токтарбек С., Иманбай С.</i>	4
Стационарное вакуумное решение уравнений Эйнштейна	
Джунушалиев Б., Фоломеев Б.	10
Дираковская звезда с дипольным магнитным полем.....	
Манапбаева А.Б., Курамова А.К., Курамов К.С., Алимгазинова Н.Ш., Көмеш Т., Демесинова А.М., Наурзбаева А.Ж., Қызыгарина М.Т.	17
Жас жұлдыздар спектрлеріндегі энергия тарапуын бақылау және моделдеу	
Жаңабаев З.Ж., Усипов Н.М.	27
Галактикалар жиындарының масштабты-инварианттылығы.....	
Турежсанов С.К., Иманбаева А.К.	33
N-денелердің гравитациялық есебінің модельдеу әдістері.....	
<i>Omar Zh.</i>	
Experimental study of $\Lambda(1405)$ via the $d(K^-, \pi\Sigma)$ reaction at J-PARC K1.8BR.....	40
Кенжебекова А.И., Коданова С.К.	47
О левитации пыли над поверхностью Луны	
Талхат А.З., Абылаева А.Ж., Муратхан А.	53
Жалпы салыстырмалылық теориясында релятивті шектелген үш дене орбитасының орнықтылығы	
<i>Shaulov S.B., Saduyev N.O., Beznosko D., Kalikulov O.A., Zhukov V.V., Ryabov V.A., Shepetov A.L., Piskal V.V., Muhkamejanov E.S., Shinbulatov S.K., Zhumabayev A.I., Utey Sh.B., Yerezhep N.O.</i>	
Method for determining angles in x-ray emulsion chambers	61

2-бөлім Раздел 2

Плазма физикасы **Физика плазмы**

<i>Муратов М.М., Молдабеков Ж.А., Алдакулов Е., Рамазанов Т.С., Темірбек Ә.М.</i>	
Влияние силы атомного увлечения на диффузию пылевых частиц в криогенной плазме	72
<i>Ткаченко И.М., Еримбетова Л.Т., Давлетов А.Е., Архипов Ю.В.</i>	
Динамический структурный фактор неидеальной пылевой плазмы с частицами конечных размеров	78
<i>Шаленов Е.О., Сейсембаева М.М., Джумагулова К.Н., Машеева Р.У.</i>	
Сечения захвата электрона разными атомами на основе теории возмущений	88

3-бөлім Раздел 3

Конденсирленген құй физикасы және материалтану проблемалары. **Физика конденсированного состояния и проблемы материаловедения.**
Наноғылым **Нанонаука**

<i>Габдрахманова Л.А., Мукашев К.М., Мурадов А.Д., Умаров Ф.Ф., Яр-Мухамедова Г.Ш.</i>	
Микроструктура и фазовые соотношения нанокристаллов кобальта, полученного интенсивной пластической деформацией.....	94
<i>Алдияров Ә., Нұрмұқан А., Жексен Ү., Оман З., Төребай Ә.</i>	
Азот криоматрицасындағы этанол нанокластерлерінің ИК-спектрлері.....	104

4-бөлім Раздел 3
Жылу физикасы және Теплофизика и
теориялық жылу техникасы теоретическая теплотехника

<i>Mессерле В.Е., Устименко А.Б., Славинская Н.А., Ситдиков Ж.Ж.</i>	
Термодинамический анализ плазменной газификации отходов сельского хозяйства.....	116
<i>Askarova A.S., Bolegenova S.A., Berezovskaya I.E., Laptev V., Vorobieva O.D., Zhanzhienov A.E., Karymsakova L.I., Iliyeva M.M.</i>	
Investigation of turbulent heat and mass transfer in combustion of the liquid fuel.....	125

5-бөлім Раздел 5
Жоғары оқу орнында физиканы Методика преподавания физики
окыту әдістемесі в высшей школе

<i>Nұрғалиева Қ.Е., Гаваре З., Игенбаева Ә.С., Қанатова Ә.Н.</i>	
Электронды аналогты құрылғылар сұлбасын Multisim ортасында модельдеу бойынша құрастырылған лабораториялық жұмыстардың артықшылығы мен кемшілігін тестілеу арқылы зерттеу	136
<i>Turekhanova K.M., Akimkhanova Zh. Ye., Gani J.</i>	
The effectiveness of ICT in teaching physics	146

CONTENTS

Section 1

Theoretical Physics. Nuclear and Elementary Particle Physics. Astrophysics

<i>Abishev M.E., Quevedo H., Toktarbay S., Mansurova A., Muratkhan A., Toktarbek S., Imanbay S.</i>	
A stationary vacuum solution of Einstein's field equations	4
<i>Dzhunushaliev V., Folomeev V.</i>	
Dirac star with a dipole magnetic field	10
<i>Manapbayeva A.B., Kuratova A.K., Kuratov K.S., Alimgazinova N.Sh., Komesh T., Demesinova A.M., Naurzbaeva A.Zh., Kyzgarina M.T.</i>	
Observations and modeling of energy distributions in the spectra of young stars	17
<i>Zhanabaev Z.Zh., Ussipov N.M.</i>	
Scale – invariance of many galaxies	27
<i>Turezhanov S.K., Imanbayeva A.K.</i>	
Simulation methods the N-body gravity problem.....	33
<i>Omar Zh.</i>	
Experimental study of $\Lambda(1405)$ via the $d(K^-, \pi\Sigma)$ reaction at J-PARC K1.8BR.....	40
<i>Kenzhebekova A.I., Kodanova S.K.</i>	
Dust levitation over the moon surface	47
<i>Talkhat A.Z., Abylayeva A.Zh., Muratkhan A.</i>	
The orbital stability of relativistic three-body problem in the framework of general relativity	53
<i>Shaulov S.B., Saduyev N.O., Beznosko D., Kalikulov O.A., Zhukov V.V., Ryabov V.A., Shepetov A.L., Piskal V.V., Muhkamejanov E.S., Shinbulatov S.K., Zhumabayev A.I., Utey Sh.B., Yerezhep N.O.</i>	
Method for determining angles in x-ray emulsion chambers	61

Section 2

Plasma Physics

<i>Muratov M.M., Moldabekov Zh.A., Aldakulov E., Ramazanov T.S., Temirbek A.M.</i>	
The effect of the thermophoretic force on diffusion of dust particles in cryogenic plasma	72
<i>Tkachenko I.M., Yerimbetova L.T., Davletov A.Ye., Arkhipov YU.V.</i>	
Dynamic structure factor of non-ideal dusty plasmas with finite size macroscopic particles	78
<i>Shalenov E.O., Seisembayeva M.M., Dzhumagulova K.N., Masheyeva R.U.</i>	
Electron capture cross sections by different atoms based on the perturbation theory	88

Section 3

Condensed Matter Physics and Materials Science Problems. Nanoscience

<i>Gabdralkhanova L.A., Mukashev K.M., Muradov A.D., Umarov F.F., Yar-Mukhamedova G.Sh.</i>	
Microstructure and phase relationships of cobalts nanocrystals obtained by severe plastic deformation.....	94
<i>Aldiyarov A., Zhexen U., Nurmukan A., Oman Z., Torebai A.</i>	
IR spectra of ethanol nanoclusters in a nitrogen cryomatrix	104

Section 4
Thermal Physics and
Theoretical Thermal Engineering

<i>Messerle V.E., Ustimenko A.B., Slavinskaya N.A., Situdikov Zh.Zh.</i>	
Thermodynamic analysis of plasma gasification of agricultural waste	116
<i>Askarova A.S., Bolegenova S.A., Berezovskaya I.E., Laptev V., Vorobieva O.D., Zhanzhienov A.E., Karymsakova L.I., Iliyeva M.M.</i>	
Investigation of turbulent heat and mass transfer in combustion of the liquid fuel.....	125

Section 5
Methods of teaching
high school physics

<i>Nurgalieva K.E., Gavare Z., Igenbayeva A.S., Kanatova A.N.</i>	
Researching of the advantages and disadvantages of laboratory works on simulation of electronic analog circuits in Multisim by testing	136
<i>Turekhanova K.M., Akimkhanova Zh. Ye., Gani J.</i>	
The effectiveness of ICT in teaching physics	146