

ISSN 1563-034X  
Индекс 75877; 25877

ӘЛ-ФАРАБИ атындағы ҚАЗАҚ ҰЛТТЫҚ УНИВЕРСИТЕТІ

# ҚазҰУ ХАБАРШЫСЫ

Физика сериясы

---

КАЗАХСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ имени АЛЬ-ФАРАБИ

# ВЕСТНИК КазНУ

Серия физическая

---

AL-FARABI KAZAKH NATIONAL UNIVERSITY

# KazNU BULLETIN

Physics series

---

№3 (58)

Алматы  
«Қазақ университеті»  
2016



# ХАБАРШЫ

ФИЗИКА СЕРИЯСЫ №3 (58)



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

Куәлік №956-Ж.

Журнал жылына 4 рет жарыққа шығады

## ЖАУАПТЫ ХАТШЫ

**Иманбаева А.К.** (Қазақстан)

Телефон: +7(727) 377-33-46

E-mail: akmaral@physics.kz

## РЕДАКЦИЯ АЛҚАСЫ:

**Рамазанов Т.С.**, әл-Фараби атындағы ҚазҰУ – ғылыми редактор (Қазақстан)

**Лаврищев О.А.**, ЭТФҒЗИ – ғылыми редактордың орынбасары (Қазақстан)

**Әбишев М.Е.**, әл-Фараби ат. ҚазҰУ, ЭТФҒЗИ (Қазақстан)

**Архипов Ю.В.**, әл-Фараби ат. ҚазҰУ, ЭТФҒЗИ (Қазақстан)

**Асқарова Ә.С.**, әл-Фараби ат. ҚазҰУ, ЭТФҒЗИ (Қазақстан)

**Буркова Н.А.**, әл-Фараби ат. ҚазҰУ, ЭТФҒЗИ (Қазақстан)

**Boufendi L.**, Орлеан қ. университеті (Франция)

**Ғабдуллин М.Т.**, Ашық түрдегі ұлттық нанотехнологиялық зертхана, әл-Фараби ат. ҚазҰУ (Қазақстан)

**Давлетов А.Е.**, әл-Фараби ат. ҚазҰУ, ЭТФҒЗИ (Қазақстан)

**Жұмағұлова Қ.Н.**, әл-Фараби ат. ҚазҰУ, ЭТФҒЗИ (Қазақстан)

**Дробышев А.С.**, әл-Фараби ат. ҚазҰУ, ЭТФҒЗИ (Қазақстан)

**Жаңабаев З.Ж.**, әл-Фараби ат. ҚазҰУ, ЭТФҒЗИ (Қазақстан)

**Кукулин В.Л.**, М.В. Ломоносов ат. ММУ (Ресей)

**Оскомов В.В.**, әл-Фараби ат. ҚазҰУ, ЭТФҒЗИ (Қазақстан)

**Приходько О.Ю.**, әл-Фараби ат. ҚазҰУ, ЭТФҒЗИ (Қазақстан)

**Rosenblum M.**, Потсдам университетінің Физика және астрофизика институты (Германия)



КАЗАҚ  
УНИВЕРСИТЕТІ  
Б А С П А У Й І

## Ғылыми басылымдар бөлімінің басшысы

*Гүлмира Шаккозова*

Телефон: +77017242911

E-mail: Gulmira.Shakkozova@kaznu.kz

## Компьютерде беттеген

*Айгүл Алдашева*

## Жазылу мен таратуды үйлестіруші

*Мөлдір Өміртайқызы*

Телефон: +7(727)377-34-11

E-mail: Moldir.Omirtaikyzy@kaznu.kz

## ИБ №10021

Басуға 01.09.2016 жылы қол қойылды.

Пішімі 60x84 <sup>1</sup>/<sub>8</sub>. Көлемі 11.8 б.т. Офсетті қағаз.

Сандық басылыс. Тапсырыс №3893. Таралымы 500 дана.

Бағасы келісімді.

Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университетінің

«Қазақ университеті» баспа үйі.

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

«Қазақ университеті» баспа үйінің баспаханасында басылды.

1-бөлім  
**ПЛАЗМА ФИЗИКАСЫ**

---

Раздел 1  
**ФИЗИКА ПЛАЗМЫ**

---

Section 1  
**PLASMA PHYSICS**

Молдабеков Ж.А.,  
Рамазанов Т.С., Габдулин А.Ж.

**Структурные свойства  
заряженных пылевых частиц  
с дипольными моментами**

В этой работе рассматривается двухмерная система заряженных пылевых частиц, учитывающая дипольный момент, методом Молекулярной Динамики. Как известно, в газовом разряде пылевую частицу и сфокусированное ионное облако можно рассматривать как одну составную частицу с ненулевым дипольным моментом. Отметим, что пылевая плазма, которая состоит из электронов, ионов и нейтральных атомов, в целом трехмерная. При всем том, движение пылинок ограничена двумерной плоскостью. Было проанализировано влияние дополнительного слабого диполь-дипольного взаимодействия на структурные свойства системы на основе парной корреляционной функции. Пылевые частицы левитируют в результате равновесия между силой притяжения и силой внешнего электрического поля. Обсужден возможный метод экспериментального наблюдения дипольного взаимодействия между пылевыми частицами и размер дипольного момента пылевых частиц в газоразрядной комплексной плазме.

**Ключевые слова:** пылевая плазма, свойства плазмы, моделирование плазмы.

Moldabekov Zh.A.,  
Ramazanov T.S., Gabdulin A.Zh.

**Structural properties of charged  
dust particles with dipole  
moments**

Molecular dynamics simulation of a two-dimensional system of charged dust particles was carried out in view of the dipole moments. As it is known, in gas discharge the dust particle and ions focused by the dust grain can be considered as a one compound particle with non-zero dipole moment. Notice that in general dusty plasma, which consists of electrons, ions and neutral atoms, is three-dimensional. However, the movement of dust particles is limited to two-dimensional plane. The influence of non-zero dipole moment on the structural properties of the system was analyzed on the basis of the pair correlation function. Possible experimental observation of dipole interaction between dust particles and that of the measurement of dust particles the dipole moment of the complex plasma are discussed in the gas discharge.

**Key words:** Dusty plasmas, plasma properties, plasma simulation.

Молдабеков Ж.А.,  
Рамазанов Т.С., Габдулин А.Ж.

**Дипольдік моменті бар  
зарядталған бөлшектердің  
құрылымдық қасиеттері**

Бұл жұмыста молекулалық динамика әдісімен дипольдік моментін ескере отырып зарядталған тозаңды бөлшектердің екі өлшемді жүйесі қарастырылады. Барлығымызға белгілі, газдық разрядта тозаңды бөлшекті және фокусталған иондық бұлтты дипольдік моменті нөлге тең емес бір толық бөлшек ретінде қарастырылады. Айта кететін жайт, электрондардан, иондардан және нейтрал атомдардан тұратын тозаңды плазма, әдетте үш өлшемді. Бірақ, тозаңды бөлшектердің қозғалысы екі өлшемді. Қос корреляциялық функцияның негізінде нөлдік емес диполь моментінің жүйенің құрылымдық қасиетіне әсерін анықталды. Сыртқы электр өрісі күші мен ауырлық күш теңескен кезде тозаңды бөлшек тепе-теңдікте тұрады (левитацияланады). Газдық разрядты комплексті плазмадағы тозаңды бөлшектердің дипольдік өзара әсерлесуі және дипольдік моменттің өлшемін экспериментте қалай бақылауға болатындығы талқыланды.

**Түйін сөздер:** тозаңды плазма, плазма қасиеттері, плазма моделдеу.



**СТРУКТУРНЫЕ  
СВОЙСТВА  
ЗАРЯЖЕННЫХ  
ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ  
С ДИПОЛЬНЫМИ  
МОМЕНТАМИ****Введение**

Появление дипольного момента у пылинки, в связи с неравновесным эффектом в газоразрядной плазме была теоретически предсказана в [1] – [3]. Тем не менее, экспериментальное наблюдение было реализовано для пылевых частиц в газообразном состоянии [4], [5]. Недавно предполагалось, что аномально высокая кинетическая энергия пылевых частиц, что приводит к плавлению пылевой системы, обусловлена взаимодействием между составными частицами (заряженная пылевая частица + фокусированное ионное облако) [6]. Тем не менее, есть и другие неустойчивости, которые могут быть ответственны за аномально высокую кинетическую энергию пылевых частиц, такие как резонанс между вертикальными и горизонтальными режимами колебаний [7] и переход порядок-беспорядок индуцированного потока ионов [8]. Таким образом, чистого наблюдения дипольного момента пылевых частиц в сильно связанной пылевой плазме по-прежнему не хватает. Поскольку прямое измерение дипольного момента пылевых частиц в такой системе является сложной задачей, в связи с сложной природой фазового перехода системы пылевых частиц в удерживающий потенциал [9], косвенные методы становятся интересными. С этой целью теоретические разработки возможных методов для таких измерений представляют интерес.

Было доказано, что метод молекулярной динамики (МД) может точно описать свойства пылевой плазмы. Очень хорошее согласие наблюдалось между парной корреляционной функции (ПКФ), рассчитанной по МД и ПКФ полученной экспериментально [10]. Кроме того, было показано, что компьютерное моделирование может помочь в точности измерить свойства пылевой плазмы, такие как заряд пылевых частиц и электронов (ионов) [11], [12].

В этой статье мы рассмотрим двумерную систему заряженных пылевых частиц, предполагая, что каждая пылинка имеет определенный дипольный момент. Анализируя ПКФ позиций частиц, прогнозируется наблюдаемое различие в структуре между системой чистых юкавских шаров и системой заряженных частиц с дополнительным диполь-дипольным взаимодействием.

Далее представлен экранированный потенциал взаимодействия между пылевыми частицами, используемый в этой статье.

### Потенциалы взаимодействия

Известно, что экранируемый заряд должен быть принят во внимание для правильного описания свойств плазмы. Для потенциала взаимодействия между пылевыми частицами, используется следующий экранированный потенциал:

$$\Phi = \frac{Q^2}{R} \exp(-Rk_s) + \frac{d^2}{R^3} (1 + Rk_s) \exp(-Rk_s), \quad (1)$$

где  $k_s$  – параметр экранирования,  $Q$  – заряд пылевой частицы,  $d$  – дипольный момент пылевой частицы. Потенциал взаимодействия (1) был получен при помощи мультипольного разложения экранированного потенциала Юкава, учитывающий ненулевой дипольный момент пылевой частицы [13]. Это процесс подобен широко известному мультипольному разложению Кулоновского потенциала [14]. Так как рассматривается двумерная система, дипольный момент всех частиц равен и параллелен между собой. Как следствие, вклад заряд-дипольного взаимодействия к общему межчастичному взаимодействию равен нулю [15].

Первая часть в потенциале взаимодействия (1) соответствует экранированному взаимодействию заряд-заряда и имеет форму потенциала Юкава. Вторая часть потенциала взаимодействия (1) учитывает экранированное взаимодействие диполь-диполя. При  $k_s = 0$ , потенциал (1) становится суммой Кулоновского потенциала и чисто диполь-дипольного взаимодействия. Мы предполагаем, что среднее расстояние между частицами значительно больше, чем размер частиц и аппроксимация поля частицы внутри мультипольного разложения является правильным.

Потенциал взаимодействия между частицами представлен в единицах тепловой энергии. Параметр связи заряд-заряда  $\Gamma = Q^2/ak_bT$  и параметр связи диполь-диполя  $\Gamma = d^2/a^3k_bT$  использовались для описания силы связи; здесь  $a$  среднее межчастичное расстояние, которое задается как  $a = (\pi n)^{-1/2}$ .

Как видно из рисунка 1, потенциал взаимодействия (1) дает сильное отталкивание между пылевыми частицами, чем потенциал Юкава.

ПКФ положений частиц была посчитана стандартным путем при помощи МД модели-

ровании. МД моделирование выполнялось для  $N = 1000$  частиц.

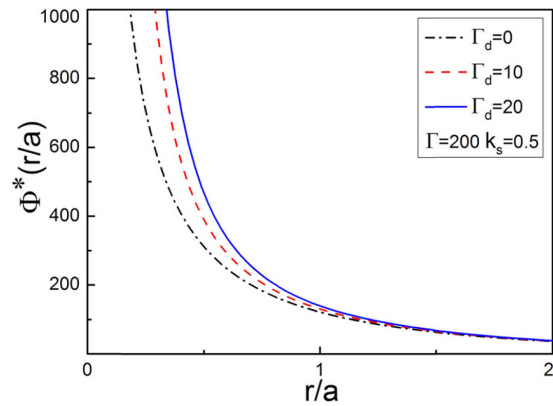


Рисунок 1 – Потенциал взаимодействия (1) между пылевыми частицами в единицах тепловой энергии,  $\Phi^* = \Phi / k_bT$ .

### Результаты и их обсуждение

На рисунках 2-4, показаны ПКФ при разных значениях параметра связи и параметра экранирования. Из рисунков 2-4, видно, что при увеличении параметра связи диполь-диполя  $\Gamma_d$ , корреляция между частицами возрастает. Первый пик становится выше с увеличением  $\Gamma_d$ , но положение последующих пиков и минимумов остаются почти неизменными. Такое поведение обусловлено увеличением отталкивания между частицами. Кроме того, как видно, даже при малых значениях  $\Gamma_d \ll \Gamma$  (параметр связи диполь-диполь), влияние диполь-дипольного взаимодействия на структурные свойства двумерной системы заряженных пылевых частиц является значительным. На рисунке 5, построена зависимость значений первых максимумов ПКФ от параметра связи заряд-заряда при заданном значении параметра связи диполь-диполь. В рассматриваемом диапазоне параметра связи заряд-заряда, первый максимум увеличивается приблизительно линейно по отношению  $\Gamma$ . Тем не менее, для величин  $\Gamma$  в диапазоне от 70 до 90, наблюдалось немонокотная зависимость. Это свидетельствует о возможности существования перехода в порядке частиц. Рисунки 6 и 7 показывают, как значение параметра связи заряд-заряда  $\Gamma^* = \Gamma(\Gamma_c, g_{max})$  меняется при увеличении параметра связи диполь-диполя  $\Gamma_d$  при постоянном значении первого максимума ПКФ. С увеличением  $\Gamma_d$  убывает значение параметра связи заряд-заряд. Наблюдаемое поведение приблизительно линейно.

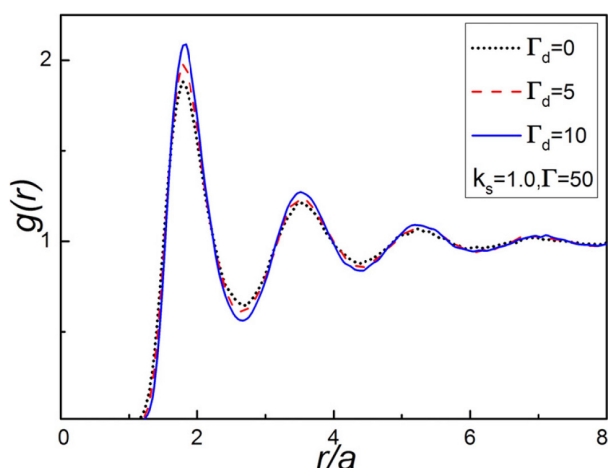


Рисунок 2 – ПКФ частиц при  $k_s = 1$

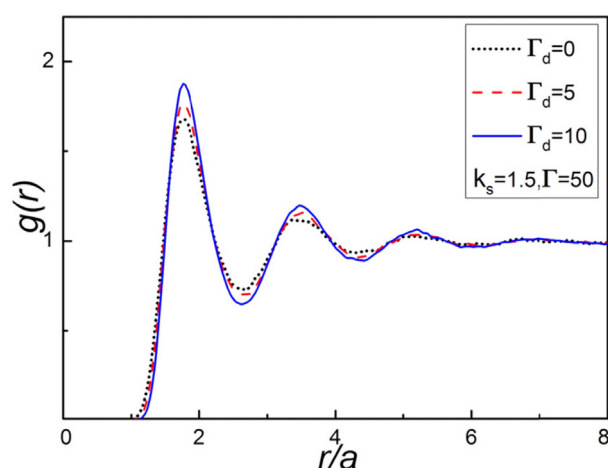


Рисунок 3 – ПКФ частиц при  $k_s = 1.5$

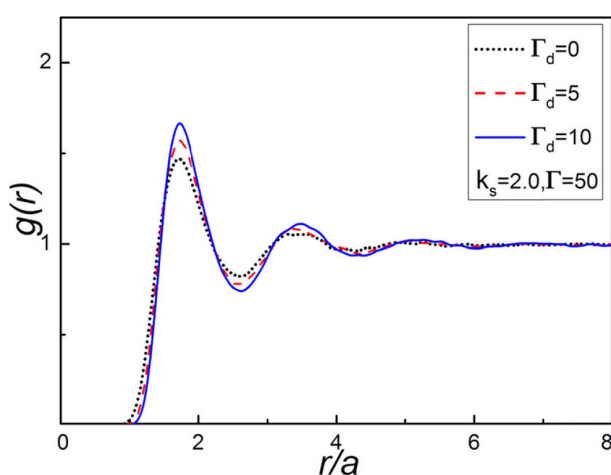


Рисунок 4 – ПКФ частиц при  $k_s = 2$

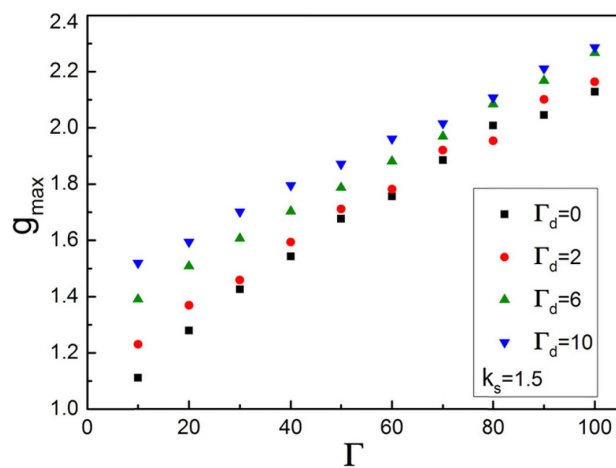


Рисунок 5 – Величина первых максимумов ПКФ частиц для различных величин параметров связи заряд-заряд

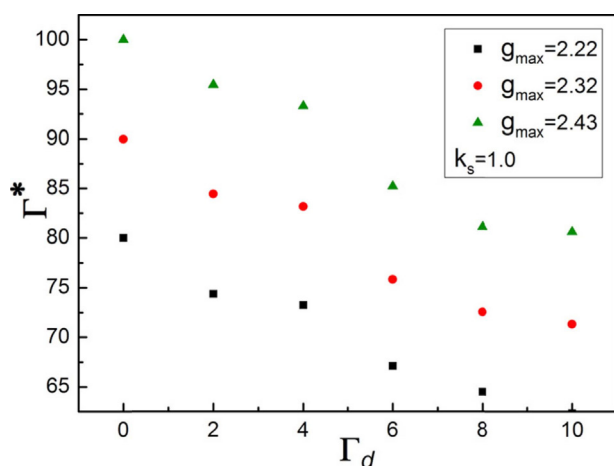


Рисунок 6 – Изменение параметра связи заряд-заряд  $\Gamma^* = \Gamma(\Gamma_d, g_{max})$  с увеличением параметра связи диполь-диполь при этом, не изменяя значение первого максимума ПКФ

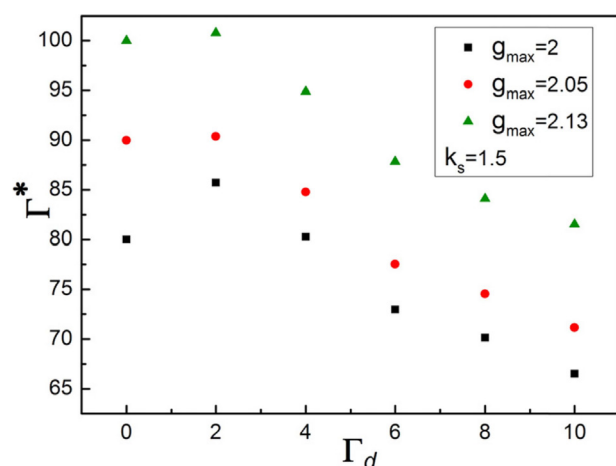


Рисунок 7 – Изменение параметра связи заряд-заряд с увеличением параметра связи диполь-диполь при этом, не изменяя значение первого максимума ПКФ.

Рисунки 6 и 7 могут быть использованы для косвенного измерения дипольного момента пылевой частицы, даже если рассматривается составная частица (пылинка + фокусирующее ионное облако) (например, в экспериментах, где дополнительное внешнее постоянное поле прикладывается к ВЧ разряду [17]).

В таких экспериментах заряд пылевой частицы должен быть точно измерен, как без постоянного внешнего поля, так и с постоянным внешним полем. Добавляя постоянное внешнее поле, дипольный момент составной частицы могут быть индуцированы [3]. Сравнивая пики ПКФ, значение индуцированного дипольного момента может быть измерено на основе модели, представленной в этой статье. Отметим, что автокорреляционная функция скоростей может быть использована в качестве дополнительного

инструмента для косвенного измерения параметров плазмы, как показано в [18]. Пылевая плазма может быть уникальным инструментом для исследований коллективных динамических и статических свойств систем, где важно и Кулоновское взаимодействие, и диполь-дипольное взаимодействие. В частности, это интересно найти единственный эффективный параметр связи, который может описать фазовое состояние системы при различных значениях параметров связи заряд-заряд, диполь-диполя и параметра экранирования. (Для двумерных Юкавских систем, эффективный параметр связи был получен в работе [19].) Это может позволить создать мост между физикой сильно связанных Кулоновских систем и физикой систем с дипольным взаимодействием [20], и может оказаться работой с основополагающим значением.

#### Литература

- 1 Lapenta G. Dipole moments on dust particles immersed in anisotropic plasmas // *Phys. Rev. Lett.* – 1995. – Vol. 75. – P. 4409-4412.
- 2 Shukla P.K. and Eliasson B. Colloquium: Fundamentals of dust-plasma interactions // *Rev. Modern Phys.* – 2009. – Vol. 81. – P. 25-44.
- 3 Sukhinin G.I. and Fedoseev A.V. Formation of a trapped-ion cloud around a dust particle in low-density plasma // *IEEE Trans. Plasma Sci.* – 2010. – Vol. 38, no. 9. – P.2345-2352.
- 4 Chai K.-B. and Bellan P.M. Study on morphology and growth of water-ice grains spontaneously generated in a laboratory plasma // *J. Atmos. Solar-Terrestrial Phys.* – 2015. – Vol. 127. – P.83-91.
- 5 Yousefi R., Davis A.B., Carmona-Reyes J., Matthews L.S., and Hyde T.W. Measurement of net electric charge and dipole moment of dust aggregates in a complex plasma // *Phys. Rev. E.* – 2014. – Vol. 90. – P. 033101.
- 6 Lisin E.A., Lisina I.I., Vaulina O.S., and Petrov O.F. Solution of the inverse Langevin problem for open dissipative systems with anisotropic interparticle interaction // *Phys. Plasmas.* – 2015. – Vol. 22, no. 3. – P. 033704.
- 7 Qiao K., Kong J., Carmona-Reyes J., Matthews L.S., and Hyde T.W. Mode coupling and resonance instabilities in quasi-two-dimensional dust clusters in complex plasmas // *Phys.Rev.E.* – 2014. – Vol. 90. – P. 033109.
- 8 Käehlert H. Ion-dust streaming instability with non-Maxwellian ions // *Phys. Plasmas.* – 2015. – Vol. 22, no. 7. – P. 073703.
- 9 Thomsen H. and Bonitz M. Resolving structural transitions in spherical dust clusters // *Phys. Rev. E.* – 2015. – Vol. 91. – P. 043104.
- 10 Ramazanov T.S., Dzhumagulova K.N., Kodanova S.K., Daniyarov T.T., and Dosbolayev M.K. Thermodynamic properties of dusty plasma on the basis of the Langevin dynamics // *Contrib. Plasma Phys.* – 2009. – Vol. 49, nos. 1–2. – P. 15–20.
- 11 Ramazanov T.S., Kodanova S.K., Dzhumagulova K.N., and Bastykova N.K. The new method for measuring of dust particles charge in glow discharge plasma // *Europhys. Lett.* – 2011. – Vol. 96, no. 4. – P. 45004.
- 12 Orazbayev S.A., et al. The diagnostics of dusty plasma in RF discharge by two different methods // *Contrib. Plasma Phys.* – 2013. – Vol. 53, no. 4–5. – P. 436–441.
- 13 Ramazanov T.S., Moldabekov A.Z., and Gabdullin M.T. Multipole expansion and effective interaction potentials of plasma particles // to be published in *Phys.Rev. E.*
- 14 Landau L. D. and Lifshitz E.M. *Theory of Fields.* – M.: Physmathlit, 2003. – P. 133–141.
- 15 Kodanova S.K., Ramazanov T.S., Bastykova N.K., and Moldabekov Z.A. Effect of dust particle polarization on scattering processes in complex plasmas // *Phys. Plasmas.* – 2015. – Vol. 22, no. 6. – P. 063703.
- 16 Allen M.P. and Tildesley D.J. *Computer Simulation of Liquids.* – New York, NY, USA: Oxford Univ. Press, 1991. – P. 184–185.
- 17 Iwashita S. et al. Transport control of dust particles via the electrical asymmetry effect: Experiment, simulation and modeling // *J. Phys. D, Appl. Phys.* – 2013. – Vol. 46, no. 24. – P. 245202.
- 18 Ott T., Stanley M., and Bonitz M. Non-invasive determination of the parameters of strongly coupled 2D Yukawa liquids // *Phys. Plasmas.* – 2011. – Vol. 18, no. 6. – P.063701.
- 19 Hartmann P., Kalman G.J., Donkó Z., and Kutasi K. Equilibrium properties and phase diagram of two-dimensional Yukawa systems // *Phys.Rev.E.* – 2005. – Vol. 72. – P.026409.
- 20 Golden K.I., Kalman G.J., Hartmann P., and Donkó Z. Dynamics of two-dimensional dipole systems // *Phys. Rev. E.* – 2010. – Vol. 82. – P. 036402.

### References

- 1 G. Lapenta, *Phys.Rev.Lett.*, 75, 4409–4412, (1995).
- 2 P.K. Shukla and B. Eliasson, *Rev. Modern Phys.*, 81, 25–44, (2009).
- 3 G.I. Sukhinin and A.V. Fedoseev, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 38 (9), 2345–2352, (2010).
- 4 K.-B. Chai and P.M. Bellan, *J. Atmos. Solar-Terrestrial Phys.*, 127, 83–91, (2015).
- 5 R. Yousefi, A.B. Davis, J. Carmona-Reyes, L.S. Matthews, and T.W. Hyde, *Phys. Rev. E*, 90, 033101, (2014).
- 6 E.A. Lisin, I.I. Lisina, O.S. Vaulina, and O.F. Petrov, *Phys. Plasmas*, 22 (3), 033704, (2015).
- 7 K. Qiao, J. Kong, J. Carmona-Reyes, L.S. Matthews, and T.W. Hyde, *Phys.Rev.E*, 90, 033109, (2014).
- 8 H. Käehlert, *Phys. Plasmas*, 22 (7), 073703 (2015).
- 9 H. Thomsen and M. Bonitz, *Phys. Rev. E*, 91, 043104, (2015).
- 10 T.S. Ramazanov, K.N. Dzhumagulova, S.K. Kodanova, T.T. Daniyarov, and M.K. Dosbolayev, *Contrib. Plasma Phys.*, 49 (1–2), 15–20, (2009).
- 11 T.S. Ramazanov, S.K. Kodanova, K.N. Dzhumagulova, and N.K. Bastykova, *Europhys. Lett.*, 96, no. 4, 45004, (2011).
- 12 S.A. Orazbayev et al., *Contrib. Plasma Phys.*, 53 (4–5), 436–441, (2013).
- 13 T.S. Ramazanov, A.Z. Moldabekov, and M.T. Gabdullin, «Multipole expansion and effective interaction potentials of plasma particles,» to be published in *Phys.Rev. E*.
- 14 L.D. Landau and E.M. Lifshitz, *Theory of Fields*. Moscow, Russia: Physmathlit, 2003, pp. 133–141.
- 15 S.K. Kodanova, T.S. Ramazanov, N.K. Bastykova, and Z.A. Moldabekov, *Phys. Plasmas*, 22, (6), 063703, (2015).
- 16 M.P. Allen and D.J. Tildesley, *Computer Simulation of Liquids*. New York, NY, USA: Oxford Univ. Press, 1991, pp. 184–185.
- 17 S. Iwashita et al., *J. Phys. D, Appl. Phys.*, 46(24), 245202, (2013).
- 18 T. Ott, M. Stanley, and M. Bonitz, *Phys. Plasmas*, 18 (6), 063701, (2011).
- 19 P. Hartmann, G. J. Kalman, Z. Donkó, and K. Kutasi, *Phys.Rev.E*, 72, 026409, (2005).
- 20 K.I. Golden, G.J. Kalman, P. Hartmann, and Z. Donkó, *Phys. Rev. E*, 82, 036402, (2010).

Молдабеков Ж.А.,  
Рамазанов Т.С., Габдулин А.Ж.

**Продольные колебания  
в системе заряженных частиц  
с дипольным моментом**

Moldabekov Zh.A.,  
Ramazanov T.S., Gabdulin A.Zh.

**Longitudinal oscillations in  
system of charged particles with  
dipole moment**

Молдабеков Ж.А.,  
Рамазанов Т.С., Габдулин А.Ж.

**Дипольдік моменті бар  
зарядталған бөлшектер  
жүйесінің бойлық тербелістері**

В данной работе мы исследуем влияние дополнительного слабого диполь-дипольного взаимодействия на колебания плотности в системе заряженных частиц, где потенциал взаимодействия имеет экранированный характер типа потенциала Юкава. В исследованиях мы использовали метод молекулярной динамики. Были построены автокорреляционные функции скоростей частиц (АКФ) для исследования динамических свойств системы. Не монотонный характер АКФ частиц указывает на присутствие колебаний плотности в системе. Частоту продольных колебаний можно определить при помощи Фурье образа АКФ, так как пик спектра АКФ при частотах ближе к плазменной частоте соответствует продольным колебаниям. Было найдено, что в двумерной Юкава жидкости частота продольных колебаний частиц становится чувствительным к изменениям параметра связи, если даже существует слабое дополнительное диполь-дипольное взаимодействие между частицами.

**Ключевые слова:** пылевая плазма, система Юкава, диполь-дипольное взаимодействие.

In this paper, we investigate the effect of an additional weak dipole-dipole interaction on the density oscillations of charged particles system where the interaction potential is screened Yukawa potential. In the studies, we used the method of molecular dynamics. We constructed autocorrelation function of the particle velocities (ACF) to study the dynamic properties of the system. In the same vein we studied the frequency of longitudinal vibrations with the help of Fourier transform of the autocorrelation function of the velocities. It was found that in two-dimensional Yukawa fluid frequency of longitudinal oscillations of the particles becomes sensitive with changing of coupling parameter, if even there is a little additional dipole-dipole interaction between the particles.

**Key words:** Dusty plasmas, Yukawa system, dipole-dipole interaction.

Бұл жұмыста бөлшектердің өзара әсерлесу потенциалы диполь-дипольдік әсерлесуді ескергендегі екі еселі Юкава жүйесінің бойлық тербелісі зерттелді. Айта кететін жайт, электрондардан, иондардан және нейтрал атомдардан тұратын тозаңды плазма, әдетте үш өлшемді. Бірақ, тозаңды бөлшектердің қозғалысы екі өлшемді. Зерттеу барысында молекулалық динамика әдісін қолдандық. Жүйенің динамикалық қасиеттерін зерттеу үшін, бөлшектер жылдамдықтарының авто корреляциялық функциялары (АКФ) салынды. Жылдамдықтарының авто корреляциялық функцияның (АКФ) монотонды емес сипаттамасы жүйедетербелістер бар екенін көрсетеді. Жылдамдықтардың автокорреляциялық функциясының Фурье түрінің көмегімен бойлық тербелістердің жиілігі зерттелінді. Өйткені плазмалық жиілікке жақын АКФ спектрінің шыңы бойлық тербелістің жиілігіне сәйкес келеді. Екі еселі Юкава сұйығының бойлық тербелістерінің жиілігі, бөлшектердің арасындағы монополь-монопольдік әсерлесуіне қарағанда, өзара әлсіз диполь-дипольдік әсерлесуінесезімтал екендігі анықталды.

**Түйін сөздер:** тозаңды плазма, Юкава жүйесі, диполь-дипольдік әсерлесу.



**ПРОДОЛЬНЫЕ  
КОЛЕБАНИЯ  
В СИСТЕМЕ  
ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ  
С ДИПОЛЬНЫМ  
МОМЕНТОМ**

**Введение**

Исследование двумерных систем с потенциалом взаимодействия Юкава важно из-за его отношение к физике плазмы, физики коллоидов и физики конденсированных сред [1-3]. В данной работе мы представляем исследование колебаний в двумерной Юкава жидкости, где потенциал взаимодействия между частицами учитывает диполь-дипольное взаимодействие. Потенциал взаимодействия выражен как [4,5]:

$$V(r) = \frac{Q^2}{r} \exp(-r / \lambda_s) + \frac{d^2}{r^3} (1 + r / \lambda_s) \exp(-r / \lambda_s), \quad (1)$$

где  $Q$  – заряд пылевой частицы,  $d$  – дипольный момент пылевой частицы,  $\lambda_s$  – длина экранирования.

Потенциал взаимодействия (1) было получено при помощи мультипольного разложения экранированного потенциала Юкава, принимающий во внимание ненулевой дипольный момент пылевой частицы. Это способно схож с хорошо знакомым мультипольным разложением Кулоновского потенциала. Мы рассматриваем дипольный момент всех частиц, как равны и параллельны между собой. В результате вклад заряд-дипольного взаимодействия на общий потенциал взаимодействия частиц равен нулю [6]. В пылевой плазме такое взаимодействие между частицами может возникнуть в результате создания составных частиц (заряженная пылинка + фокусированное ионное облако) в связи с индуцированным ионным потоком [7,8] (например, в экспериментах, где дополнительное внешнее постоянное поле прикладывается к ВЧ разряду [9]). Частица может также иметь дипольный момент, индуцированный во внешнем электрическом поле [10], или постоянный дипольный момент, выровненный вдоль внешнего электрического поля [11].

Для того чтобы охарактеризовать систему Юкавы мы используем следующие безразмерные параметры: (i) параметр связи заряд-заряда  $\Gamma = Q^2 / ak_B T$  (где  $a = (\pi n)^{-1/2}$  радиус Вигнера-Зейтцаи  $k_B T$  тепловая энергия), (ii) параметр связи диполь-диполь  $\Gamma = d^2 / a^3 k_B T$ , и (iii) параметр экранирования  $k_S = a / \lambda_s$ .

Рассматриваемый диапазон плазменных параметров:  $\Gamma = 40 - 160$ ,  $\Gamma_d = 0, 5, 10$ , и  $k_s = 1.0, 1.5, 2.0$ .

Относительно текущему эксперименту по пылевой плазме [12], мы рассмотрим случай, когда член взаимодействия заряд-заряд является доминирующим и диполь-дипольное взаимодействие приводит к возмущению основного состояния частиц, взаимодействующие потенциалом Юкава. Однако, в принципе, в противоположной ситуации может быть, что частица имеет большой дипольный момент и относительно малую величину заряда (например, из-за внешнего излучения). Предвидя будущие исследования таких систем, мы вводим параметр  $\xi = \Gamma_d / (\Gamma + \Gamma_d)$ , который характеризует какие взаимодействия, заряд-заряд или диполь-дипольное, является доминирующим. Случай  $\xi = 0$  соответствует чисто Юкава системе, а  $\xi = 1$  соответствует системе только с диполь-дипольным взаимодействием. В данной работе мы рассматриваем  $0 \leq \xi \leq 0.2$ .

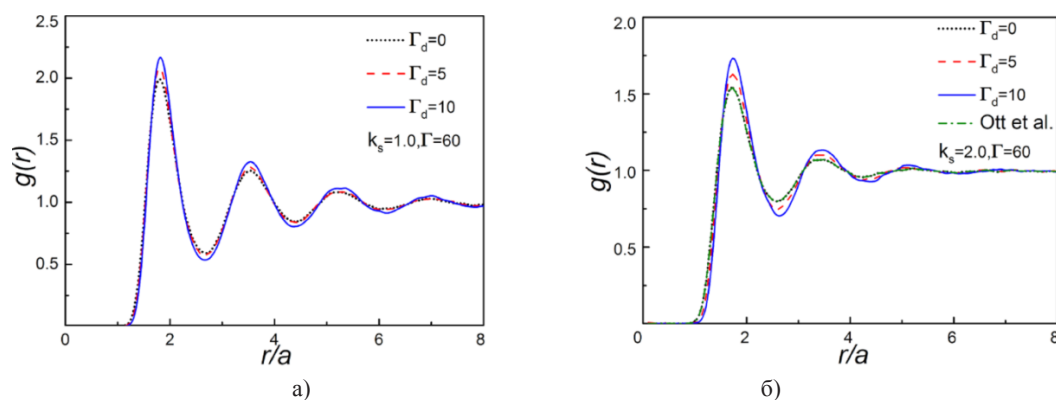
Частота продольных колебаний изучается с помощью Фурье преобразования автокорреляционной функции скоростей. Автокорреляционная функция скоростей (АКФ) рассчитывали стандартным образом методом молекулярной динамики (МД) [13-15]. Так как мы заинтересованы в точном определении позиции макси-

муму Фурье образа АКФ, мы применили весовую функцию Гаусса  $\exp(-t^2 / 2\sigma^2)$ , чтобы конечная длина временных рядов, которые преобразованы в Фурье, менее влияли на результаты. Полная длина времени АКФ  $\omega_p t = 100$  (на рисунках АКФ показано  $\omega_p t = 25$ ).

МД моделирование совершено для  $N = 1500$  частиц. Ниже, время приведено в единицах плазменной частоты  $\omega_p = (2\pi n Q^2 / ma)^{1/2}$  и расстояния в единицах радиуса Вигнера-Зейтца  $a$ .

## Результаты МД

Структурные свойства рассматриваемой системы были изучены в [4]. Было найдено, что даже маленький вклад диполя может иметь значительный эффект на структурные свойства системы. Это проиллюстрировано на рисунке 1 а), б), где парная корреляционная функция ПКФ при одном и том же  $\Gamma = 60$ , но при различных  $k_s$ . При системе Юкава, то есть  $\Gamma_d = 0$ , ПКФ на рисунке 1 б) имеет согласие с результатами МД моделирования Отта и др. [16]. Увеличение параметра связи диполь-диполь от нуля до пяти вызывает видимое увеличение высот максимумов и глубин минимумов. Дальнейшее увеличение  $\Gamma_d$  до десяти приводит к усилению этого эффекта.

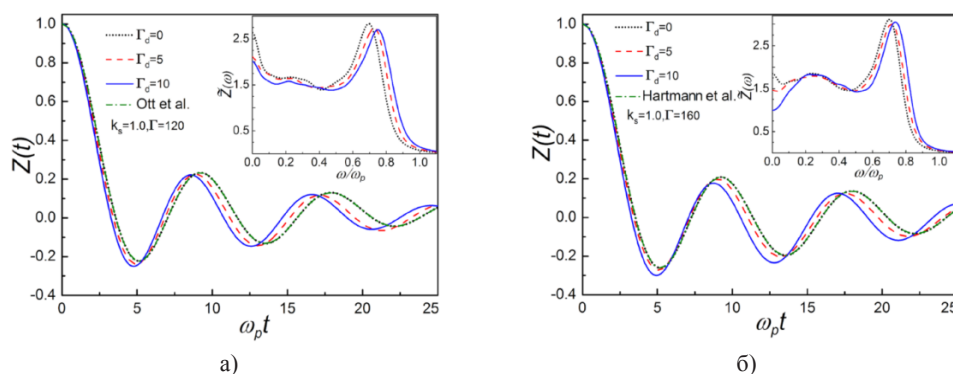


**Рисунок 1** – Парная корреляционная функция двумерной Юкава жидкости для различных значений параметра связи диполь-диполя  $\Gamma_d$  при  $\Gamma = 60$  и а)  $k_s = 1.0$ , б)  $k_s = 2.0$ . В Юкава системе,  $\Gamma_d = 0$ , ПКФ на рисунке 1 б) имеет согласие с результатами МД моделирования Отта и др. [16]

Рисунок 2 показывает значение АКФ  $Z(t)$ , для  $k_s = 1.0$ ,  $\Gamma = 120$  и  $\Gamma = 160$ . На рисунке 2 а) и б) при  $\Gamma_d = 0$  АКФ имеет согласие с результатами Отта и др. [16] и Хартманна и др. [17]. Вставленные графики показывают Фурье преобразование АКФ  $\tilde{Z}(\omega)$ . Отметим, что положение максимума

Фурье преобразование АКФ на рисунке 2 б) является таким же, как получено в [17]. Положение пика Фурье образа АКФ указывает частоту продольных колебаний, в то время как низкое затухание при уменьшении частоты относится к поперечным колебаниям [18].





**Рисунок 2** – Автокорреляционная функция скоростей двумерной Юкава жидкости для различных значений параметра связи диполь-диполя  $\Gamma_d$  при  $k_s = 1.0$  и а)  $\Gamma = 120$ , б)  $\Gamma = 160$ . Вставленные графики показывают соответствующий Фурье образ.

На рисунке 2 а) и б) при  $\Gamma_d = 0$  АКФ имеет согласие с результатами Отта и др. [16] и Хартманна и др. [17]. Позиция максимумов Фурье образа АКФ при  $\Gamma_d = 0$  на рисунке 2 б) является таким же, как получено в [17].

Как видно из рисунка 2 дополнительное диполь-дипольное взаимодействие смещает частоту колебаний к более высоким значениям по отношению к системе Юкава. Колебания АКФ, соответственно, сместятся влево. Рисунок 3 и 4 показывают влияние диполь-дипольного взаимодействия на частоту колебаний частиц при различных значениях параметров  $\Gamma$  и  $k_s$ . На рисунках 3 а) и 4 а) показаны АКФ, а соответствующие Фурье образы представлены на рисунках 3 б) и 4 б).

Из рисунка 3 ясно видно, что увеличение параметра связи заряд-заряда при постоянном  $\Gamma_d$  снижает влияние диполь-дипольного взаимодействия, но даже при  $\Gamma = 120$  для  $\Gamma_d = 5$  ( $\xi = 0.04$ ) и  $\Gamma_d = 10$  ( $\xi = 0.077$ ) сдвиг частоты колебаний хорошо различимы. Интересно отметить, что позиция пика Фурье образа АКФ при заданном параметре связи диполь-диполь  $\Gamma_d$ , при увеличении параметра связи заряд-заряда, смещается в область низких частот.

Изменение частоты колебаний из-за увеличения параметра экранирования от одного до двух можно увидеть на рисунке 4. С увеличением параметра экранирования положение максимума Фурье образа АКФ смещается в область низких частот в системе Юкава ( $\Gamma_d = 0$ ) и в системе Юкава + дипольного взаимодействия ( $\Gamma_d \neq 0$ ).

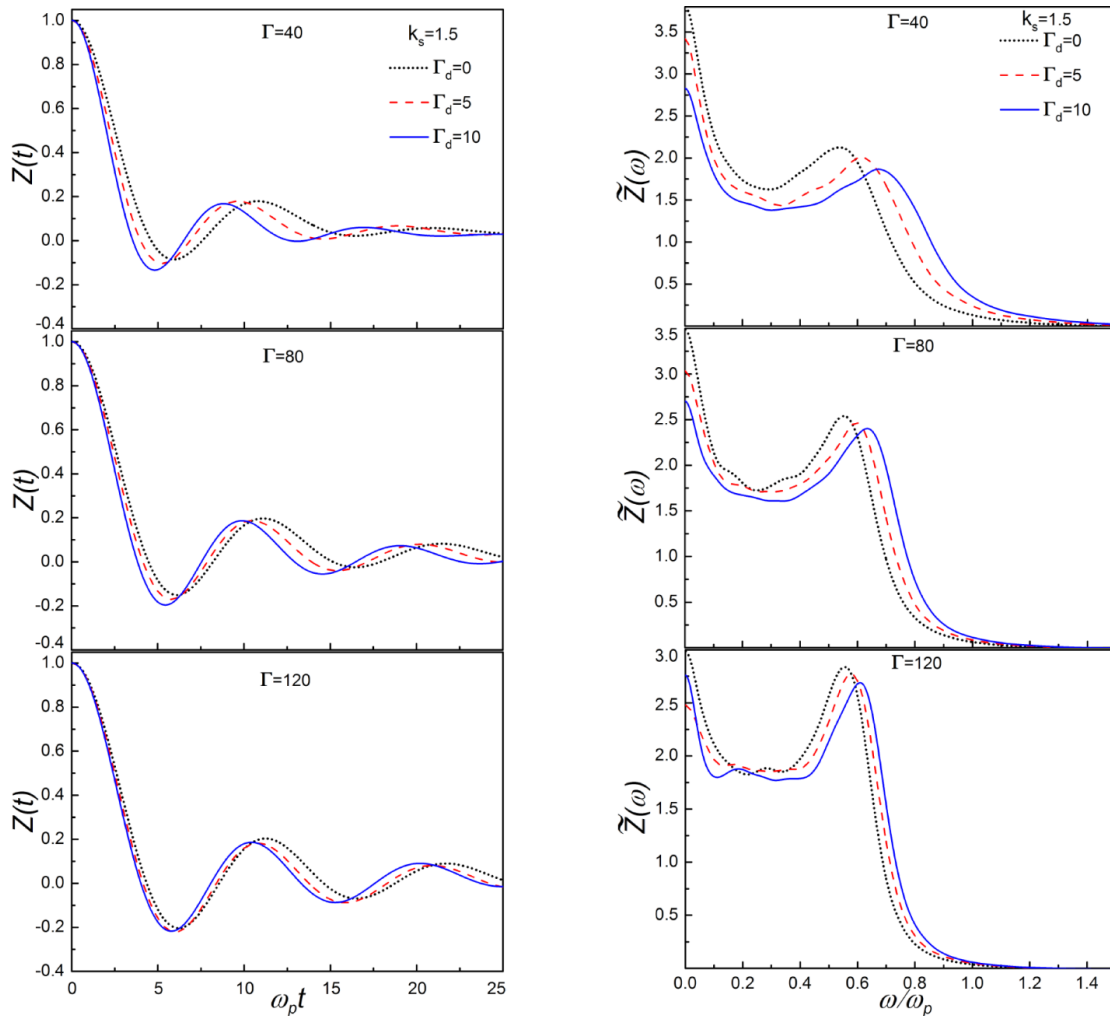
Таким образом, физическая интерпретация уменьшения частоты колебания с увеличением параметра экранирования является одинаковым для обоих случаев. Это обусловлено сочетанием между движением отдельной частицы и коллективных возмущений [17].

Рисунки 3 и 4 показывают, что в системе Юкава с дополнительным возмущением, вызванный диполь-дипольным взаимодействием между частицами, характерная частота колебаний частиц является чувствительным к изменениям параметра связи  $\Gamma$  и параметра экранирования  $k_s$ , тогда как в чисто Юкава системе это частота практически не зависит от  $\Gamma$  [17, 19]. Это продемонстрировано на рисунке 5 а), где  $\Gamma$  изменяется от 40 до 120 при  $\Gamma_d = 0$ , пока положения максимумов преобразования Фурье АКФ практически не меняется.

Рисунок 5 показывает зависимость позиций  $\omega'$  максимумов Фурье образов АКФ  $\tilde{Z}(\omega)$  от значения параметра связи диполь-диполь  $\Gamma_d$ , при постоянном  $\Gamma$ , где верхние оси указывают соответствующие значения параметра  $\xi(\Gamma, \Gamma_d) = \Gamma_d / (\Gamma + \Gamma_d)$ . Эта зависимость приблизительно линейна для  $\xi \ll 1$ . Тем не менее,  $\Gamma = 40$  с увеличением  $\Gamma_d$ , позиции максимумов  $\omega'$  резко возрастает при  $\Gamma_d > 6$  ( $\xi > 0.13$ ), после чего в диапазоне  $7 \leq \Gamma_d \leq 9$  ( $0.15 \leq \xi \leq 0.18$ ) насыщается перед дальнейшим увеличением на  $\Gamma_d > 9$  ( $\xi > 0.18$ ).

### Обсуждение и заключение

В экспериментах с пылевой плазмой, парная корреляционная и автокорреляционная функция скоростей могут быть точно получены при помощи видеозаписи [20, 21]. Как обсуждалось в [16], ПКФ и АКФ могут быть использованы для определения  $\Gamma$  и  $k_s$  независимо от дополнительных физических величин, такие как температура, масса, заряд или плотность.



а) б)

**Рисунок 3** – а) Автокорреляционная функция скоростей  $Z(t)$  и б) их Фурье образы  $\tilde{Z}(\omega)$  для различных  $\Gamma_d$  при  $k_s = 1,5$  и ряд значений  $\Gamma_d$

Эксперимент над пылевой плазмой в ВЧ разряде с дополнительным смещением постоянного тока является отличным кандидатом [9, 12] для исследования влияния дополнительного диполь-дипольного взаимодействия в двумерной системе Юкавы, так как дипольный момент пылинки можно регулировать путем регулирования постоянным внешним полем. Результаты МД, представленные в этой работе и в [4], по-видимому, показывают, что: *если при изменении газоразрядных параметров, сохраняя  $k_s$  постоянным, высота пика ПКФ и позиции максимумов Фурье образа АКФ увеличиваются одновременно, это может быть признаком на*

*дополнительное диполь-дипольное взаимодействие между частицами пыли (или составных частиц).* Полученное измеримое изменение ПКФ и АКФ с маленьким изменением параметра связи диполь-диполь стимулирует на будущие экспериментальные исследования диполь-дипольного взаимодействия в пылевой плазме. Тем не менее, там и определение частоты плазмы и параметр экранирования имеет неопределенность, и они могут маскировать эффект дополнительного дипольного взаимодействия. Однако, частота плазмы и параметр экранирования имеет неопределенность, и они могут маскировать эффект дополнительного дипольного взаимодействия.

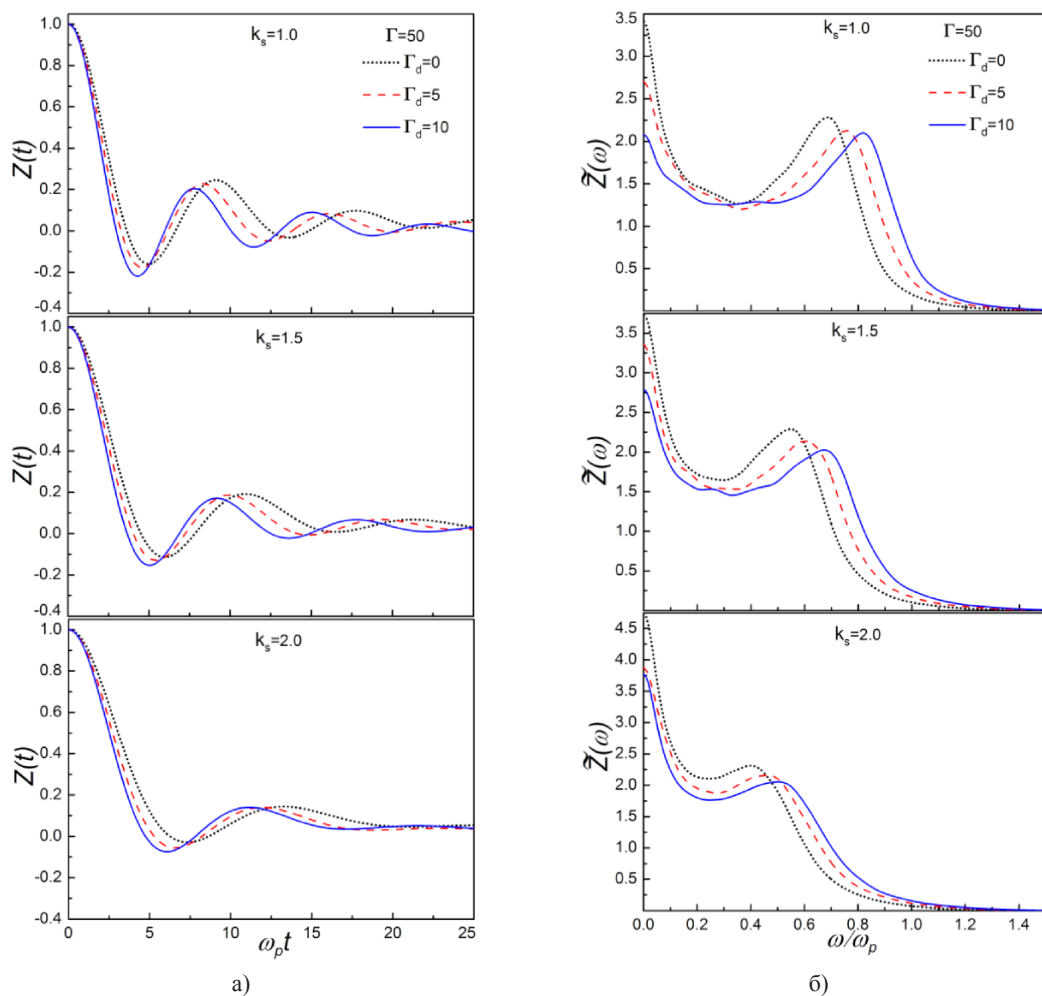


Рисунок 4 – а) Автокорреляционная функция скоростей  $Z(t)$  и б) их Фурье образы  $\tilde{Z}(\omega)$  для различных  $\Gamma_d$  при  $\Gamma = 50$  и ряд значений  $k_s$

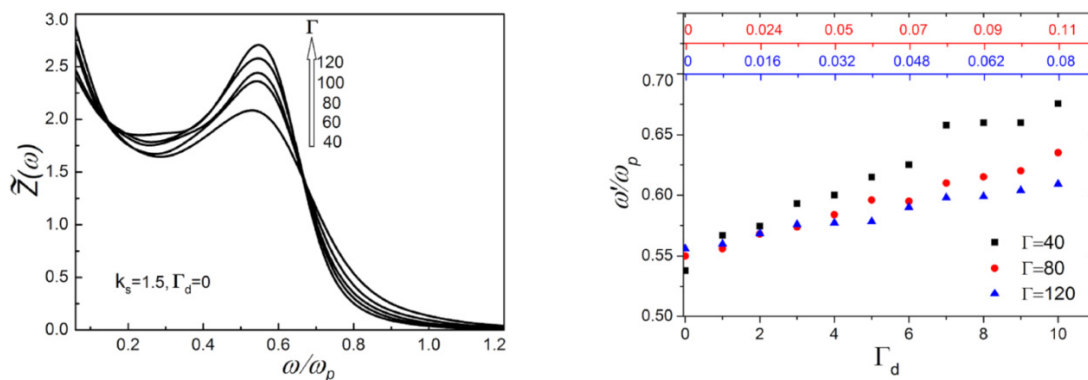


Рисунок 5 – а) Преобразования Фурье  $\tilde{Z}(\omega)$  автокорреляционных функций скоростей для различных значений  $\Gamma$  при  $k_s = 1,5$  ясно показывает почти независимость позиции максимумов от  $\Gamma$  в рассматриваемом диапазоне параметра. б) Позиции пиков Фурье образов АКФ  $\tilde{Z}(\omega)$  в зависимости от параметра связи диполь-диполь  $\Gamma_d$  при постоянной  $\Gamma$  (верхняя ось указывают соответствующее значение параметра  $\xi(\Gamma, \Gamma_d) = \Gamma_d / (\Gamma + \Gamma_d)$ ).

В двумерной Юкава жидкости с дополнительным диполь-дипольным взаимодействием наблюдалось нелинейное поведение колебания и ПКФ [4] при малых значениях  $\Gamma_d$ . Эти аспекты требуют дальнейшего изучения. В частности, продольные волны могут быть исследованы более детально, рассматривая спектры флуктуаций тока [3] и структурные свойства могут быть изучены путем рассмотрения угловой корреляционной функции в дополнение к ПКФ [22].

Как было сказано во введении, существуют системы с доминирующим взаимодействием Юкава ( $\xi \ll 1$ ) и системы с доминирующим диполь-дипольным взаимодействием ( $\xi \approx 1$ ). Поэтому интересно изучать динамические и статические свойства в промежуточных случаях,  $0 < \xi < 1$ , создавая мост между физикой сильно связанных кулоновских систем и физикой систем с дипольным взаимодействием [23].

### Литература

- 1 Nunomura S., Goree J., Hu S., Wang X., and Bhattacharjee A. Dispersion relations of longitudinal and transverse waves in two-dimensional screened Coulomb crystals // *Phys. Rev. E.* – 2002. – Vol. 65. – P. 066402.
- 2 Grimes C.C. and Adams G. Observation of Two-Dimensional Plasmons and Electron-Ripplon Scattering in a Sheet of Electrons on Liquid Helium // *Phys. Rev. Lett.* – 1976. – Vol. 36. – P. 145.
- 3 Donko Z., Hartmann P., Kalman G.J., and Rosenberg M. Static and dynamic properties of 2-dimensional strongly coupled Yukawa liquids // *Contrib. Plasma Phys.* – 2003. – Vol. 43. – P. 282.
- 4 Ramazanov T.S., Gabdulin A.Zh., and Moldabekov Zh.A. MD Simulation of Charged Dust Particles With Dipole Moments // *IEEE Trans. Plasma Sci.* – 2015. – Vol. 43, no. 12. – P. 4187.
- 5 Ramazanov T.S., Moldabekov A.Zh., and Gabdullin M.T. Multipole expansion and effective interaction potentials of plasma particles // to be published in *Phys. Rev. E.*
- 6 Kodanova S.K., Ramazanov T.S., Bastykova N.K., and Moldabekov Z.A. Effect of dust particle polarization on scattering processes in complex plasmas // *Phys. Plasmas.* – 2015. – Vol. 22, no. 6. – P. 063703.
- 7 Sukhinin G.I. and Fedoseev A.V. Formation of a trapped-ion cloud around a dust particle in low-density plasma // *IEEE Trans. Plasma Sci.* – 2010. – Vol. 38, no. 9. – P. 2345–2352.
- 8 Lisin E.A., Lisina I.I., Vaulina O.S., and Petrov O.F. Solution of the inverse Langevin problem for open dissipative systems with anisotropic interparticle interaction // *Phys. Plasmas.* – 2015. – Vol. 22, no. 3. – P. 033704.
- 9 Bastykova N.Kh., Kovacs A.Zs., Korolov I., Kodanova S.K., Ramazanov T.S., Hartmann P., and Donko Z. Controlled Levitation of Dust Particles in RF+DC Discharges // *Contrib. Plasma Phys.* – 2015. – Vol. 55. – P. 671.
- 10 Yousefi R., Davis A.B., Carmona-Reyes J., Mattheews L.S., and Hyde T.W. Measurement of net electric charge and dipole moment of dust aggregates in a complex plasma // *Phys. Rev. E.* – 2014. – Vol. 90. – P. 033101.
- 11 Chai K.-B. and Bellan P.M. Study on morphology and growth of water-ice grains spontaneously generated in a laboratory plasma // *J. Atmos. Solar-Terrestrial Phys.* – 2015. – Vol. 127. – P. 83–91.
- 12 Dosbolayev M.K., Utegenov A.U., and Ramazanov T.S. Structural Properties of Buffer and Complex Plasmas in RF Gas Discharge-Imposed Electrostatic Field // *IEEE Trans. Plasma Sci.* – 2015. – Vol. 44, no. 4. – P. 469.
- 13 Allen M.P. and Tildesley D.J. *Computer Simulation of Liquids.* – New York, NY, USA: Oxford Univ. Press, 1991.
- 14 Baimbetov F.B., Ramazanov T.S., Dzhumagulova K.N., Kadyrsizov E.R., Petrov O.F. and Gavrikov A.V. Modelling of dusty plasma properties by computer simulation methods // *J. Phys. A: Math. Gen.* – 2006. – Vol. 39. – P. 4521.
- 15 Ramazanov T.S. and Dzhumagulova K.N. Shear Viscosity of Dusty Plasma Obtained on the Basis of the Langevin Dynamics // *Contrib. Plasma Phys.* – 2008. – Vol. 48. – P. 357.
- 16 Ott T., Stanley M., and Bonitz M. Non-invasive determination of the parameters of strongly coupled 2D Yukawa liquids // *Phys. Plasmas.* – 2011. – Vol. 18, no. 6. – P. 063701.
- 17 Hartmann P., Kalman G.J., Donko Z., and Kutasi K. Equilibrium properties and phase diagram of two-dimensional Yukawa systems // *Phys. Rev. E.* – 2005. – Vol. 72. – P. 026409.
- 18 Schmidt P., Zwirnagel G., Reinhard P.-G., and Toepffer C. Longitudinal and transversal collective modes in strongly correlated plasmas // *Phys. Rev. E.* – 1997. – Vol. 56. – P. 7310.
- 19 Hansen J.P., Levesque D., Weis J.J. Self-Diffusion in the Two-Dimensional, Classical Electron Gas // *Phys. Rev. Lett.* – 1979. – Vol. 43. – P. 979.
- 20 Ramazanov T.S., Dzhumagulova K.N., Jumabekov A.N., and Dosbolayev M.K. Structural properties of dusty plasma in direct current and radio frequency gas discharges // *Phys. Plasmas.* – 2008. – Vol. 15. – P. 053704.
- 21 Ramazanov T.S., Dzhumagulova K.N., Kodanova S.K., Daniyarov T.T., and Dosbolayev M.K. Thermodynamic properties of dusty plasma on the basis of the Langevin dynamics // *Contrib. Plasma Phys.* – 2009. – Vol. 49, nos. 1–2. – P. 15–20.
- 22 Halperin B.I. and Nelson D.R. Theory of Two-Dimensional Melting // *Phys. Rev. Lett.* – 1978. – Vol. 41. – P. 121.
- 23 Golden K.I., Kalman G.J., Hartmann P., and Donko Z. Dynamics of two-dimensional dipole systems // *Phys. Rev. E.* – 2010. – Vol. 82. – P. 036402.

### References

- 1 S. Nunomura, J. Goree, S. Hu, X. Wang, and A. Bhattacharjee, Phys. Rev. E 65,066402, (2002).
- 2 C.C. Grimes and G. Adams, Phys. Rev. Lett., 36, 145, (1976).
- 3 Z. Donko, P. Hartmann, G.J. Kalman, and M. Rosenberg, Contrib. Plasma Phys., 43, 282, (2003).
- 4 T.S. Ramazanov, A.Zh. Gabdulin, and Zh.A. Moldabekov, IEEE Trans. Plasma Sci., 43(12), 4187, (2015).
- 5 T.S. Ramazanov, A.Zh. Moldabekov, and M.T. Gabdullin, *Multipole expansion and effective interaction potentials of plasma particles*, To be published in Phys. Rev. E.
- 6 S.K. Kodanova, T.S. Ramazanov, N.K. Bastykova, and Z.A. Moldabekov, Phys. Plasmas, 22(6), 063703, (2015).
- 7 G.I. Sukhinin and A.V. Fedoseev, IEEE Trans. Plasma Sci., 38(9), 2345–2352, (2010).
- 8 E.A. Lisin, I.I. Lisina, O.S. Vaulina, and O.F. Petrov, Phys. Plasmas, 22(3), 033704, (2015).
- 9 N.Kh. Bastykova, A.Zs. Kovacs, I. Korolov, S.K. Kodanova, T.S. Ramazanov, P. Hartmann, and Z. Donko, Contrib. Plasma Phys., 55, 671, (2015).
- 10 R. Yousefi, A.B. Davis, J. Carmona-Reyes, L.S. Mattheews, and T.W. Hyde, Phys. Rev. E 90, 033101, (2014).
- 11 K.-B. Chai and P.M. Bellan, J. Atmos. Solar-Terrestrial Phys., 127, 83-91, (2015).
- 12 M.K. Dosbolayev, A.U. Utegenov, and T.S. Ramazanov, IEEE Trans. Plasma Sci., 44(4), 469, (2015).
- 13 M.P. Allen and D.J. Tildesley *Computer Simulation of Liquids*. New York, NY, USA: Oxford Univ. Press, 1991.
- 14 F.B. Baimbetov, T.S. Ramazanov, K.N. Dzhumagulova, E.R. Kadyrsizov, O.F. Petrov and A.V. Gavrikov, J. Phys. A: Math. Gen., 39, 4521, (2006).
- 15 T.S. Ramazanov and K.N. Dzhumagulova, Contrib. Plasma Phys. 48, 357, (2008).
- 16 T. Ott, M. Stanley, and M. Bonitz, Phys. Plasmas, 18(6), 063701, (2011).
- 17 P. Hartmann, G.J. Kalman, Z. Donkó, and K. Kutasi, Phys. Rev. E 72, 026409, (2005).
- 18 P. Schmidt, G. Zwicknagel, P.-G. Reinhard, and C. Toepffer, Phys. Rev. E 56, 7310, (1997).
- 19 J.P. Hansen, D. Levesque, J.J. Weis, Phys. Rev. Lett., 43, 979, (1979).
- 20 T.S. Ramazanov, K.N. Dzhumagulova, A.N. Jumabekov, and M.K. Dosbolayev, Phys. Plasmas, 15, 053704, (2008).
- 21 T.S. Ramazanov, K.N. Dzhumagulova, S.K. Kodanova, T.T. Daniyarov, and M.K. Dosbolayev, Contrib. Plasma Phys., 49(1-2), 15-20, (2009).
- 22 B.I. Halperin and D.R. Nelson, Phys. Rev. Lett., 41, 121, (1978).
- 23 K.I. Golden, G.J. Kalman, P. Hartmann, and Z. Donko, Phys. Rev. E 82, 036402, (2010).

# ЖУРНАЛ ПРОБЛЕМ ЭВОЛЮЦИИ ОТКРЫТЫХ СИСТЕМ (ПЭОС)

<http://www.peosjournal.org/>

Журнал ПЭОС

Проблемы эволюции открытых систем

Главная Новости Научные исследования Календарь семинаров Журнал ПЭОС Об авторе Контакты

Журнал ПЭОС

МЕНЮ

- Главная
- Журнал ПЭОС
  - Выпуски
  - Правила оформления
  - Редакция
- Календарь семинаров
- Контакты
- Научные исследования
- Новости
- Об авторе

«Журнал проблем эволюции открытых систем» (ПЭОС),  
Орган Республиканского междисциплинарного семинара «Организация и эволюция природных структур»

Основная задача журнала - стимулировать развитие междисциплинарного направления, посвященного исследованию законов возникновения структур в неравновесных открытых системах. Эти исследования необходимы для развития знаний в области физики возникновения и эволюции нашего мира.

Журнал соответствует и целям совершенствования работы Высшей школы в Республике Казахстан, а именно привлечению к фундаментальным исследованиям аспирантов и молодых научных сотрудников. В Республике это первый и пока единственный междисциплинарный журнал, объединяющий ученых в новом междисциплинарном направлении «Эволюция открытых систем».

В журнале публикуются статьи по междисциплинарным исследованиям в области естественных наук. Основное направление связано с исследованием свойств открытых систем и проблемами организации и эволюции природных структур.

Журнал входит в список ККСОН МОН РК для публикации основных результатов в научной деятельности по физическим специальностям.

**E-mail:**  
vmsoms@rambler.ru,  
kdungen@rambler.ru

**Адрес офиса:** Республика Казахстан, г. Алматы, 050040, пр. аль-Фараби, 71, НИИ экспериментальной и теоретической физики (НИИ ЭТФ).

2-бөлім  
**ЖЫЛУ ФИЗИКАСЫ ЖӘНЕ  
ТЕОРИЯЛЫҚ ЖЫЛУ ТЕХНИКАСЫ**

---

Раздел 2  
**ТЕПЛОФИЗИКА И  
ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ТЕПЛОТЕХНИКА**

---

Section 2  
**THERMAL PHYSICS AND  
THEORETICAL THERMAL ENGINEERING**



Асқарова Ә.С.,  
Бөлегенова С.Ә.,  
Максимов В.Ю., Усербаев Б.Ж.,  
Нахипова Ф.

**БКЗ-420 қазандығының жану  
камерасындағы  
физика-химиялық процестерді  
математикалық модельдеу**

Askarova A.S.,  
Bolegenova S.A.,  
Maximov V.V., Userbaev B.Z.,  
Nahipova F.

**Mathematical modeling of  
physical and chemical processes  
in the combustion chamber of  
the boiler BKZ-420**

Асқарова А.С.,  
Болегенова С.А.,  
Максимов В.Ю., Усербаев Б.Ж.,  
Нахипова Ф.

**Математическое  
моделирование  
физико-химических процессов  
в камере сгорания котла  
БКЗ-420**

Бұл жұмыс БКЗ-420 өндірістік қазандықтарының жану камерасында қатты отынды тозаңды түрінде жағу кезінде орын алатын физика-химиялық процестерін зерттеуге арналған. Зерттеу барысында физика-химиялық процестердің математикалық моделімен қатар 2D және 3D модельдер қарастырылды. Сонымен қатар Навье-Стокстың үш өлшемді теңдеулерінің, химиялық реакциялардың кинетикасы ескеріле отырып, турбуленттілік пен ортаның екіфазалылығы теңдеулері негізінде жану камерасында орын алатын көлденең бойлық қималарында, шығыс аймағында, жандырғының аумағындағы ағыстардың аэродинамикалық және жылулық сипаттамалары анықталды. Қоршаған ортаның ластану дәрежесін төмендету және оны қалыпты жағдайда ұстап тұру әдістемесі қарастырылады. Алынған тәжірибелік есептеу нәтижелері ЖЭС орталықтардан алынған негізгі эксперимент нәтижелерімен салыстырылған.

**Түйін сөздер:** көмір, жану, энергетика, физика-химиялық процестер, энергетикалық құрылғы, тозаңды жандырғы, жану камерасы.

This work is dedicated to the study of physical and chemical processes during burning solid oil in the dust form in the combustion chamber of industrial boilers «BKZ-420». During the research of physical and chemical processes, aside from the mathematical models, 2D and 3D models were examined as well. Along with this, considering kinetics of chemical reactions of Navier-Stokes three-dimensional equations, thermal and aerodynamic characteristics of flows were defined within the burner, the exit, along the longitudinal cuts, which in the combustion chamber take place in the basics of turbulence equations and diphasе of environment. Methods of decreasing the levels of environment contamination and maintaining them in the normal condition are being considered. Obtained results of experimental research were compared to the results of the main experiment, taken from TES center.

**Key words:** coal, burning, heat of combustion, energy, physical and chemical processes, power equipment, dust burner, combustion chamber.

Данная работа посвящена изучению физико-химических процессов при сжигании твердого топлива в виде пыли в камере сгорания промышленных котлов БКЗ-420. При исследовании физико-химических процессов, помимо математических моделей, рассматривались 2D и 3D модели. Также численным экспериментом были определены тепловые и аэродинамические характеристики потоков в области горелки, выхода и вдоль продольных сечений в камере сгорания, с помощью трёхмерных уравнений Навье-Стокса и кинетики химических реакций. Рассмотрены методы понижения уровня загрязнённости окружающей среды и поддержания её в нормальном состоянии. Полученные результаты экспериментального расчёта были сравнены с результатами основного эксперимента, взятых с ТЭС.

**Ключевые слова:** уголь, горение, теплота горения, энергетика, физико-химические процессы, энергетическое оборудование, пылеугольная горелка, топочная камера.



**БКЗ-420  
ҚАЗАНДЫҒЫНЫҢ  
ЖАНУ  
КАМЕРАСЫНДАҒЫ  
ФИЗИКА-ХИМИЯЛЫҚ  
ПРОЦЕСТЕРДІ  
МАТЕМАТИКАЛЫҚ  
МОДЕЛЬДЕУ**

**Кіріспе**

Бүгінгі таңда қоршаған ортаға залалын көп тигізетін энергетикалық кешенде жануға байланысты маңызды зерттеулер жүргізу қажет. Соған сәйкес төменгі сұрыпты қатты отындарды жағу процесін жақсарту үшін жаңа технологиялық процестерді жетілдіру керек. Мұндай шаралар қоршаған ортаға шығатын зиянды қалдықтың төмендеуін және ЖЭС орталықтарының негізгі көрсеткіштерін көтеруін қамтамасыз етеді.

Осылайша, тозаңды отынды жағатын құрылғылардың технологиясын зерттеу және әртүрлі отындарды жағу процесін тиімді ұйымдастыру әдісін қолдану қазіргі таңдағы Қазақстан Республикасының энергетикалық кешендерінің өте маңызды мәселесі болып табылады. Шаңкөмірдің жануын жетілдіру және отынның балама түрлерін қолдану – жану қазандықтарындағы пайдаланылған газдардың зиянды бөлшектерін шығару бойынша қатаң экологиялық талаптарды орындау болып табылады [1]. Сонымен, қазіргі кезеңде зиянды шаң газ шығаруларын қалыптастырудың негізгі процестерін сипаттайтын технология ойлап табу және есептеу жүргізу өте маңызды.

Қатты отындардың жануының физика-химиялық процестерінің сипатын зерттеу үшін біз, жанудың сандық модельдеуін (*Computational Combustion*) – есептеу гидродинамикасының (*Computational Fluid Dynamics, CFD*) өте күрделі ғылыми бағыты ретінде сандық есептеулер жүргіземіз [2]. Таңдап алынған БКЗ-420 жану қазандығында өтетін жылдамдық, температура, басқада негізгі компоненттердің концентрациясының қазандық бойымен таралуын FLOREAN көмегімен сандық есептеу арқылы алынған сандық мәліметтер базасын PARAVIEW көмегімен диаграммалық тұрғыдан зерттейміз. Алынған жаңа нәтижелерге сүйене отырып, осы күндері әлемдік деңгейге айналған энергетика кешеніндегі күрделі мәселелердің оңтайлы жолдарын табуға ықпал жасаймыз.

Жану құбылыстарын математикалық жолмен сипаттау – Навье-Стокс теңдеулерінің негізінде құрылады және Лагранж, Лаплас, масса-жылу алмасу, турбуленттік теңдеулермен сипат-

талады. Аталған теңдеулерді шекаралық шарттарға сүйене отырып есептеудің шешілуін жеңілдеті аламыз. Бірақ, бұл теңдеулерді аналитикалық жолмен шешу мүмкін емес, әрі біз көздеген мақсатымызға жете алмаймыз. Бұл теңдеулерді шешудегі мақсат пен мәселелер, ол экономикалық және экологиялық тиімділіктер негізіндегі қажеттіліктен туындайды. Ал бізге халықаралық стандартты CFD кодтарды қолдану арқылы жоғары деңгейдегі дәлдігі жоғары нәтижелерге қол жеткізуге мүмкіндік береді [3]. Мәселен, жылу электр станциясының қазандығынан атмосфераға шығатын  $CO$  және  $CO_2$ ,  $NO_x$  типтегі зиянды газдардың шығу мөлшерін есептеуге мүмкіндік береді.

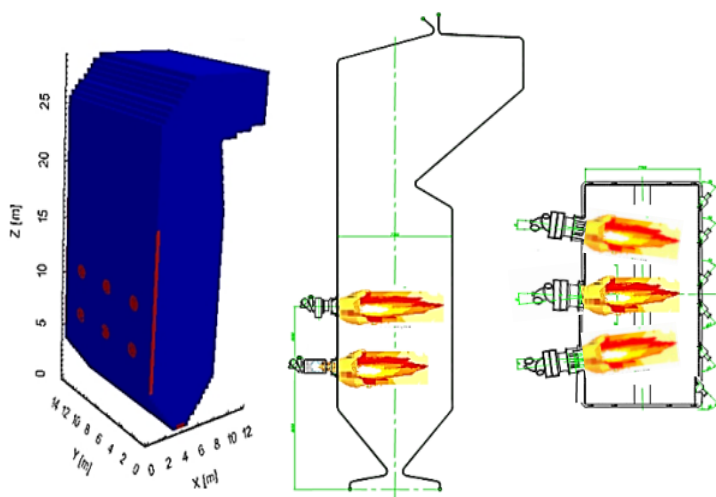
### Теориялық есептеулер

Бұл жұмыс тозаңды отынды яғни көмірді Алматы ЖЭС-2 БКЗ-420 қазандығының жану камераларында жану процесі барысында болатын физика-химиялық процестерді зерттеп, оларды математикалық модельдеуге арналған. Алматы ЖЭС-2 БКЗ-420 қазандығының – бу шығару қуаты 420 т/сағ-на тең, пештің беткі жағында үш-үштен екі деңгей бар, алты құйынды шаңкөмірлі жандырғыштармен жабдықталған. Қазандықта құрамында 40% күл, ылғалдылығы

25%, ұшып кететін газдары 24% және ең жоғарғы жану жылуы 16 750 кДж/кг болатын төменгі сортты, жоғарғы қалдықты Екібастұз көмірі жанды. Отын қалдығының мөлшері  $R_{90}=15\%$  тең болды. Алдында аталып өтілген екі деңгейден тұратын жандырғыштардың әр деңгейіндегі шеткі жандырғыштары ортадағы жандырғышқа 8 градус бұрышпен қарап тұр. Әр жандырғыш сағатына 12 тонна Екібастұз көмірін жаға алады. Жандырғыштардың орналасуы 1-ші суретте көрсетілген

Осылайша, БКЗ-420-140 қазандығының жану камерасындағы күлділігі жоғары Екібастұз көмірінің тәжірибелік жануының жану процесі мен техника-экономикалық көрсеткіштерге теріс әсері ПК-39 қазандығымен салыстырғанда төменірек, ал БКЗ-160 қазандығымен салыстырғанда жоғарырақ болды. Икемделуі мен үнемділігі бойынша бұл қазандық тікелей үрлемелі және балғалы диірмендері бар қазандықтар ішіндегі ең жақсысы болып табылады.

Қазіргі уақытқа дейін жылулық сәуле тасымалдау мен турбуленттік жану, турбуленттік ағыстарды есептеуге арналған әртүрлі математикалық модельдер жасалынып шығарылған. Тіпті, көрсетілген математикалық модельдері жүзеге асырылған, өте қуатты есептегіш программалық кешендер ойлап табылған [4].



1-сурет – БКЗ-420 жану қазандығының сұлбасы

Есептеулерді параллельдеу мүмкіндігі және жоғарғы өнімді есептеуіш жүйелердің дамуы үлкен мөлшерлі сеткаларда детальдік есептеулерді тиімді өндіруге мүмкіндік береді.

Физика-химиялық процестер болған жағдайда жылу-масса тасымалын модельдеу үшін масса, аумақ, импульс, энергияның фундаментальді сақталу заңдары қолданылады. Өйткені, физика-

химиялық айналулар болған жағдайында жылу-масса алмасу турбулентті қозғалыстар мен химиялық процестердің әрекеттесуін білдіреді, онда біз қоспаның әсерлесетін компоненттерінің сақталу заңын, турбуленттікті, ортаның көп фазалығын, қыздырылған орта мен химиялық реакцияның сәулелену нәтижесінде жылу бөлгіштігін ескеруіміз қажет.

Жоғарғы температуралық ортада техникалық ағындарда физика-химиялық үдеріс болған жағдайда әрдайым турбуленттік болып табылады. Турбуленттік режим сұйықтықтың барлық қабаттарының үздіксіз араласуымен сипатталады. Турбуленттік – сұйықтықтың қасиеті емес, ол сұйық ағысының қасиеті. Турбуленттік ағыстың негізгі сипаттамалары сұйықтың молекулалық қасиеттерімен анықталмайды және пульсация-хаосты өзгерулерді сынайды. Жану-камерасында шаңкөмір алаудың екіфазалы ортасы болады. Біз қатты шаңкөмірдің қатысуына түзетулер енгізілген тұтас орта үшін теңдеулерді қолданамыз. Мұндай орта шартты түрде, жану камерасында болатын техникалық ағыстарда екінші фазаның әсері, қатты фазаның аэродинамикалық ағысқа әсер ете алатын шаңкөмір алауы-екі фазалы газдисперсиялық орта деп саналады. Әр түрлі координаттар жүйесінің ішінен декарттық координаттар жүйесін аламыз, өйткені, цилиндрлік және сфералық координат жүйелерінде көрсетуге болатын айқын бейнеленген обылыстары жоқ, оңайырағы жану қазандығының турбуленттік ағымының есептеуіне қойылған мақсаттарды декарттық координаттар жүйесінде шешу. Қисық сызықты торды қолдану тасымалдау теңдеулеріндегі қосымша мүшелердің және адекватты тордың генерациялау қажеттілігіне әкеледі [6].

### Эксперимент нәтижелері

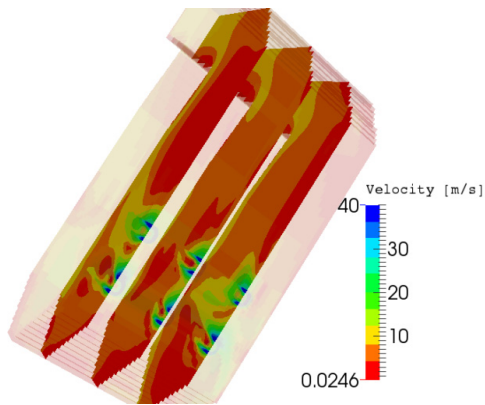
Зерттеу объектісі ретінде 420 т/сағ бу өндіру қуатына ие Алматы ЖЭС-2 БКЗ-420 қазандығының жану камерасы таңдап алынды. Бұл тәжірибеде БКЗ-420-140-7С жану қазандығының көмір шаңының жануының қарапайым нұсқада жұмыс істеуі қарастырылды. Жылдамдық құраушыларының камера бойымен таралуының 2Д графиктері алынды. 1-суретте көрсетілгендей БКЗ-420 жану қазандығының 6 оттығы бар болып, олар екі деңгейде орналасқан. Жоғарғы деңгей Z өсі бойында 10,75м де 3 оттық орналасқан, ал төменгі деңгей Z өсі бойында 6,85м де 3 оттық орналасқан, әрдеңгейдегі екі

шеткі екі оттық ортадағы оттыққа 8 градус бурыш жасай орналасқан. БКЗ-420-140-7 қазандығы бұдың жоғары параметрлі жылутурбиналары арқылы жылу электр орталықтарында қыздырылған бу өндіру үшін Екібастұз көмірін жағу нәтижесінде жұмыс атқаруға бағытталған [7].

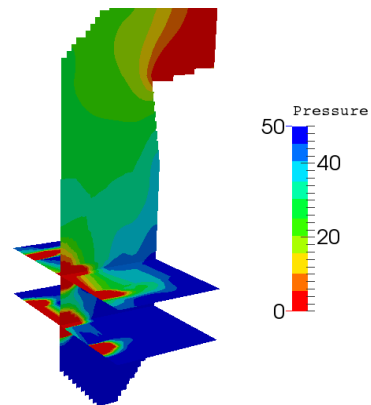
Қазандық негізінен вертикальді су құбырлы бар бір барабанды, табиғи циркуляциялы, бір корпусты және жоғары бу параметрлеріне негізделген. Сонымен қатар қазандық жоғары тығыздықты газды күйінде П – типті жабық түрде жасакталып бірқалыпты тарту қуатына ие. Жану камерасында қатты түрдегі қалдықты жою қарастырылған. Әрі қалдықты үздіксіз шекті тасымалдаушы мен үгіткіштердің көмегімен жою автоматтандырылған. Сондай-ақ жану камерасы – призмалы, ашық типті, құбырларының осьтері бойынша өлшемдері  $14,46 \times 12,052 \times 29,102$  (м<sup>3</sup>) тең. Жану камерасы тұтастай дәнекерленген жоғарғы тығыздықтағы газды буландыратын құбырлы қабырғаларымен жабдықталғын.

Қазандық бойымен бөлшек ағын жылдамдық таралуы Y өсі бойынша оттықтар  $Y_1=2.85$  м,  $Y_2=7.2$  м,  $Y_3=11.69$  м кесіндісінде бейнеленген (2-суретте). Жылдамдықтың ең жоғарғы мәні 40 м/с болып, ол жандырғы кірсінде болады. Екі деңгейлі жандырғылардың жоғарғы бөлігіндегі жылдамдық төменгі бөліктегі жылдамдыққа қарағанда жоғары болатындығын аңғаруға болады.

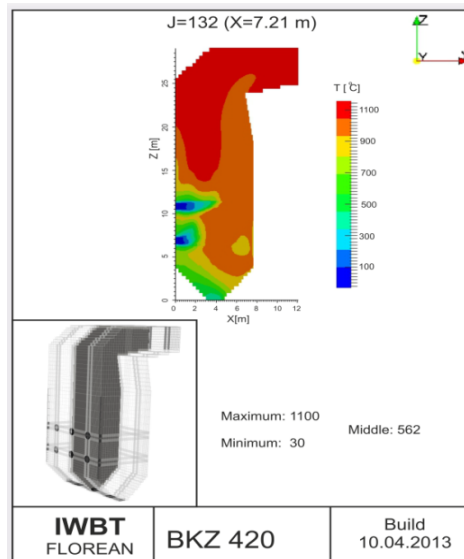
Бұл суреттен көріп отрғанымыздай жалпы жылдамдық модулінің қазандықтың ішкі кеңістігі бойынша БКЗ-420 жану қазандығының тік бойлық қимасы бойынша  $Y1=2.85$  м,  $Y2=7.2$  м,  $Y3=11.69$  м кесінділерінде таралуының жалпы сипаты келтірілген. 2-ші суреттен көріп отырғанымыздай жылдамдықтың максимум мәндері қазандықтың шеткі жанарғылар аймағында байқалады. Максимум жылдамдық 40 м/с, бұл өз кезегінде екінші деңгейлі ( $h=10.78$  м) жанарғылар тұсына сәйкес келеді. Ал қазандықтың шығысында жылдамдықтың мәні айтарлықтай төмендейтіндігін аңғаруға болады, шамамен 8 м/с. Толық жылдамдық векторы барлық жылдамдықты құраушыларының квадраттарының қосындысының түбірінен табылады ( $\vec{V} = \sqrt{U^2 + V^2 + W^2}$ ) және суреттерде олар түрлі түстермен кескінделген бағытаушы сызықтармен белгіленген, ал олар бойынша мәндердің түстік шкаласы арқылы әрқайсысының нақты сандық шамасын көруге болады.



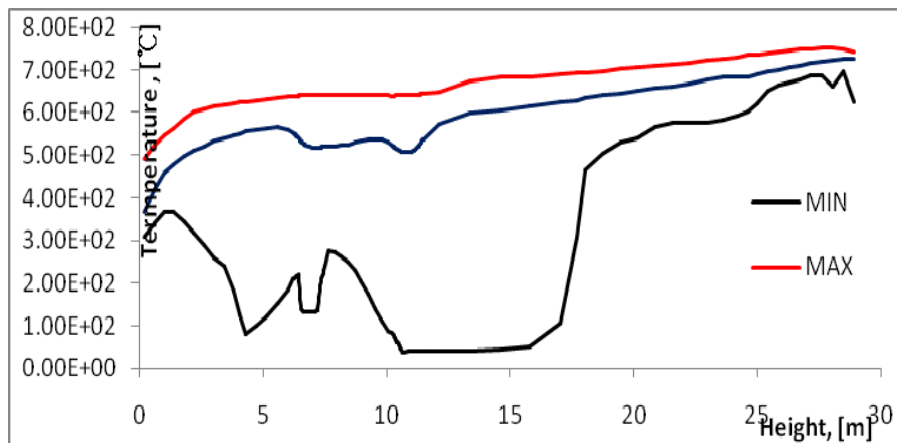
2-сурет – БКЗ-420 жану қазандығының  $Y_1=2.85$  m,  $Y_2=7.2$  m,  $Y_3=11.69$  m кесіндісіндегі жылдамдық таралуы



3-сурет – Қысымның қазандықтың ортаңғы жанарғылар тұсы бойынша бойлық және жанарғылар бойынша көлденең 2 қимасы.



4-сурет – Температураның қазандықтың бойлығы бойынша ортаңғы бөлігінің тік қимасы



5-сурет – Қазандықтың биіктігі бойынша температураның таралу графигі

3-суреттен көріп отырғанымыздай қысымның таралуының максимум мәндері қазандықтың төменгі бөліктерінде, ал керісінше минимум мәндері жанарғылардың тұсына сәйкес келеді. Бұған басты себеп, бұл маңайда жылдамдық мәнінің жоғары болуы. Оған алдыңғы қимадан көз жеткізуге болады. Ал қысым жылдамдыққа кері пропорционал.

4 қимадан байқап отырғандай жанарғылардың тұсында температура өте төмен (4-сурет). Ал температураның мәні қазандық шығысында болып ол 745 °С болады. Төменгі температура жандырғылардың кірісінде болып ең төменгі мәні 133 °С болады.  $Y_1=2.85$  m,  $Y_3=11.69$  m кесіндісіндегі жылудың таралуы  $Y_2=7.2$  m кесіндісіндегі жылудан жоғары екенін аңғарамыз. Бұл маңайда отынымыз қанша майда болса да, жылдамдықтың жоға-

ры болуы салдарынан, жанып үлгермейді. Осыған орай температураның мәні отынның толықтай жанып болып, жылу көп бөлген аймағында (қазандықтың жоғарғы бөлігінде) максимум мәнге ие. Нақтылай өтетін болсақ, температураның максимум мәні – 1100 °С, орташа мәні – 562 °С, минимум мәні – 30 °С.

5-суретте алдыңғы қималарды нақтылай түсетін температураның таралуын сипаттайтын ортақ көрініс көрсетілген.

### Қорытынды

Алынған нәтижелер негізінде энергетика кешенінде туындап отырған мәселелерді (экологияға мейілінше аз зардап тигізу, жаңа типтегі қазандықтар жасау, энергияны тиімді пайдалану, т.б.) шешу мүмкіндіктері кеңейеді.

### Әдебиеттер

- 1 Askarova A.S., Messerle V.E., Ustimenko A.B. et al. Numerical simulation of the coal combustion process initiated by a plasma source // Thermophysics and Aeromechanics. – 2014. – Vol. 21. – Issue 6. – P. 747-754.
- 2 Messerle V.E., Ustimenko A.B. et al. Pulverized coal torch combustion in a furnace with plasma-coal system // Thermophysics and Aeromechanics. – 2010. – Vol. 17. – Issue 6. – P. 435-444.
- 3 Karpenko E.I., Lavrishcheva Y.I., Messerle V.E. et al. Plasma-supported coal combustion in boiler furnace // IEEE Transactions on Plasma Science. – 2007. – Vol. 35. Issue 6. – P. 1607-1616.
- 4 Karpenko E.I., Messerle V.E., Ustimenko A.B. et al. Plasma enhancement of combustion of solid fuels // High energy chemistry. – 2006. – Vol. 40. – Issue. – P. 111-118.
- 5 Leithner R. Numerical Simulation. Computational Fluid Dynamics CFD: Course of Lecture. – Braunschweig, 2006. – 52 p.
- 6 Müller H. Numerische simulation von Feuerungen. CFD–Vorlesung, TU. – Braunschweig: IWBT, 1997. – 8-12 s
- 7 Askarova A.S., Bolegenov, S.A. Maximov V.Yu. et al. Computational method for investigation of solid fuel combustion in combustion chambers of a heat power plant // High Temperature. – 2015. – Vol. 53. – Issue 5. – P. 751-757.

### References

- 1 A.S. Askarova, V.E. Messerle, A.B. Ustimenko et al. Thermophysics and Aeromechanics, 6, 747-754, (2014).
- 2 V.E. Messerle, A.B. Ustimenko et al., Thermophysics and Aeromechanics, 6, 435-4446 (2010).
- 3 E.I. Karpenko, Y.I. Lavrishcheva, V.E. Messerle, et al., IEEE Transactions on Plasma Science, 6, 1607-1616, (2007).
- 4 E.I. Karpenko, V.E. Messerle, A.B. Ustimenko et al., High energy chemistry, 2, 111-118, (2006).
- 5 R. Leithner, Numerical Simulation. Computational Fluid Dynamics CFD: Course of Lecture. Braunschweig, 2006. – 52 p.
- 6 H. Müller, Numerische simulation von Feuerungen. CFD – Vorlesung, TU. Braunschweig: IWBT, 1997. 8–12 (in Ger.)
- 7 A.S. Askarova, S.A. Bolegenov, V. Yu. Maximov et al., High Temperature, 5, 751-757 (2015).



Аскарова А.А.,  
Болегенова С.А.,  
Оспанова Ш.С., Зинеш А.Х.

**Компьютерное моделирование  
влияния скорости впрыска  
на процесс горения жидкого  
топлива различного вида  
при высоких давлениях**

Горение жидких топлив является сложной задачей, так как оно отличается рядом специфических особенностей, обусловленных протеканием химических реакций в условиях динамического и теплового взаимодействия реагентов, интенсивного массопереноса при фазовых превращениях, а также зависимостью параметров процесса, как от термодинамического состояния системы, так и от ее структурных характеристик. Поэтому для предсказания изучения поведения таких сложных систем может быть успешно использовано численное моделирование, которое получило большее распространение в теплофизике. В работе изложена математическая модель и основные уравнения, описывающие процесс горения жидких топлив при высокой турбулентности. Проведены вычислительные эксперименты по исследованию горения жидкого топлива в зависимости от скорости впрыска в камере сгорания при заданных начальных условиях в полном объеме. Построены профили скорости и давления в камере сгорания для двух видов жидкого топлива.

**Ключевые слова:** численное моделирование, октан, додекан, камера сгорания, давление, температура, масса, оптимальный режим.

Askarova A.S.,  
Bolegenova S.A.,  
Ospanova Sh.S., Zinesh A.Kh.

**Computer modeling of the  
effect of speed on the process of  
injection combustion of liquid  
fuels of various types at high  
pressures**

Combustion liquid fuels is a complex task, as it characterized by a number of specific features, due to chemical reactions under conditions of dynamic and of thermal interaction between reagents, the intensive mass transfer during phase transformations, as well as the dependence of the process parameters, such as the thermodynamic state of the system and of its structural characteristics. So numerical simulation can be successfully used to predict and study the behavior of complex systems, which has received more widespread in thermal physics. The paper is presented the mathematical model and the basic equations describing the liquid fuel combustion process at high turbulence. There are conducted computational experiments on the combustion of liquid fuel according to the fuel injection velocity into the combustion chamber at the initial conditions. Velocity and pressure profiles in the combustion chamber for two liquid fuels are built.

**Key words:** numerical modeling, octane, dodecane, combustion chamber, pressure, temperature, mass optimum mode.

Асқарова Ә.С.,  
Бөлегенова С.Ә.,  
Оспанова Ш.С., Зинеш А.Х.

**Жоғарғы қысымда әртүрлі  
сұйық отындардың  
жану процесіне бұрқу  
жылдамдығының әсерін  
компьютерлік моделдеу**

Сұйық отындардың жануы күрделі мәселелердің бірі болып саналады, өйткені, реагенттердің динамикалық және жылулық өзара әсерлесу жағдайындағы химиялық реакциялардың өтуімен, фазалық ауысулар кезіндегі қарқынды масса тасымалымен, процестің параметрлерінің жүйенің термодинамикалық күйімен құрылымдық сипаттамаларына тәуелділігімен анықталатын бірқатар ерекшеліктері болады. Осындай күрделі жүйелердің қасиеттерін алдын ала болжау және зерттеу үшін жылу физикасында кең тараған сандық модельдеу қолданылатын болады. Жұмыста жоғары турбуленттіліктегі сұйық отындардың жануын сипаттайтын математикалық модельмен негізгі теңдеулер ұсынылған. Жану камерасындағы бұрқу жылдамдығына қатысты берілген шарттарға сәйкес сұйық отынның жануы бойынша толық көлемді есептеу тәжірибелері жүргізілген. Екі сұйық отын түрі үшін жылдамдықпен қысымның профильдері тұрғызылды.

**Түйін сөздер:** сандық модельдеу, октан, додекан, жану камерасы, температура, қысым, масса, тиімді режим.

**КОМПЬЮТЕРНОЕ  
МОДЕЛИРОВАНИЕ  
ВЛИЯНИЯ СКОРОСТИ  
ВПРЫСКА НА ПРОЦЕСС  
ГОРЕНИЯ ЖИДКОГО  
ТОПЛИВА  
РАЗЛИЧНОГО ВИДА  
ПРИ ВЫСОКИХ  
ДАВЛЕНИЯХ**

**Введение**

В настоящее время, несмотря на прилагаемые усилия по освоению и использованию возобновляемых источников энергии, 85% всей энергии, потребляемой в мире, получают от сжигания ископаемых видов топлива. Как показывает статистика, 39% общего энергопотребления приходится на сжигание жидких топлив и 97% от этого общего производства энергии используется в транспортном секторе. В то время как мы продолжаем пользоваться жидкими топливами, как основным источником энергии, первостепенное значение имеет повышение эффективности и минимизация воздействия на окружающую среду устройств, деятельность которых направлена на сжигание этого вида топлив. Во многих странах мира в последнее время резко возросли требования к качеству топлив с точки зрения их экологической безопасности [1-2].

Горение жидких топлив отличается рядом специфических особенностей, обусловленных протеканием химических реакций в условиях динамического и теплового взаимодействия реагентов, интенсивного массопереноса при фазовых превращениях, а также зависимостью параметров процесса, как от термодинамического состояния системы, так и от ее структурных характеристик. Так как исследование горения невозможно без его детального изучения, то на первый план выходит проблема фундаментального исследования закономерностей процессов теплопереноса при сжигании различных видов топлив.

Методы математического моделирования нашли широкое применение в различных областях науки и техники. Эти методы включают в себя разработку физических и математических моделей, численных методов и программного обеспечения, проведение численного эксперимента с привлечением средств вычислительной техники (его результаты анализируются и используются в практических целях). В науке и технике преимущества метода компьютерного моделирования очевидны: оптимизация проектирования, сокращение затрат на отработку, повышение качества продукции, уменьшение эксплуатационных расходов и т.д. Численное моделирование

существенно преобразует также сам характер научных исследований, устанавливая новые формы взаимосвязи между экспериментальными и математическими методами [3-4].

Применение математического моделирования в области исследований процессов тепломассопереноса в течениях с горением привело к появлению различных программно-ориентированных пакетов, с помощью которых более или менее успешно решаются как фундаментальные задачи, так и прикладные.

Внедрение новых технологий требует значительных затрат, в связи с чем к методам проектирования отработки оборудования предъявляются всевозрастающие требования. Таким образом, в настоящее время, особое внимание приобретает не только создание эффективных физических и математических моделей, но и разработка новых более совершенных методов численной реализации систем разностных уравнений, описывающих конвективный тепломассоперенос в камерах сгорания. Математическое моделирование горения жидких топлив является сложной задачей, так как требует учета большого количества сложных взаимосвязанных процессов и явлений: многоступенчатые цепные химические реакции, перенос импульса, тепла и массы путем конвекции, молекулярный перенос, излучение, турбулентность, испарение жидких капель.

Таким образом, исследование образования дисперсии и горения неизотермических впрысков жидких топлив в развитой турбулентности является актуальной задачей, которая может быть решена методами математического моделирования [5-6].

### Математическая постановка задачи

Большинство течений по своей природе имеют турбулентный характер, и состояние турбулентности при движении потока сильно влияет на такие параметры течения, как перенос импульса, температуры и концентрации веществ в смеси. В этой работе приведена математическая модель, описывающая горение жидких топлив на основе уравнений сохранения массы ( $\rho$ ), импульса ( $\rho \vec{u}$ ), энергии ( $E$ ) и концентрации ( $c$ ).

Уравнение сохранения массы записывается следующим образом:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{u}) = S_{mass}, \quad (1)$$

где  $u$  – скорость жидкости. Источниковый член  $S_{mass}$  представляет локальное изменение плотности газа за счет испарения или конденсации.

Уравнение сохранения импульса газа имеет следующий вид:

$$\rho \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \rho (\vec{u} \cdot \text{grad}) \vec{u} = \text{div} \vec{\xi} + \rho \vec{g} + S_{mom}. \quad (2)$$

Если рассматривается однофазное течение газа, то  $S_{mom} = 0$ ; если течение двухфазное, то  $S_{mom}$  представляет собой локальную скорость изменения импульса в газовой фазе за счет движения капель.

Уравнение сохранения внутренней энергии:

$$\rho \frac{\partial E}{\partial t} = \vec{\tau} : \vec{D} - \rho \text{div} \vec{u} - \text{div} \vec{q} + S_{energy}, \quad (3)$$

где  $q$  – удельный тепловой поток, представляет собой закон Фурье о передаче тепла, выражение  $\vec{\tau} : \vec{D}$  представляет скорость увеличения внутренней энергии за счет вязкой диссипации. Источниковый член  $S_{energy}$  обозначает вклад в изменение внутренней энергии за счет присутствия распыленной жидкой или твердой фазы.

Уравнение сохранения концентрации компоненты  $m$  имеет вид:

$$\frac{\partial (\rho c_m)}{\partial t} = - \frac{\partial (\rho c_m u_i)}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \rho \cdot D_{c_m} \cdot \frac{\partial c_m}{\partial x_i} \right) + S_{mass}, \quad (4)$$

где  $\rho_m$  – массовая плотность компоненты  $m$ ,  $\rho$  – полная массовая плотность.

Более универсальными моделями в инженерных расчетах турбулентных потоков являются модели с двумя дифференциальными уравнениями. Наиболее часто в технических течениях используется модель с двумя дифференциальными уравнениями [7-9]. Это  $k-\varepsilon$  модель, когда решаются два уравнения для кинетической энергии турбулентности  $k$  и скорости ее диссипации  $\varepsilon$ :

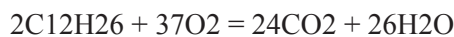
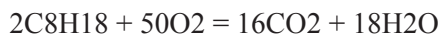


$$\rho \frac{\partial k}{\partial t} + \rho \frac{\partial \bar{u}_j k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \rho \varepsilon, \quad (5)$$

$$\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \rho \frac{\partial \bar{u}_j \varepsilon}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] = c_{\varepsilon_1} \frac{\varepsilon}{k} G - \left[ \left( \frac{2}{3} c_{\varepsilon_2} - c_{\varepsilon_3} \right) \rho \varepsilon \delta_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right] - c_{\varepsilon_2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k}. \quad (6)$$

Это стандартные  $k - \varepsilon$  уравнения. Величины  $C_{\varepsilon_1}$ ,  $C_{\varepsilon_2}$ ,  $C_{\varepsilon_3}$ ,  $\sigma_k$ ,  $\sigma_\varepsilon$  являются модельными константами, которые определяются из эксперимента. Стандартные значения этих констант обычно используются в инженерных вычислениях и взяты из справочной литературы [10-12].

Химическая кинетика процесса горения представлена в виде обобщенных химических реакций для двух видов топлива – октана и додекана:



в результате которых образуются следующие продукты горения:  $CO_2$  и  $H_2O$ .

### Физическая постановка задачи

Для проведения вычислительных экспериментов по численному моделированию процессов теплопереноса при горении жидкого топлива в реальных камерах сгорания, в работе использовался пакет компьютерных программ «KIVA-KOAL-IV» и модель цилиндрической камеры высотой  $H=15$  см, радиусом  $R=2$  см, в которой заданы следующие начальные условия: температура – 900К, давление – 32Бар. Жидкое топливо массой – 0,006 г, впрыскивается в камеру сгорания через круглое сопло, расположенное в центре нижней части камеры, как показано на рисунке 1. После процесса впрыска происходит быстрое испарение топлива, и сгорание его осуществляется в газовой фазе [10-14].

Выполненная работа: по полученным данным вычислительных экспериментов построены профили давления при 0,6 мси скорости газа в камере сгорания в различные моменты времени:  $t_1=0,15$  мс,  $t_2=0,6$  мси  $t_3=1,8$  мс для двух видов жидкого топлива (октанидодекан).

Скорость впрыска жидкого топлива менялась от 150 м/с до 350 м/с. При данных скоростях

впрыска топливо сгорало без остатка. Ранее было установлено, что наиболее эффективно процес сгорания октана протекает при скорости впрыскивания топлива 350 м/с, в этом случае, температура в камере сгорания принимает максимальное значение.

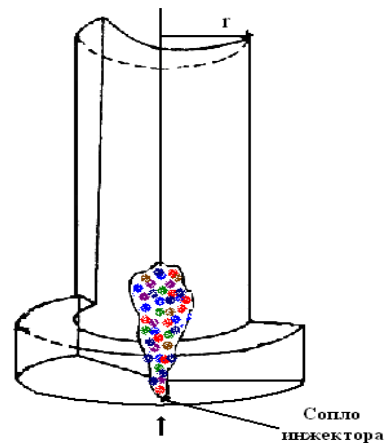


Рисунок 1 – Общий вид камеры сгорания

Вычислительный эксперимент проводился при начальной скорости инъекции октана равной 350 м/с. Газ в камере был не подвижен. После впрыска газ приобрел некоторую скорость. Анализ полученных данных показал, что максимальная скорость газа равна 8485 см/си наблюдается на оси камеры на расстоянии до 0,5 см вдоль ее радиуса в 0,6 мс (рис. 2). В момент времени 1,8 мс скорость газа уменьшается и становится равной 3600 см/с, а в 0,15 мс составляет минимальное значение 2584 см/с.

Ранее было доказано, что наиболее эффективно процес сгорания до декана протекает при скорости инъекции равной 350 м/с, когда процес протекает с большим выделением тепла. Поэтому профили скоростей для додекана были построены именно для этой скорости инъекции.

Капли додекана впрыскивались со скоростью 350 м/с в камеру, где газ был не подвижен.

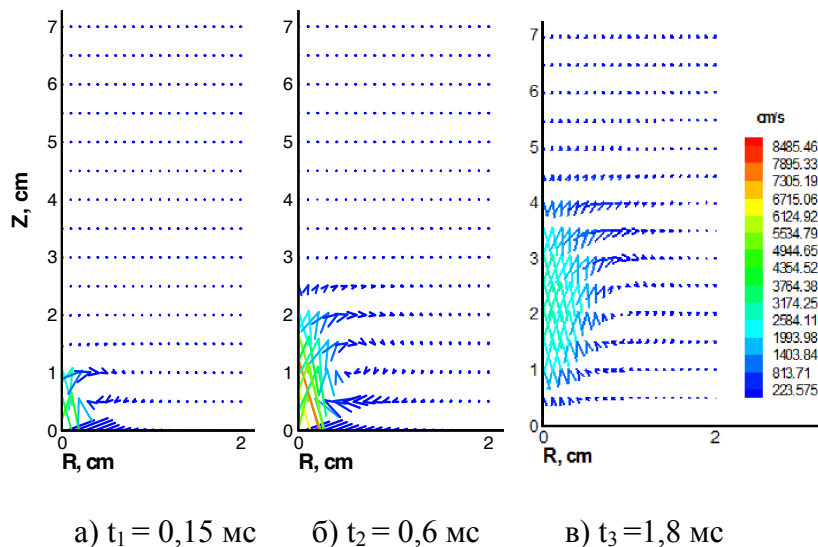


Рисунок 2 – Распределение скорости в камере сгорания при горении октана

После этого газ увлекся жидкими частицами и его скорость достигла 3691 см/с при  $t_1=0,15 \text{ мс}$  (рис. 3). Газ приобрел максимальную скорость для данного вида топлива равную 10025 см/с

в момент времени 0,6 мс сосредоточился на расстоянии 1 см вдоль радиуса камеры. К моменту времени, равному 1,8 мс, скорость газа приняла значение 5802 см/с.

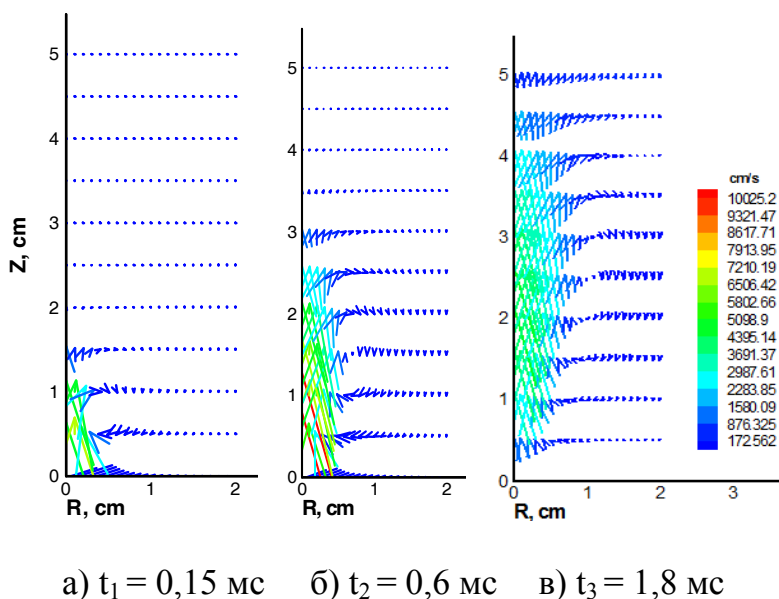


Рисунок 3 – Распределение скорости в камере сгорания при горении додекана

Профили давления в камере сгорания для обоих топлив были приведены в момент времени 0,6 мс, когда скорость газа достигла своего максимума (рисунок 4). В это время, как и спу-

стя 1 мс распределение давления внутри камеры практически не изменилось, и в целом составило 100 Бар для октана и 80 бар для додекана.

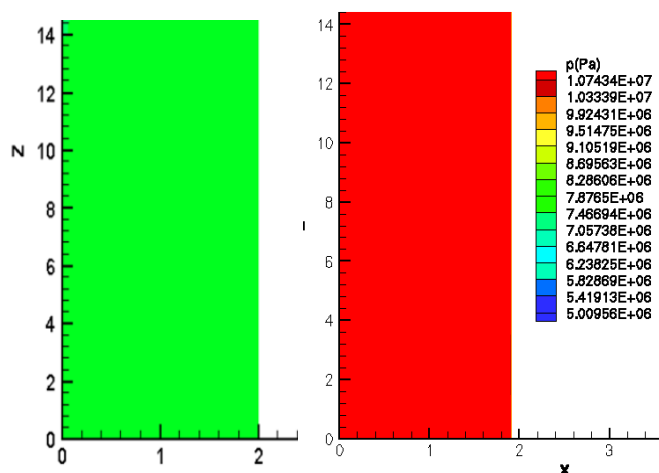


Рисунок 4 – Профили давления в камере сгорания в момент времени 0,6 мс

### Заклучение

Результаты полученные при исследовании имеют фундаментальное и практическое значение и могут быть использованы для развития теории горения газовых и жидких топлив.

Данное научное исследование имеют огромное прикладное значение, так как способствует достижению мирового уровня по приоритетно-

му направлению науки. Наблюдаемый технологический взрыв в мире обусловлен непрерывным ростом физико-механических и химических свойств веществ. Современные технологии 21 века, применяемые во всех отраслях промышленности, построены на принципе использования механических, термодинамических, электрофизических и других свойствах газообразного, твердого и жидкого топлива.

### Литература

- 1 Askarova A., Bolegenova S., Bolegenova Symbat, Berezovskaya I., Ospanova Sh. et al. Numerical Simulation of the Oxidant's Temperature and Influence on the Liquid Fuel Combustion Processes at High Pressures // Journal of Engineering and Applied Sciences. – 2015. – Vol. 10, №4. – P. 90-95.
- 2 Bolegenova S.A., Askarova A.S., Gabitova Z., Bekmuhamet A., Ospanova Sh. Using 3d modeling technology for investigation of conventional combustion mode of bkz-420-140-7c combustion chamber // Journal of Engineering and Applied Sciences, 2014. – Vol. 9. – P. 24-28.
- 3 Askarova A.S., Bolegenova S., Maximov V. et al. Investigation of turbulence characteristics of burning process of the solid fuel in BKZ 420 combustion chamber // WSEAS Transactions on Heat & Mass Transfer, 2014. – P. 39-50.
- 4 Ustimenko A.B., Askarova A.S., Messerle V.E., Maximov V., Bolegenova S. Numerical simulation of the coal combustion process initiated by a plasma source // Journal of Thermophysics and Aeromechanics. – Vol. 21. – Issue 6, 2014. – P.747-754.
- 5 Askarova A.S., Loktionova I.V., Messerle V.E., Ustimenko A.B. 3D modeling of the two-stage combustion of Ekibastuz coal in the furnace chamber of a PK-39 boiler at the Ermakovo district power station // Journal of Thermal engineering, 2003. – Vol. 50, Issue 8. – P. 633-638.
- 6 Maksimov V.Yu., Bolegenova S.A., Askarova A.S., Bekmuhamet A., Ospanova Sh. Numerical research of aerodynamic characteristics of combustion chamber BKZ-75 mining thermal power station // Journal of Procedia Engineering, 2012. – Vol. 42, №389 (162). – P. 1250-1259.
- 7 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 с.
- 8 Askarova A.S., Messerle V.E., Karpenko E.I., Ustimenko A.B. Plasma enhancement of coal dust combustion // 35-th EPS Conference on Plasma Physics. – Hersonissos, 2008. – ECA. – Vol. 32. – P. 148-152.
- 10 Askarova A.S., Gorokhovskii M.A., Chtab-Desportes A., Voloshina I. Stochastic simulation of the spray formation assisted by a high pressure // 6-th International Symposium on Multiphase Flow, Heat Mass Transfer and Energy Conversion. Book Series: AIP Conference Proceedings, 2010. – Vol. 1207. – P. 66-73.

11 Bekmukhamet A., Bolegenova S.A., Askarova A.S., Beketayeva M.T., Maximov V., Ospanova Sh.S., Gabitova Z.K. Numerical modeling of turbulence characteristics of burning process of the solid fuel in BKZ-420-140-7c combustion chamber // International Journal of Mechanics, 2014. – Vol.8. – P. 112-122.

12 Askarova A., Bolegenova S., Bolegenova Symbat, Berezovskaya I., Ospanova Sh., Shortanbayeva Zh., Maksutkhanova A., Mukasheva G. and Ergalieva A. Numerical Simulation of the Oxidant's Temperature and Influence on the Liquid Fuel Combustion Processes at High Pressures // Journal of Engineering and Applied Sciences. – 2015. – Vol. 10, №4. – P. 90-95.

13 Askarova, S. Bolegenova, V. Maximov, A. Bekmuhamet, Sh. Ospanova, M. Beketaeva Investigation of formation of burning harmful emissions at methane // Proceedings of 3rd International conference on mathematical models for engineering science «Recent Advances in Systems Science and Mathematical Modelling». – Paris, 2012. – P. 276-279

14 Askarova A.S., Bolegenova S.A., Berezovskaya I.E., Ryspayeva M.Zh., Maximov V.Yu., Ospanova Sh.S. 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 2013). – Rhodes Island, 2013. – P. 155-158.

### References

1 A. Askarova, S. Bolegenova, Symbat Bolegenova, I. Berezovskaya, Sh. Ospanova, et al., Journal of Engineering and Applied Sciences, 10(4), 90-95, (2015).

2 S.A. Bolegenova, A.S. Askarova, Z. Gabitova, A. Bekmuhamet, Sh. Ospanova, Journal of Engineering and Applied Sciences, 9, 24-28, (2014).

3 A.S. Askarova, S. Bolegenova, V. Maximov, et al., WSEAS Transactions on Heat & Mass Transfer, 39-50, (2014).

4 A.B. Ustimenko, A.S. Askarova, V.E. Messerle, V. Maximov, S. Bolegenova, Journal of Thermophysics and Aeromechanics, 21 (6), 747-754, (2014).

5 A.S. Askarova, I.V. Loktionova, V.E. Messerle, A.B. Ustimenko, Journal of Thermal engineering, 50(8), 633-638, (2003).

6 V.Yu. Maksimov, S.A. Bolegenova, A.S. Askarova, A. Bekmuhamet, Sh. Ospanova, Journal of Procedia Engineering, 42, 389(162), 1250-1259, (2012).

7 A.A. Amsden, P.J. O'Rourke, T.D. Butler, KIVA-II: A computer program for chemically reactive flows with sprays. Los Alamos, 1989, pp 160.

8 A.S. Askarova, V.E. Messerle, E.I. Karpenko, A.B. Ustimenko Plasma enhancement of coal dust combustion, 35-th EPS Conference on Plasma Physics, Hersonissos, 32, 148-152, (2008).

10 A.S. Askarova, M.A. Gorokhovski, A. Chtab-Desportes, I. Voloshina, Stochastic simulation of the spray formation assisted by a high pressure, 6-th International Symposium on Multiphase Flow, Heat Mass Transfer and Energy Conversion. Book Series: AIP Conference Proceedings, 1207, 66-73, (2010).

11 A. Bekmukhamet, S.A. Bolegenova, A.S. Askarova, M.T. Beketayeva, V. Maximov, Sh.S. Ospanova, Z.K. Gabitova, International Journal of Mechanics, 8, 112-122, (2014).


12 A. Askarova, S. Bolegenova, Symbat Bolegenova, I. Berezovskaya, Sh. Ospanova, Zh. Shortanbayeva, A. Maksutkhanova, G. Mukasheva. and A. Ergalieva, Journal of Engineering and Applied Sciences, 10(4), 90-95, (2015).

13 A. Askarova, S. Bolegenova, V. Maximov, A. Bekmuhamet, Sh. Ospanova, M. Beketaeva, Proc. of 3rd Intern. Conf. on mathematical models for engineering science «Recent Advances in Systems Science and Mathematical Modelling», Paris, 2012, 276-279.

14 A.S. Askarova, S.A. Bolegenova, I.E. Berezovskaya, M.Zh. Ryspayeva, V.Yu. Maximov, Sh.S. Ospanova, Proc. of the 2013 Intern. Conf. on Applied Mathematics and Computational Methods in Engineering (AMCME 2013), Rhodes Island, 2013, 155-158.

# УВАЖАЕМЫЕ АВТОРЫ!


Сайт журнала "Вестник КазНУ, серия физическая" расположен под доменным именем <http://bph.kaznu.kz/>



ХАБАРШЫ  
физика  
сериясы

ВЕСТНИК  
серия  
физическая


BULLETIN  
physics  
series

РАЗМЕР ШРИФТА  


КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА  
[FRGA temperature ИК-спектр волновые функции двумерный электронный газ димер криоконденсат криоматрица критические явления мономер полиагрегат пылевая плазма радиальные функции распределения структура то зан ды плаз ма тозанды плазма толкындык функциялар хаотические колебания электронная проводимость энтропия этанол](#)

УВЕДОМЛЕНИЯ  

- Просмотреть
- Подписаться



ГЛАВНАЯ О НАС ВХОД РЕГИСТРАЦИЯ ПОИСК ТЕКУЩИЙ  
ВЫПУСК АРХИВЫ ОБЪЯВЛЕНИЯ

Главная > Том 52, № 1 (2015)

## "Вестник КазНУ" Серия Физическая

Журнал (издается с 1992 года) – научное издание, в котором публикуются оригинальные научные и обзорные статьи по актуальным вопросам фундаментальных и прикладных исследований в областях физики: 1) теоретической физики; 2) физики плазмы; 3) физики конденсированного состояния и проблем материаловедения; 4) теплофизики и теоретической теплотехники; 5) нелинейной физики; радиофизики; 6) физики атомного ядра и элементарных частиц; физики космоса; астрофизики; 7) проблем преподавания физики в высшей школе. С 2009 года журнал «Вестник КазНУ». Серия физическая входит в реферативную базу данных Information Service for Physics, Electronics and Computing (INSPEC) Института Инжиниринга и Технологий Великобритании.

### Объявления

Не было опубликовано ни одного объявления.

[Другие объявления...](#)

Том 52, № 1 (2015): Серия физическая

#### Содержание

##### ФИЗИКА КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ И ПРОБЛЕМЫ МАТЕРИАЛОВЕДЕНИЯ

<a href="#">Исследование эпитаксиальных пленок арсенида галлия, выращенных на подложках из антимонида никеля</a>	<a href="#">PDF</a>
<i>С. М. Манасов</i>	22-29
<a href="#">Исследование фотоэлектрических свойств солнечных элементов с текстурированным пористым кремнием</a>	<a href="#">PDF</a>
<i>К. К. Диканбаев, С. М. Манасов, А. А. Туралиева, А. С. Джунусбеков, Т. И. Тәурбаев</i>	30-37

##### ТЕПЛОФИЗИКА И ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ТЕПЛОТЕХНИКА

<a href="#">3D-моделирование процессов горения полидисперсного пылегазового факела в топочных камерах ТЭС Казахстана</a>	<a href="#">PDF</a>
<i>А. С. Асқарова, М. А. Горюховски, С. А. Болсенова, В. Ю. Максимов, Э. Ж. Габитова, А. Б. Ергалиева</i>	4-10
<a href="#">Апматы ЖЭО-2-нің БКЗ-420 жану камерасындағы шаң кеміріні азайту үшін компьютерлік модельдеу</a>	<a href="#">PDF</a>

КОНТЕНТ ЖУРНАЛА

Поиск  
  
Область поиска  
Все

Просматривать  

- [По выпуску](#)
- [По авторам](#)
- [По названию](#)

ПОЛЬЗОВАТЕЛЬ

Имя   
Пользователя   
Пароль   
 Запомнить меня

ИНФОРМАЦИЯ  

- [Для читателей](#)
- [Для авторов](#)
- [Для библиотек](#)

[OPEN JOURNAL SYSTEMS](#)

[Помощь](#)

Здесь вы можете скачивать полные электронные версии статей.

Дробышев А.С., Соколов Д.Ю.,  
Абдуллаева Ф.А.,  
Кантаева М.Н., Дуйсебаев Т.С.

**Коэффициенты преломления  
тонких пленок криовакуумных  
конденсатов метана**

Drobyshev A.S., Sokolov D.Yu.,  
Abdullayeva F.A.,  
Kantayeva M.N., Duisebayev T.S.

**The refractive indices of thin  
films of vacuum condensates  
cryo methane**

Дробышев А.С., Соколов Д.Ю.,  
Абдуллаева Ф.А.,  
Кантаева М.Н., Дуйсебаев Т.С.

**Метанның криовакуумдық  
конденсатонның  
жұқа сұлбаларының  
коэффициенттері**

В данной работе исследована зависимость коэффициентов преломления  $n$  криоконденсатов метана  $\text{CH}_4$  от температуры конденсации  $T$ . Дан сравнительный анализ значений коэффициентов преломления  $n$  и плотностей криоконденсатов  $\rho$  метана  $\text{CH}_4$ , аммиака  $\text{NH}_3$ , оксида углерода  $\text{CO}_2$  и воды  $\text{H}_2\text{O}$ . Данные значения коэффициентов преломления  $n$  метана  $\text{CH}_4$  с уменьшением температуры конденсации  $T$  претерпевают разрыв в окрестности температуры фазового перехода, связанный с вымораживанием степеней свободы у четверти молекул. Значения коэффициентов преломления  $n$  оксида углерода  $\text{CO}_2$  с уменьшением температуры  $T$  претерпевают наибольшее изменение 1.41 при 77K и 1,28 при 20K. Для криоконденсатов воды  $\text{H}_2\text{O}$  температурные изменения не повлияли на значения коэффициентов преломления  $n$ . Эти результаты могут быть использованы при астрофизических исследованиях.

**Ключевые слова:** фазовый переход, криоконденсат, коэффициент преломления, метан, температура конденсации.

In this paper we investigate the dependence of the refractive index  $n$  of cryocondensates of  $\text{CH}_4$  from methane condensation temperature  $T$ . A comparative analysis of the values of refractive index  $n$  and density  $\rho$  cryocondensates methane  $\text{CH}_4$ , ammonia  $\text{NH}_3$ , carbon dioxide  $\text{CO}_2$  and water  $\text{H}_2\text{O}$ . These values of the coefficients of refraction  $n$  of methane  $\text{CH}_4$  with decreasing condensation temperature  $T$  undergoes rupture in the vicinity of the phase transition temperature associated with the freezing of degrees of freedom of a quarter of molecules. The coefficient of refraction  $n$  of carbon dioxide  $\text{CO}_2$  with decreasing temperature  $T$  undergoes the greatest change at 77K 1.41 and 1.28 at 20K. For cryocondensation  $\text{H}_2\text{O}$  water temperature changes did not affect the values of the refractive index,  $n$ . These results can be used in astrophysical research.

**Key words:** phase transition, cryocondesate, refractive index, methane, temperature of condensation.

Бұл жұмыста метан  $\text{CH}_4$  криоконденсаттарының сыну көрсеткіштерінің  $n$  конденсация температурасына  $T$  тәуелділігі зерттелінген. Метанның  $\text{CH}_4$ , аммиактың  $\text{NH}_3$ , көміртек оксидінің  $\text{CO}_2$  және судың  $\text{H}_2\text{O}$  сыну коэффициенттерінің мәндерінің  $n$  және тығыздықтарының  $\rho$  салыстырмалы талдауы берілген. Метанның  $\text{CH}_4$  сыну көрсеткіштерінің  $n$  берілген мәндері конденсация температурасы  $T$  төмендегенде молекулалардың төрттен бірінде еркіндік дәрежесінің мұздауымен байланысты фазалық ауысуы температурасының маңайында алшақтайды. Көміртек оксидінің  $\text{CO}_2$  сыну коэффициентінің мәні температура  $T$  төмендегенде 77K болғанда 1,41 және 20K болған кезде 1,28 өзгеріске ұшырайды. Су  $\text{H}_2\text{O}$  криоконденсаттары үшін температуралық өзгерістер сыну коэффициентінің мәніне  $n$  әсер етпейді. Бұл нәтижелерді астрофизикалық зерттеулерде қолдануға болады.

**Түйін сөздер:** фазалық ауысу, криоконденсат, сыну коэффициенті, метан, конденсация температурасы.



**КОЭФФИЦИЕНТЫ  
ПРЕЛОМЛЕНИЯ  
ТОНКИХ ПЛЕНОК  
КРИОВАКУУМНЫХ  
КОНДЕНСАТОВ  
МЕТАНА****Введение**

Твердый метан уже почти сто лет привлекает к себе пристальное внимание исследователей, и этот интерес не ослабевает по настоящее время, чему имеются веские и разноплановые причины. Отправной точкой этой длительной исследовательской истории справедливо можно считать обнаружение в 1929 году Клаусом Клузиусом (Klaus Clusius) [1] аномального поведения теплоемкости метана при температуре  $T=20,4$  К. Позднее James and Keeman [2] теоретически показали, что обнаруженная аномалия является следствием фазового перехода от ориентационно разупорядоченной высокотемпературной фазы метана ( $\alpha$ -фаза) к частично упорядоченной фазе при температуре ниже  $T=20,4$  К ( $\beta$ -фаза). Позднее было обнаружено [3-5], что  $\beta$ -фаза является промежуточным состоянием твердого метана на пути к полному ориентационному упорядочению ( $\gamma$ -фаза).

Особенности свойств твердого метана, как структурных, так и иных (оптических, теплофизических, механических) во многом обусловлены спин-ядерными релаксационными процессами и их влиянием на вращательную и трансляционную подсистемы кристаллической решетки метана. Изучение этих процессов проводилось как напрямую, с использованием структурных методов [6,7] и метода ядерно-магнитного резонанса [8-10], так и опосредовано, исследуя влияние конверсионных процессов на макроскопические характеристики твердого метана. Наиболее отчетливо это сказывается на колебательных спектрах метана в диапазоне трансляционных и либрационных колебаний [11, 12], а также на теплофизических свойствах метана, таких как теплоемкость [13, 14], теплопроводность [15], плотность [16, 17].

В настоящей статье представлены результаты исследования влияния температуры криоконденсации метана на величину коэффициентов преломления и плотностиобразующихся тонких пленок. В отличие от достаточно большого числа исследований этих параметров для равновесных образцов твердого метана [6, 16-18], нами предлагаются к рассмотрению результаты, полученные непосредственно в ходе криоконденсации образцов,

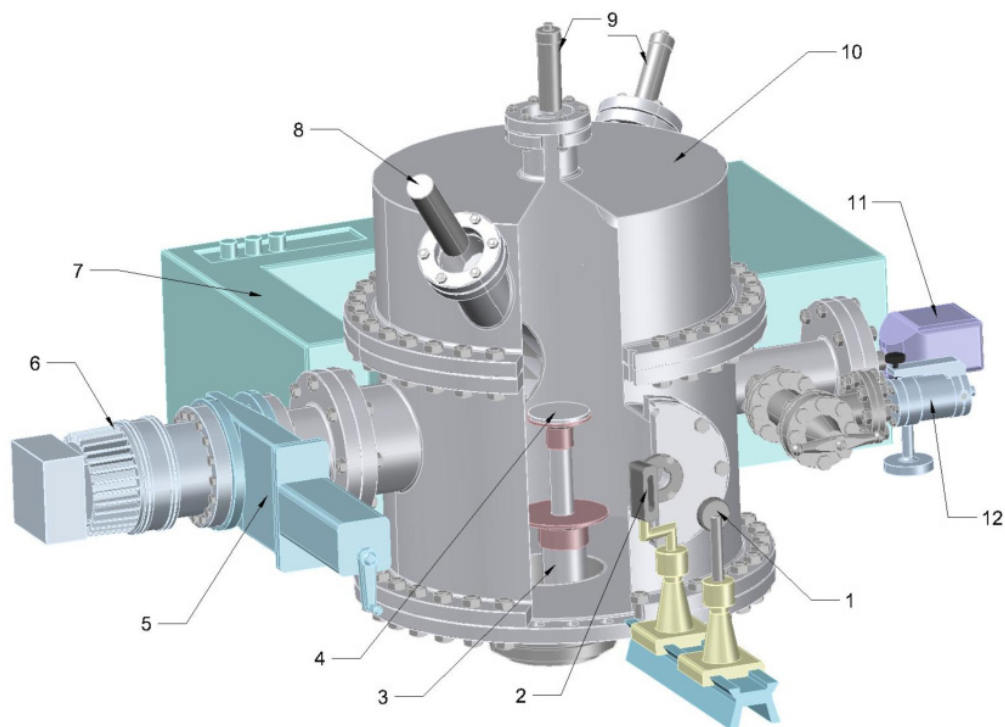
находящихся в связи с этим в существенно неравновесном состоянии. Попытке выяснению природы этих неравновесных состояний и посвящена данная работа.

Измерения проведены в окрестностях температуры фазового перехода  $T=20,4$  К в интервале от 12 К до 32 К. Основная идея проведения этих исследований заключалась в следующем. Переход из ориентационно разупорядоченной  $\alpha$ -фазы в частично упорядоченную  $\beta$ -фазу и обратно меняет характер взаимодействия излучения с молекулами метана в части изменения вклада вращательной подсистемы в этот процесс. Это должно отразиться на величине коэффициента преломления, а его зависимость от температуры должна также претерпевать разрыв в окрестностях температуры превращения. Кроме того, мы также держим во внимании тот факт, что такое важное явление, как спин-ядерная конверсия, механизмы внутри межмолекулярного обмена в твердой фазе метана также остаются еще до конца не понятными [19, 20], таким

образом, исследования неравновесных состояний твердого метана могут способствовать этому пониманию.

### Эксперимент и методика измерений

В данной работе мы использовали газообразный метан производства компании IHSAN-TECHNOGAZ с чистотой 99,99%. Указанные исследования проводились на установке, ранее нами достаточно подробно описанной. Однако в последнее время был проведен ряд мероприятий по ее совершенствованию, так что представляется целесообразным кратко описать как установку, так и методику измерений (рисунок 1). Основным узлом установки является вакуумная камера диаметром и высотой 450 мм. Откачка камеры до предельного вакуума  $P=10^{-8}$  Тор осуществляется турбомолекулярным насосом Turbo-V-301. Измерение давления проводилось с помощью преобразователя FRG-700 с контроллером AGC-100.



1 – оптический канал, 2 – источник света, 3 – холодильник Gifford-McMahon, 4 – подложка, 5 – вакуумный затвор CFF-100, 6 – вакуумный насос Turbo-V-301, 7 – ИК-спектрометр, 8 – фотоумножитель, 9 – лазерный интерферометр, 10 – вакуумная камера, 11 – датчик давления FRG-700, 12 – система подачи

**Рисунок 1** – Схема экспериментальной установки



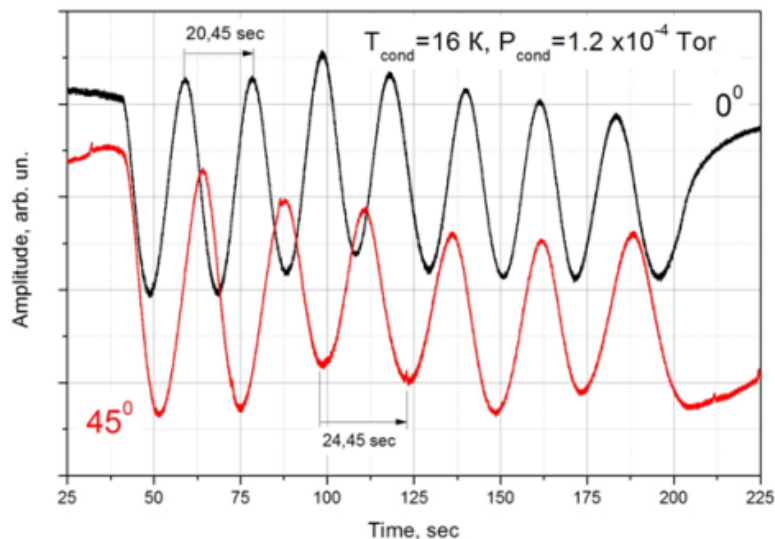
В центре камеры расположена подложка диаметром 60 мм, установленная на верхнем фланце микрокриогенной машины Gifford-McMahon. Измерение температуры конденсации осуществлялись кремниевым датчиком TS 670-1.4 и термоконтроллером M335/20.

Напуск газа осуществлялся с помощью натекателя из калиброванного объема (на рисунке не показан), что позволяло определить массу газа, конденсированного на подложку. Измерения скорости роста и толщины пленки проводилось двухлучевым лазерным интерферометром (длина волны 630 нм) с использованием фотоэлектронного умножителя P25a-SS-0-100. Колебательные спектры образовавшейся пленки измерялись с помощью ИК-спектрометра ИКС-29 в интервале частот  $400\text{ см}^{-1} - 4200\text{ см}^{-1}$ .

Порядок проведения экспериментов был следующим. Вакуумная камера откачивалась до давления  $P=10^{-8}$  Торр после чего включалась микрокриогенная машина и подложка охлаждалась до температуры конденсации  $T_c=16$  К. Далее камера перекрывалась и с помощью системы натекания в вакуумную камеру осуществлялся напуск метана. Давление в камере

поднималось до давления конденсации около  $P_c=10^{-4}$  Торр, в результате чего на подложке образовывалась пленка криоконденсата метана, скорость роста и толщина которой контролировалась двухлучевым лазерным интерферометром. На основании полученных интерферограмм (рисунок 2) с помощью известных соотношений рассчитывались коэффициенты преломления образцов и объемная скорость роста пленки. Зная массу напущенного в камеру газа, площадь подложки, толщину и коэффициент преломления пленки можно определить плотность образцов, конденсированных на подложке при различных температурах.

На рисунке 2 для примера приведены интерферограммы роста пленки метана при температуре подложки  $T=16$  К и давлении газовой фазы  $P=1,2 \cdot 10^{-4}$  Торр. Верхняя интерферограмма получена при нормальном угле падения  $\beta=0^\circ$  (черная кривая), а нижняя интерферограмма (красная кривая) получена для угла падения  $\alpha=45^\circ$ . Как видно из сравнения интерферограмм, периоды их колебаний различны, что обусловлено отличием в оптических длинах пути лазерного излучения.



Температура конденсации  $T=16$  К; давлении газовой фазы  $P=1,2 \cdot 10^{-4}$  Торр.  
 $\alpha=45^\circ$ ,  $\Delta\tau=24,4$  sec;  $\beta=0^\circ$ ,  $\Delta\tau=20,4$  sec

**Рисунок 2** – Интерферограммы роста тонких пленок криоконденсата метана

Для измерения толщины криоконденсатов применялся широко используемый метод лазерной интерферометрии, основанный на интерференции излучения лазера, отраженного от

поверхности подложки и от границы раздела криокристалл-газ (рисунок 3). В нашем случае использовался He-Ne-лазер с длиной волны излучения  $\lambda = 0,6328$  мкм.

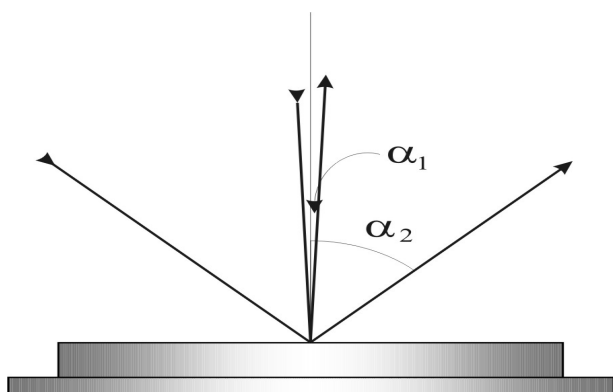


Рисунок 3 – Лазерно-интерферометрическое измерение роста толщины криокристалла

В данном случае применялся двухлучевой лазерный интерферометр с различными углами падения луча на подложку. Это давало возможность, используя, полученные в процессе конденсации интерферограммы, определять не только толщину пленки, но и коэффициент преломления образца. На основании полученных в процессе конденсации интерферограммы роста, соответствующие двум различным углам падения, рассчитывается показатель преломления криокристалла:

$$n = \sqrt{\frac{\Delta t_1^2 \sin^2 \alpha_1 - \Delta t_2^2 \sin^2 \alpha_2}{\Delta t_1^2 - \Delta t_2^2}} \quad (1)$$

здесь  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  – углы падения лазерных лучей интерферометра,  $\Delta t_1$  и  $\Delta t_2$  – соответствующие периоды. Зная коэффициент преломления  $n$ , порядок интерференции  $m$ , угол падения  $\alpha$  и длину волны излучения  $\lambda$  рассчитывается толщина криокристалла  $g$  и скорость роста  $v$ :

$$r = \frac{m\lambda}{2\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}} \quad (2)$$

$$v = \frac{m\lambda}{2\Delta t \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}} \quad (3)$$

где  $\Delta t$  – время конденсации для  $m$ -го порядка интерференции.

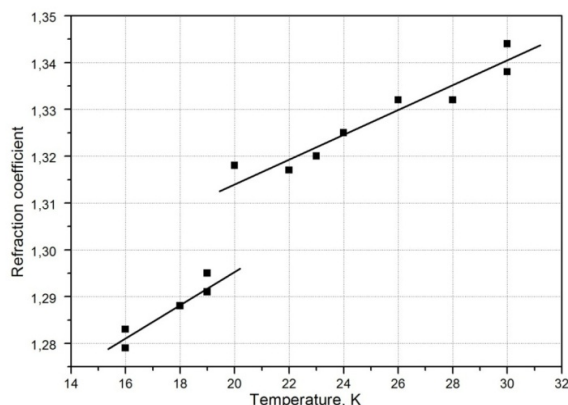


Рисунок 4 – Зависимость коэффициента преломления криовакуумных конденсатов метана от температуры конденсации. Давление конденсации  $P=10^{-4}$  мм.рт.ст.

### Результаты и обсуждения

На рисунке 4 приведены результаты измерения зависимости коэффициентов преломления метана от температуры криоконденсации. Основными источниками погрешности являются погрешность измерения периода интерференции (0,25%) и случайная погрешность (0,3%). Таким образом, суммарная погрешность измерения коэффициентов преломления составляет не более 0,6%.

Как видно из приведенных на рисунке 4 результатов, совокупность данных имеет ярко выраженный разрыв в окрестностях температуры фазового перехода  $T=20,4$  К. Очевидно, что это связано с тем, что каждая из этих совокупностей данных относится к различным фазовым состояниям тонкой пленки метана. Данные в интервале температур 16-19 К относятся к  $\beta$ -фазе метана, в то время как интервал температур 20-30 К соответствует  $\alpha$ -состоянию. Т.е. вымораживание у одной четверти молекул метана вращательных степеней свободы [2] приводит к существенному скачкообразному уменьшению коэффициента преломления образцов в окрестности температуры фазового перехода  $T=20,4$  К.

Для сравнительного анализа ниже представлены результаты работ зарубежных авторов по измерению значений коэффициентов преломления и плотностей пленок воды, диоксида углерода и аммиака [21].

Были изучены тонкие пленки  $\text{CO}_2$  осажденные на германиевую подложку при темпе-

ратуре 77 и 20 К. Показатели преломления при  $\lambda = 0.6328$  мкм, соответствуют значениям 1.41 при 77 К и 1,28 при 20 К. Показатели преломления пленок  $\text{CO}_2$  с изменением температуры показали наибольшее изменение по сравнению с остальными изученными газами, осажденных при 77 и 20 К. В результате для угла падения примерно в 19 градусов, получается пленка толщиной 0.231 мкм, находящаяся между интерференционными максимумами при 77 К и толщиной 0.259 мкм, между максимумами при 20 К. Используя данные толщины пленки и поверхностной плотности от Quartz-Crystal Microbalance (QCM)-«кварцевого резонатора» были найдены значения плотности пленок при 77 К и 20 К и равняются  $1.67 \text{ г/см}^3$  и  $1.08 \text{ г/см}^3$  соответственно.

Тонкие пленки  $\text{NH}_3$  были осаждены на германиевую подложку, охлажденную до 80 и

20 К. Значения показателей преломления при этих температурах (для  $\lambda = 0.6328$  мкм.) равны 1.41 и 1.37, соответственно. Эти показатели преломления соответствуют увеличению толщины с 0.231 мкм, для интерференционных максимумов при 80 К до 0.238 мкм, для 20 °К. Значения плотности равны  $0.87 \text{ г/см}^3$  при 77 °К и  $0.76 \text{ г/см}^3$  при 20 К.

Пленки  $\text{H}_2\text{O}$  были осаждены на германиевой подложке при температурах 80,50 и 20 К. Спектры при 80 К для 1-го, 6-го и 25-го интерференционного максимума соответствует толщине пленки 0.25, 1.50 и 6.25 мкм. При осаждении на 50 К для толщины получили значения 0.25, 1.51, 2.51 мкм. А при 20 К значения толщины равны 0.25 и 1.0 мкм. Температурные изменения не повлияли на значение коэффициента преломления воды при  $\lambda = 0.6328$  мкм, соответствующее  $n=1.32$ .

#### Литература

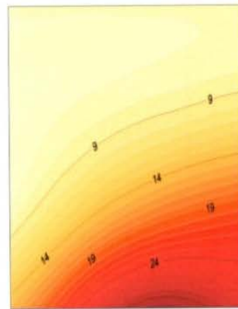
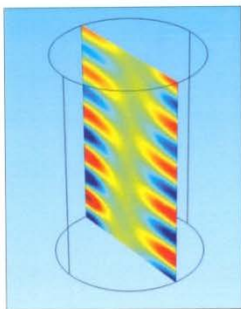
- 1 Clusius K.A. Uber die Spezifische Warme einiger kondensierter Gase Zwischen  $10^0$  abs. und ihrem Tripelpunkt // Z. Phys. Chem. – 1929. – Vol.3. – P.41-79.
- 2 James H.M. and Keeman T.A. Theory of phase transitions in solid heavy methane // J. Chem. Phys. – 1959. – Vol. 31. – P. 12-41.
- 3 Colwell J.H., Gill E.K. and Morrison J.A. Thermodynamic properties of  $\text{CH}_4$  and  $\text{CD}_4$ . Interpretations of the properties of the solids // J. Chem. Phys. – 1963. – Vol.39. – P.635-653.
- 4 Kruis J.A., Popp L. and Clusius K. // Z. Elektrochem. – 1937. – Vol.43. – P. 660-664.
- 5 Bartholome E., Drikos G. and Eucken A. // Z. Phys. Chem. – 1938. – Vol. 39. – P. 371-373.
- 6 Прохвятилов А.И., Исакина А.П., Параметры решетки, коэффициенты теплового расширения и плотность вакансий в твердом  $\text{CH}_4$  // Физика низких температур. – 1983. – Т.9. – С.419-427.
- 7 Baer D.R., Fraese B.A., Riehl D.H., Simmons R.O. // J. Chem. Phys. – 1978. – Vol. 68 (4). – P. 1411.
- 8 Nijman A.J., Trappeniers N.J. A High Pressure NMR Study of Solid Methane // Physica. – 1978. – Vol. 95B. – P. 147-162.
- 9 Beckman P.A., Bloom M., Ozier I. // Can. Jour. of Phys. – 1976. – Vol. 45(16). – P. 1712.
- 10 Buchman S., Candela D., Wetterling W.T., Pound R.V. Spin Species Conversion Rate in Solid  $\text{CH}_4$  in the temperature range 4-23K // Phys. Rev. B. – 1982. – Vol.26. – P. 198-209.
- 11 Chapados C., Cabana A., Infrared Spectra and Structure of Solid  $\text{CH}_4$  and  $\text{CD}_4$  in phases I and II // Can. Jour. of Chem. – 1972. – Vol. 50. – P. 3521-3533.
- 12 Miyamoto Y., Fushitani M., Ando D., and Momose T., Nuclear Spin Conversion of Methane in Solid Parahydrogen // J. of Chem. Phys. – 2008. – Vol. 114502. – P. 128-137.
- 13 Багацкий М.И., Манжелий В.Г., Машенко Д.А., Дудкин В.В., Теплоемкость твердых растворов дейтерометана в криптоне. Спин-ядерная конверсия молекул  $\text{CD}_4$  // Физика низких температур. – 2003. – Т. 29. – С. 1352-1362.
- 14 Bagatskii M.I., Manzhelii V.G., Minchina I.Ya., Mashchenko D.A., Gospodarev I.A. // Jour. of Low Temp. Phys. – 2003. – Vol. 130(516). – P. 459.
- 15 Pisarska E., Stachwiak P., Jezowski A. // Физика низких температур. – 2007. – V. 33, N 6(7) – P. 768.
- 16 Manzhelii V.G. and Tolkachev A.M. Densities of Ammonia and Methane in the Solid State // Phys. Solid State. – 1963. – Vol.5. – P. 3413-3419.
- 17 Martonchik J. and Orton G. Optical constants of liquid and solid methane // Applied Optics. – 1994. – Vol. 12. – P.1-30.
- 18 Ramsey W.H. On the densities of methane, metallic ammonium, water and neon at planetary pressures // Royal Astr. Soc. – 1963. – Vol. 125. – P. 469-485.
- 19 Nijman A.J. Berlinsky A.J. Theory of Nuclear Spin Conversion in the  $\beta$  Phase of Solid Methane // Phys. Rev. Lett. – 1977. – Vol. 8. – P. 408-411.
- 20 Nijman A.J., Berlinsky A.J. Theory of nuclear spin conversion in  $\beta$ -phase of solid  $\text{CH}_4$  // Can. Jour. of Phys. – 1980. – Vol. 58. – P. 1049-1069.
- 21 Wood B.E. and Roux J.A. Infrared optical properties of thin  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{NH}_3$ , and  $\text{CO}_2$  cryofilms // J. Opt. Soc. Am. – 1982. – Vol. 72(6). – P. 720-728.

### References

- 1 K.A.Clusius, Z. Phys. Chem., 3, 41-79, (1929).
- 2 H.M. James and T.A. Keeman, J. Chem. Phys., 31, 12-41, (1959).
- 3 J.H. Colwell, E.K. Gill and J. A. Morrison, J. Chem. Phys., 39, 635-653, (1963).
- 4 J.A. Kruis, L. Popp and K. Clusius, Z. Elektrochem, 43, 660-664, (1937).
- 5 E. Bartholome, G. Drikos and A. Eucken, Z. Phys. Chern., 39, 371-373, (1938).
- 6 A.I. Prokhvatilov, A.P. Isakina, Fizika nizkikh temperatur, 9, 419-427, (1983) (in russ.).
- 7 D.R. Baer, B.A. Fraase, D.H. Riehl, R.O. Simmons, J. Chem. Phys, 68 (4), 1411, (1978).
- 8 A.J. Nijman, N.J. Trappeniers, Physica, 95B, 147-162, (1978).
- 9 P.A. Beckman, M. Bloom, I. Ozier, Can. Jour. of Phys., 45(16),1712, (1976).
- 10 S. Buchman, D. Candela, W.T.Wetterling, R.V.Pound, Phys. Rev. B 26, 198-209 (1982).
- 11 C. Chapados, A. Cabana, Can. Jour. of Chem., 50, 3521-3533, (1972).
- 12 Yuki Miyamoto, Mizuho Fushitani, Daisuke Ando, and Takamasa Momose, J. of Chem. Phys., 114502, 128-137, (2008).
- 13 M.I. Bagatskiy, V.G. Manzheliy, D.A. Mishchenko, V.V. Dudkin, Fizika nizkikh temperature, 29, 1352-1362,(2003) (in russ.).
- 14 M.I. Bagatskii, V.G. Manzhelii, I.Ya. Minchina, D.A. Mashchenko, I.A. Gospodarev, Jour. of Low Temp. Phys., 130(516), 459, (2003).
- 15 E. Pisarska, P. Stachwiak, A. Jezowski, Fizika nizkikh temperatur, 33( 6/7), 68, (2007).
- 16 V.G. Manzhelii and A.M. Tolkachev, Phys. Solid State, 5, 3413-3419, (1963).
- 17 J. Martonchik and G. Orton, Applied Optics, 12, 1-30, (1994).
- 18 W. H. Ramsey, Royal Astr. Soc., 125, 469-485, (1963).
- 19 A.J. Nijman, A.J. Berlinsky, Phys. Rev. Lett., 8, 408-411, (1977).
- 20 A.J. Nijman, A.J. Berlinsky, Can. Jour. of Phys., 58, 1049-1069, (1980).
- 21 B. E. Wood and J. A. Roux, J. Opt. Soc.Am., 72(6), 720-728, (1982).

ISSN 2409-6121

# PHYSICAL SCIENCES AND TECHNOLOGY



Physical Sciences and Technology is publishing two number in a year by al-Farabi Kazakh National University, al-Farabi ave., 71, 050040, Almaty, the Republic of Kazakhstan  
website: <http://phst.kaznu.kz/>

Any inquiry for subscriptions should be sent to:  
Abdiadil Askaruly, al-Farabi Kazakh National University  
al-Farabi ave., 71, 050040, Almaty, the Republic of Kazakhstan  
e-mail: [Abdiadil.Askaruly@kaznu.kz](mailto:Abdiadil.Askaruly@kaznu.kz)

1 [2] 2014



Толуев Г., Исатаев М.С.,  
Оспанова Ш.С.

**Расчет влияния сопротивления  
трения торцовых пластин  
на затухание плоской струи**

В экспериментальных установках при изучении плоской струи, как правило, для исключения влияния конечности высоты прямоугольного сопла поле течения ограничивается торцовыми пластинами, установленными параллельно направлению потока, как продолжение торцовых стенок выходного сечения прямоугольного сопла. В работе показаны результаты расчета влияния сопротивления трения торцовых пластин на закономерности развития плоской свободной струи. Построена схема течения струи между торцовыми поверхностями. Проведен расчет сопротивления при турбулентном пограничном слое. Получена расчетная формула, которая описывает изменение максимальной скорости струи в первом приближении. Произведено сравнение результатов расчета с экспериментальными данными.

**Ключевые слова:** плоская струя, схема течения струи, турбулентность, пограничный слой, скорость струи.

---

Toleuov G., Isatayev M.S.,  
Ospanova Sh.S.

**Calculation of the influence  
of friction resistance face plate  
attenuation plane jet**

In the study of the jet plane the experimental devices, as a rule, to eliminate the influence of the height of the limb of a rectangular nozzle flow field end plate limited. Sets the plates parallel to the direction of flow, as an extension of the outlet section of a rectangular nozzle end walls. The paper shows the results of the calculation of the effect of mechanical friction plates on the laws of development of the jet plane free. Built jet flow pattern bet ween the end surfaces. Spend resistance calculation in the turbulent boundary layer. Calculating formula is obtained which describes the maximum change in velocity of the jet in the first approximation. Comparison of the calculation results with the experimental data.

**Key words:** plane jet, jet flow pattern, turbulence, boundary layer, the jet velocity.

---

Төлеуов Ғ., Исатаев М.С.,  
Оспанова Ш.С.

**Жазық ағыншаның өшуіне шеттік  
беттік пластинаның үйкеліс  
кедергісінің әсерін есептеу**

Тәжірибелік қондырғыларда жазық ағыншаны қарастырғанда, көбінесе тікбұрышты сопло биігінің шетінің әсерін ескермеу үшін, ағын өрісін тік қойылған дөңбек кесінді пластинамен шектейді. Пластиналарды ағынға параллель орналастырылады, тікбұрышты соплоның шығыс кескінінің шетжақты қабырғасының жалғасы ретінде. Жұмыста жазық еркін ағыншаның даму заңдылығына шеттік беттік пластинаның үйкеліс кедергісінің әсерін есептеу нәтижелері көрсетілген. Шеттік беттердің арасындағы ағынша ағысының сызбасы тұрғызылды. Турбуленттік шекаралық қабат кезіндегі кедергіні есептеу жүргізілді. Бірінші жуықтауда ағыншаның максималді жылдамдығының өзгерісін сипаттайтын есептік формула алынды. Есептеу нәтижелерінің эксперименттік берілгендермен салыстырылуы жүргізілді.

**Түйін сөздер:** жазық ағын, ағынша ағысының сызбасы, турбуленттілік, шекаралық қабат, ағыншаның жылдамдығы.



## РАСЧЕТ ВЛИЯНИЯ СОПРОТИВЛЕНИЯ ТРЕНИЯ ТОРЦОВЫХ ПЛАСТИН НА ЗАТУХАНИЕ ПЛОСКОЙ СТРУИ

### Введение

В последние несколько десятилетий подробному исследованию подвергались динамические и пульсационные характеристики свободной трехмерной струи, истекающей из сопла с прямоугольным выходным сечением, на основном и частично на начальном участке течения [1, 2]. В последнее время, также, внимание уделяется развитию вихревой структуры и ее влиянию на развитие турбулентных и осредненных характеристик течения на начальном, переходном и основном участках свободного струйного течения.

В экспериментальных установках при изучении плоской струи, как правило, для исключения влияния конечности высоты прямоугольного сопла поле течения ограничивается торцовыми пластинами, установленными параллельно направлению потока, как продолжение торцовых стенок выходного сечения прямоугольного сопла. Здесь, как мы видим, в силу влияния торцовых стенок, вместо трехмерной струи получаем плоскую струю, ограниченную этими боковыми стенками.

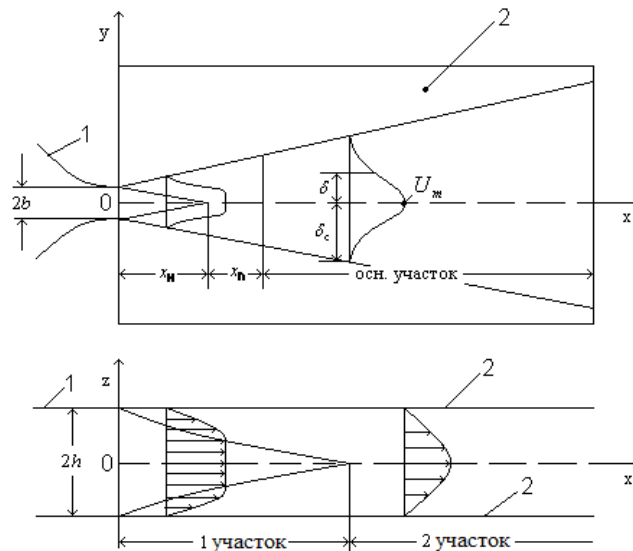
Можно сказать, что полученные новые экспериментальные и теоретические данные дают широкую информацию о влиянии торцовых стенок и крупномасштабных когерентных вихрей на развитие турбулентных струй, истекающих из прямоугольного сопла. Например, в работе [3] экспериментально исследовано влияние сопротивления трения торцовых пластин на закономерности плоской свободной струи. В последнее время для исследования когерентных структур течения пристенных струй также уделяется большое внимание [4]. Это направление является важным объектом для исследования. Также важно продолжение исследований динамических характеристик течения. В данной работе, как продолжение экспериментальных исследований, показанных в работе [3] проведен теоретический расчет влияния сопротивления трения торцовых пластин на закономерности развития плоской свободной струи.

### Расчет влияния сопротивления на торцовых стенках

Для построения расчета влияния сопротивления торцовых стенок на затухание плоской струи, рассмотрим следующую схему течения струи между торцовыми поверхностями. На рисунке 1 показаны схемы струйного течения, ограниченного торцовыми плоскими стенками, в плоскости  $xoy$  и  $xoz$ .

В плоскости  $xoy$  струя, как и в обычной свободной струе, имеет начальный (индекс «н»), переходной (индекс «п») и основной участки и боковые свободные границы смещения, ширина сопла в направлении оси  $oy$  равна  $2b$ . В плоскости  $xoz$  струя, истекающая из сопла высотой  $2h$  с боков в направлении оси  $oz$  ограничена торцовыми пластинами. В первой части

струи после выхода из сопла вдоль торцовых стенок развиваются ламинарный, либо турбулентный пограничный слой с равномерным профилем по оси  $z$  между границами пограничных слоев. Развитие этих пограничных слоев аналогично пограничному слою при обтекании пластины однородным потоком.



1 – сопло; 2 – торцовые пластины.  $x, y, z$  – прямоугольные декартовы координаты;  $\delta$  – текущее значение толщины пограничного слоя;  $\delta_c$  – толщина пограничного слоя свободной струи в направлении оси  $y$ .  $U_m$  – скорость на оси струи

**Рисунок 1** – Схема плоской струи, ограниченной торцовыми стенками

В конце 1-участка пограничные слои смыкаются на оси струи и начинается 2-участок струи, в котором в плоскости  $xoz$  течение аналогично течению потока в плоском канале. Соответственно развитие пограничного слоя и течение на 1-участке аналогично обтеканию пластины однородным потоком, во 2-участке – аналогично течению в плоском канале.

Геометрический параметр  $\lambda=2h/2b$  характеризует относительное удлинение выходного сечения сопла.

В силу сказанного на 1-участке струи примем изменение толщины пограничного слоя по  $z$  на торцовых пластинах в виде зависимостей:

$$\delta_z = \frac{5,0 \cdot x}{\sqrt{\frac{U_m x}{\nu}}} \quad (1)$$

– для ламинарного и

$$\delta_z = \frac{0,37x}{\left(\frac{U_m x}{\nu}\right)^{1/2}} \quad (2)$$

– для турбулентного пограничного слоя. Здесь  $x$  – продольная координата,  $U_m$  – скорость на оси струи,  $\nu$  – кинематическая вязкость,  $\frac{U_m x}{\nu}$  – принимаем как число Рейнольдса

$Re_{mx} = \frac{U_m x}{\nu}$ . Протяженность первого участка определяется из условия  $x = x_1$  при  $\delta_z = h$ . Соответственно для определения сопротивления стенок можно использовать формулы (1) или (2). Из работы [3]:

$$C_f = \frac{0,664}{\sqrt{\text{Re}_{mx}}} \text{ или } C_f = \frac{0,0576}{\left(\frac{U_m x}{\nu}\right)^{0,2}}.$$

После смыкания пограничных слоев для второго участка течения применим закон сопротивления в плоском канале с коэффициентом гидравлического сопротивления  $\xi$  для ламинарного течения:

$$\xi = \frac{16}{\text{Re}}, \text{ где } \text{Re} = \frac{U_m 2h}{\nu}, \quad (3)$$

для турбулентного течения:

$$\xi = \frac{0,3164}{\text{Re}^{\frac{1}{4}}}, \text{ Re} = \frac{U_m d_r}{\nu}, \quad (4)$$

где  $d_r = \frac{4F}{g}$  – гидравлический диаметр, определяемый как отношение учетверенной площади сечения канала  $F$  к его периметру  $g$ .

Ниже приводим приближенный расчет изменения полного импульса струи под действием сопротивления торцовых стенок для обоих рассматриваемых участков при турбулентном режиме течения струи.

### Расчет сопротивления при турбулентном пограничном слое

При наличии сопротивления торцовых стенок полный импульс струи не сохраняется и уменьшается по длине струи:

$$\frac{dK}{dx} = -2 \int_{-\delta_c}^{\delta_c} \tau_w dy, \quad (5)$$

где  $K$  – полный импульс потока в произвольном сечении струи,  $\tau_w$  – напряжение трения на стенке на расстоянии  $y$  от плоскости симметрии,  $\delta_c$  – полная полуширина струи, равная расстоянию от оси до внешней границы при  $U=0$ .

$$K = \int \rho U^2 dydz = 4 \int_0^{\delta_c} \int_0^{\delta_c} \rho U^2 dydz + 2(h - \delta_c) \int_0^{\delta_c} \rho U^2 dy, \quad (9)$$

где  $\rho$  – плотность жидкости (газа).

Как показано на рисунке 1, на первом участке струйного течения между торцовыми пластинами имеются пограничные слои на торцовых стенках толщиной  $\delta_z$  и центральный участок с постоянной скоростью  $U_m$  в сечении  $y = 0$ . Предположим, что ширина струи в направлении оси  $y$  не изменяется по оси  $z$  и равно  $\delta_c$ . Распределение скорости по сечению будем принимать в виде полинома (предложенным Г. Шлихтингом), в котором  $U_m$  в центральной части по оси  $z$  не изменяется. В пристенной области изменение скорости примем в виде степенной зависимости

$$\frac{U}{U_1} = \left(1 - \frac{z}{\delta_z}\right)^{\frac{1}{n}}, \quad (6)$$

где

$$\frac{U_1}{U_m} = 1 - 6\eta^2 + 8\eta^3 - 3\eta^4. \quad (7)$$

Здесь  $U$  – продольное составляющее скорости,  $U_1$  – скорость на границе пристенного пограничного слоя на расстоянии  $\delta_z$  от стенки при соответствующих расстояниях  $\eta = \frac{y}{\delta_c}$  от

плоскости  $zox$  в данном сечении ( $\delta_c$  – полная полуширина струи, равная расстоянию от оси до внешней границы при  $U=0$  и связанная с условной шириной  $\delta_c = 2,59\delta$ ), для чисел  $\text{Re} = \frac{U_m 2h}{\nu} < 10^5$ ,  $n=7$  и  $\langle U \rangle = 0,817U_m$ .

Подставляя (7) в (6) получим распределение скорости в пристенном пограничном слое

$$\frac{U}{U_m} = \left(1 - \frac{z}{\delta_z}\right)^{\frac{1}{7}} (1 - 6\eta^2 + 8\eta^3 - 3\eta^4). \quad (8)$$

Тогда полный импульс струи в сечении, отстоящем от сопла на расстоянии  $x$ , будет равен:

С учетом (7) и (8):

$$K = 4\rho U_m^2 \delta_z \delta_c \int_0^1 \left(1 - \frac{z}{\delta_z}\right)^{\frac{2}{7}} d\left(\frac{z}{\delta_z}\right) \int_0^1 (1 - 6\eta^2 + 8\eta^3 - 3\eta^4)^2 d\eta + 2(h - \delta_z)\rho U_m^2 \int_0^1 (1 - 6\eta^2 + 8\eta^3 - 3\eta^4) d\eta. \quad (10)$$

Вычислив интегралы, после преобразования получим:

$$K = \rho U_m^2 \delta_c \left( \frac{20}{63} \delta_z + \frac{4}{7} h \right). \quad (11)$$

Как показано измерениями [3], распределения напряжения трения на торцовых стенках в координатах  $\frac{\tau}{\tau_w} = f\left(\frac{y}{\delta}\right)$  подобно

профилю скорости в основном участке и суммарное напряжение трения, действующее на участке размерами  $4\delta_c dx$  на обоих торцовых стенках будет равно:

$$2 \int_{-\delta_c}^{\delta_c} \tau_w dy dx = 4\tau_{wm} \delta_c dx \int_0^1 (1 - 6\eta^2 + 8\eta^3 - 3\eta^4) d\eta = 4,15\delta\tau_{wm} dx, \quad (12)$$

где  $\tau_w$  – напряжение трения на стенке на расстоянии  $y$  от плоскости симметрии,  $\tau_{wm}$  – максимальное напряжение трения на стенке при  $y = 0$ .

Подставляя значения  $\delta_c, \delta, \delta_z, K, \tau_{wm}$  в (5), получим:

$$\frac{d}{d\left(\frac{x}{b}\right)} \left\{ 0,0280 \rho U_0^2 b \frac{\left(\frac{U_m x}{U_0 b}\right)^{1,8}}{\text{Re}_0^{0,2}} + 0,136 \rho U_0^2 b \frac{h x}{b b} \left(\frac{U_m}{U_0}\right)^2 \right\} = -0,0110 \frac{b \rho U_0^2}{\text{Re}_0^{0,2}} \left(\frac{U_m}{U_0}\right)^{1,8} \left(\frac{x}{b}\right)^{0,8}, \quad (13)$$

где  $\text{Re}_0 = \frac{U_0 2b}{\nu}$ . Здесь  $U_0$  – начальная скорость истечения.

Взяв производную по  $x$  слева и преобразовав, получим:

$$\frac{d\left(\frac{U_m}{U_0}\right)}{\frac{U_m}{U_0}} = - \frac{\frac{1}{2} \left[ \frac{d\left(\frac{x}{b}\right)}{\frac{x}{b}} + \frac{0,4517}{\lambda \text{Re}_0^{0,2}} \frac{d\left(\frac{x}{b}\right)}{\left(\frac{U_m x}{U_0 b}\right)^{0,2}} \right]}{1 + \frac{0,1854}{\lambda \text{Re}_0^{0,2}} \left(\frac{x}{b}\right)^{0,8} \left(\frac{U_m}{U_0}\right)^{0,2}}. \quad (14)$$

Учитывая, что в знаменателе (14) второй член на порядок меньше единицы переведем их в числитель по методу разложения в ряд величины  $\frac{1}{1+x} \approx 1 - x + x^2 - x^3 + \dots$  с сохранением первых четырех членов ряда. В нулевом приближении подставим в правую сторону

$$\frac{U_m}{U_0} = \frac{N}{\sqrt{\frac{x}{b} + \frac{x_0}{b}}} \exp \left\{ -\frac{0,1481}{A} \left(\frac{x}{b}\right)^{0,9} + \frac{0,01372}{A^2} \left(\frac{x}{b}\right)^{1,8} - \frac{0,00288}{A^3} \left(\frac{x}{b}\right)^{0,27} \right\}, \quad (15)$$

где  $A = \lambda \text{Re}_0^{0,2} N^{0,2}$ ,  $\lambda = \frac{2h}{2b}$ ,  $\text{Re}_0 = \frac{U_0 2b}{\nu}$   
 $x_0$  – полюсное расстояние. Расчеты по этой формуле показывает, что к концу 1-участка поправка на уменьшение скорости составляет до 35 %.

Однако длина 1-участка с ростом  $\lambda$  резко возрастает (рисунок 2) и при  $\lambda > 10$  на расстояниях до  $\frac{x}{b} < 200$  влияние сопротивления не превышает 10%.

Сравнение результатов расчета по формуле (15) с экспериментальными данными [3] приведено на рисунке 3 при  $\lambda = 3$  и  $U_0 = 4,3$  и 63,8 м/с.

При этом следует учесть, что на рисунке 3 значение измеренной максимальной скорости соответствует осевой линии струи. В теоретических расчетах вычислены значения максимальной скорости, осредненные по оси  $z$  по всей высоте струи. Поэтому экспериментальные

уравнения (14) значение  $\frac{U_m}{U_0} = \frac{N}{\sqrt{\frac{x}{b}}}$ , и проинтегрируем уравнение в пределах по  $x$  от конца начального участка  $x_n$  до произвольного расстояния  $x$ . В результате получим решение для изменения максимальной скорости в первом приближении:

значения максимальной скорости должны быть несколько выше теоретически вычисленных значений.

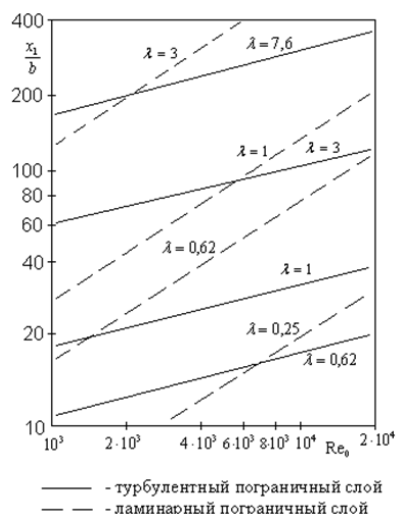


Рисунок 2 – Зависимость длины 1-го участка струи с торцовыми пластинами от  $\lambda$  и  $\text{Re}_0$

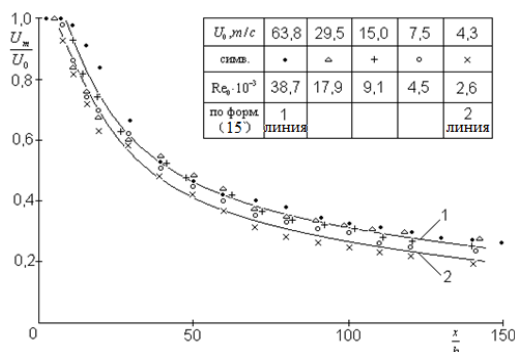


Рисунок 3 – Изменение максимальной скорости струи при  $\lambda = 3$  и  $\text{Re}_0 = \frac{U_0 2b}{\nu}$

На рисунке 4 приведены значения уровня турбулентности вдоль оси струи, отнесенные к максимальной скорости для  $\lambda = 3$ . Видно, что для всех значений скорости  $U_0$  от 4,3 м/с до 30 м/с уровни турбулентности изменяются так же, как и для струи при  $\lambda > 3$ .

Во 2-участке струи пограничные слои у стенки доходит до середины потока и течение жидкости будет подобно течению в плоском канале шириной  $2h$ . В этом случае профили скорости описываются формулой (8) и импульс струи будет равен

$$K = 4 \int_0^h \int_0^{\delta_c} \rho U^2 dy dz = 4 \rho U_m^2 \delta_c h \int_0^1 \int_0^1 \left( \frac{U}{U_m} \right)^2 d\left( \frac{y}{\delta_c} \right) d\left( \frac{z}{h} \right) =$$

$$= 4 \rho U_m^2 \delta_c h \int_0^1 \left( 1 - \frac{z}{h} \right)^{\frac{1}{7}} d\left( \frac{z}{h} \right) \int_0^1 (1 - 6\eta^2 + 8\eta^3 - 3\eta^4)^2 d\eta = \frac{8}{9} \rho U_m^2 \delta_c h . \quad (16)$$

Сила сопротивления торцовых стенок на участке размером  $4\delta_c dx$  определяется так же формулой (12). Подставляя их в (5) имеем:

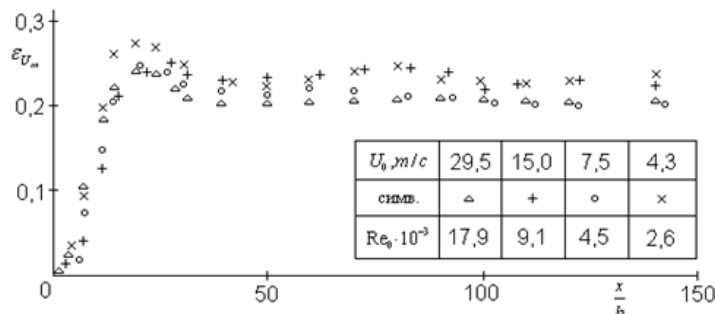
$$\frac{d}{dx} \left\{ \frac{8}{9} \rho U_m^2 \delta_c h \right\} = -4,15 \tau_w \delta . \quad (17)$$

Подставляя значения:

$$\delta = 0,092x, \delta_c = 0,238x, \tau_w = \frac{0,3164}{\left( \frac{\langle U \rangle}{\nu} \right)^{\frac{1}{4}}} \frac{\rho \langle U^2 \rangle}{8} = \frac{0,01963}{\left( \frac{U_m b}{\nu} \right)^{\frac{1}{4}} \left( \frac{h}{b} \right)^{\frac{1}{4}}} \cdot \rho U_m^2$$

в (17), после преобразования получим:

$$\int_{\frac{U_m}{U_0}}^{\frac{U_m}{U_0}} d\left( \frac{U_m}{U_0} \right) = - \int_{\frac{x_1}{b}}^{\frac{x}{b}} \left[ \frac{1}{2} + \frac{0,01771 \frac{x}{b}}{\left( \frac{h}{b} \right)^{1,25} \text{Re}_0^{0,25} \left( \frac{U_m}{U_0} \right)^{0,25}} \right] d\left( \frac{x}{b} \right) . \quad (18)$$



**Рисунок 4** – Уровень турбулентности вдоль оси струи, отнесенные к максимальной скорости для  $\lambda = 3$  и  $\text{Re}_0 = \frac{U_0 2b}{\nu}$



В нулевом приближении принимая

$$\frac{U_m}{U_0} = \frac{N}{\sqrt{\frac{x}{b}}} \quad (19)$$

и подставив его в правую часть (18) получим решение в первом приближении.

$$\frac{U_m}{U_0} = \frac{U_{m1}}{U_0} \sqrt{\frac{\frac{x_1}{b} + \frac{x_0}{b}}{\frac{x}{b} + \frac{x_0}{b}}} \exp\left[-\frac{0,01575\left[\left(\frac{x}{b}\right)^{1,125} - \left(\frac{x_1}{b}\right)^{1,125}\right]}{\left(\frac{h}{b}\right)^{1,25} (\text{Re}_0 N)^{0,25}}\right]. \quad (20)$$

Эту формулу необходимо использовать при значениях параметра  $\lambda \leq 3$ , т.к. для значений  $\lambda > 3$  значение  $\frac{x_1}{b} \geq 100$  и доходит при  $\lambda=25$  и

Интегрирование по  $x$  должны проводить от конца первого участка и далее. При этом значение скорости  $\frac{U_{m1}}{U_0}$  должно определяться по формуле (15) при значении  $x = x_1$ . Тогда после интегрирования получим:

$U_0 = 30 \text{ м/с}$  до  $\frac{x_1}{b} = 850$ , что находится за пределами области измерений и применения струйных течений.

#### Литература

- 1 Abramovich G.N., Girshovich T.A., Krasheninnikov S.I., Sekundov A.N., Smirnova I.P. *The Theory of Turbulent Jets.*—The MIT Press: Cambridge, Massachusetts, 1984. 684 p.
- 2 Faghani E., Maddahian R., Faghani P., and Farhanien B. Numerical investigation of turbulent free jet flows issuing from rectangular nozzles: the influence of small aspect ratio // *Achiv. Appl. Mech.* — 2010. — Vol. 80, No. 7. —P.727-745.
- 3 Isataev S., Toleuov G., Isataev M., Ospanova Sh. And Bolysbekova Sh. Impact of frictional resistance of end plates on feat jet attenuation // *Journal of engineering and applied Sciences.* — 2015. — Vol.10. — P.76-79.
- 4 Lhendup Namgyal and Joseph W. Hall. Coherent streamwise vortex structures in the near-field of the three-dimensional wall jet // *J. Fluid. Eng.* — 2013.— Vol. 135, No. 6. — P.120–126.

#### References

- 1 G.N. Abramovich, T.A. Girshovich, S.I. Krasheninnikov, A.N. Sekundov, Smirnova I.P. *The Theory of Turbulent Jets*, The MIT Press, Cambridge, Massachusetts, pp 684, (1984).
- 2 E. Faghani, R. Maddahian, P. Faghani, and B. Farhanien, *Achiv. Appl. Mech.*, 8(7), 727-745, (2010).
- 3 S. Isataev, G. Toleuov, M. Isataev, Sh. Ospanova and Sh. Bolysbekova, *Journal of engineering and applied Sciences*, 10, 76-79, (2015).
- 4 Lhendup Namgyal and Joseph W. Hall, *J. Fluid. Eng.*, 135(6), 120-126, (2013).



3-бөлім  
**ЯДРО ЖӘНЕ ЭЛЕМЕНТАР  
БӨЛШЕКТЕР ФИЗИКАСЫ**

---

Раздел 3  
**ФИЗИКА ЯДРА И  
ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ**

---

Section 3  
**NUCLEAR AND  
ELEMENTARY PARTICLE PHYSICS**

Буртебаев Н., Керимкулов Ж.К.,  
Юшков А.В., Зазулин Д.М.,  
Алимов Д.К., Джансейтов Д.М.,  
Мухамеджанов Е.С.,  
Насурлла М., Шакиров А.К.,  
Паттаев А.

**Измерение  
дифференциальных сечений  
упругого рассеяния протонов  
ядрами  $^{14}\text{N}$  при**

$E_{p, \text{лаб.}} = 0.7 - 1.1 \text{ МэВ}$

Burtebayev N., Kerimkulov Zh.K.,  
Yushkov A.V., Zazulin D.M.,  
Alimov D.K., Jansetov D.M.,  
Mukhamejanov E.S.,  
Nassurlla M., Shakirov A.K.,  
Pattayev A.

**Measurement of differential cross  
sections of elastic scattering of  
protons by nuclei  $^{14}\text{N}$  at**

$E_{p, \text{lab.}} = 0.7 - 1.1 \text{ MeV}$

Буртебаев Н., Керимкулов Ж.К.,  
Юшков А.В., Зазулин Д.М.,  
Әлімов Д.К., Жансейтов Д.М.,  
Мухамеджанов Е.С.,  
Насұрлла М., Шакиров А.К.,  
Паттаев А.

**$E_{p, \text{лаб.}} = 0.7 - 1.1 \text{ МэВ}$   
энергияларда протондардың  
 $^{14}\text{N}$  ядросынан серпімді  
шашырауының  
дифференциалдық қимасын  
өлшеу**

Измерены дифференциальные сечения упругого  $^{14}\text{N}(p,p)^{14}\text{N}$  рассеяния при энергиях налетающих протонов 0.7 – 1.1 МэВ и углах рассеяния  $\theta_{\text{ц.м.}} = 32^{\circ}-166^{\circ}$ . Выполнен анализ полученных в настоящей работе и имеющихся литературных данных по упругому рассеянию протонов на ядрах  $^{14}\text{N}$  в рамках оптической модели. Найдены оптимальные значения параметров оптического потенциала, которые будут востребованы при расчетах процессов происходящих в гибридных ядерных реакторах и термоядерных установках. Теоретический анализ был проведен с использованием известной расчетной программы FRESKO. Параметры потенциала, отвечающие оптимальному соответствию экспериментальных и расчетных значений дифференциальных сечений, находились минимизацией величины  $\chi^2$ .

**Ключевые слова:** упругое рассеяние, цилиндр Фарадея, Fresco, дифференциальная сечения.

The differential cross sections of elastic  $^{14}\text{N}(p,p)^{14}\text{N}$  scattering at energies of protons 0.7 – 1.1 MeV and scattering angles  $\theta_{\text{c.m.}} = 32^{\circ}-166^{\circ}$  have been measured. The analysis of data in this work and the available literature data on elastic scattering of protons on  $^{14}\text{N}$  nuclei in the optical model were obtained. The optimal value of the optical potential parameters that will be needed in the calculation of the processes occurring in hybrid nuclear reactors and thermonuclear installations. Theoretical analysis was carried out using a FRESKO settlement program. Parameters of the potential corresponding to optimally match of the experimental and calculated values of the differential cross sections, were found minimizing the value of  $\chi^2$ .

**Key words:** elastic scattering, Faraday cup, Fresco, differential cross sections.

$\theta_{\text{ц.м.}} = 32^{\circ}-166^{\circ}$  шашырау бұрыштарында және 0.7 – 1.1 МэВ энергияда протондардың  $^{14}\text{N}(p,p)^{14}\text{N}$  серпімді шашырауының дифференциалдық қимасы өлшенді. Осы жұмыста оптикалық модел төңірегінде  $^{14}\text{N}$  ядросынан протондардың серпімді шашырауы бойынша алынған және әдебиеттерде келтірілген мәліметтер талданды. Термоядролық қондырғыларды және гибритті ядролық реакторларда өтетін процестерлі есептеулерде қолданылатын оптикалық потенциал параметрлерінің оптималды мәндері табылды. FRESKO бағдарламасын қолдану арқылы теориялық талдаулар жасалды. Дифференциалдық қиманың теориялық есептеулер мәнімен тәжірибелік мәліметерді түсіндіретін оптималды потенциал параметрі және  $\chi^2$  азайту мәні табылды.

**Түйін сөздер:** серпімді шашырау, Фарадей цилиндрі, Fresco, дифференциалдық қима.

**<sup>1</sup>Буртебаев Н., <sup>1</sup>Керимкулов Ж.К., <sup>2</sup>Юшков А.В.,  
<sup>1,2</sup>Зазулин Д.М., <sup>1,2</sup>Алимов Д.К., <sup>1,3</sup>Джансейтов Д.М.,  
<sup>1</sup>Мухамеджанов Е.С., <sup>1,2</sup>Насурлла М.,  
<sup>1,2</sup>Шакиров А.К., <sup>4</sup>Паттаев А.**

<sup>1</sup>Институт ядерной физики, Республика Казахстан, г. Алматы

<sup>2</sup>Казахский национальный университет им. аль-Фараби,  
 Республика Казахстан, г. Алматы

<sup>3</sup>Евразийский национальный университет им. Л.Н. Гумилева,  
 Республика Казахстан, г. Астана

<sup>4</sup>Международный казахско-турецкий университет им. А. Ясави,  
 Республика Казахстан, г. Туркестан

\*E-mail: diliyo@mail.ru

## ИЗМЕРЕНИЕ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ УПРУГОГО РАССЕЙЯНИЯ ПРОТОНОВ ЯДРАМИ <sup>14</sup>N ПРИ $E_{p, \text{лаб.}} = 0.7 - 1.1 \text{ МЭВ}$

### Введение

По сечениям упругого рассеяния протонов на ядрах <sup>14</sup>N при низких энергиях в настоящее время имеется экспериментальная информация, полученная разными авторами с погрешностью 5-10 % при следующих энергетических и угловых диапазонах:  $\theta_{p, \text{лаб.}} = 160^\circ$ ,  $E_{p, \text{лаб.}} = 1.4 - 2.4 \text{ МЭВ}$  [1];  $\theta_{p, \text{лаб.}} = 90^\circ - 160^\circ$ ,  $E_{p, \text{лаб.}} = 0.9 - 4 \text{ МЭВ}$  [2];  $\theta_{p, \text{лаб.}} = 40^\circ - 140^\circ$ ,  $E_{p, \text{лаб.}} = 1.5 - 3.5 \text{ МЭВ}$  [3];  $\theta_{p, \text{лаб.}} = 90^\circ - 160^\circ$ ,  $E_{p, \text{лаб.}} = 1 - 3 \text{ МЭВ}$  и  $\theta_{p, \text{лаб.}} = 30^\circ - 170^\circ$ ,  $E_{p, \text{лаб.}} = 1.8 - 4 \text{ МЭВ}$  [4];  $\theta_{p, \text{лаб.}} = 90^\circ - 160^\circ$ ,  $E_{p, \text{лаб.}} = 0.62 - 1.82 \text{ МЭВ}$  [5];  $\theta_{p, \text{лаб.}} = 140^\circ$  и  $178^\circ$ ,  $E_{p, \text{лаб.}} = 0.5 - 2.5 \text{ МЭВ}$  [6];  $\theta_{p, \text{лаб.}} = 150^\circ$ ,  $E_{p, \text{лаб.}} = 0.85 - 1.9 \text{ МЭВ}$  [7]. Очевидно, что для надежного проведения фазового анализа и определения параметров оптического потенциала для системы  $p+^{14}\text{N}$  при  $E_{p, \text{лаб.}} < 1.1 \text{ МЭВ}$  необходимо провести дополнительные измерения дифференциальных сечений процесса  $^{14}\text{N}(p,p)^{14}\text{N}$  с погрешностью не хуже 10% при  $E_{p, \text{лаб.}} < 1.1 \text{ МЭВ}$  с шагом около 0.1 МЭВ для  $\theta_{p, \text{лаб.}} = 30^\circ - 160^\circ$  с шагом около  $10^\circ$ . Важность данного диапазона энергий заключается в том, что именно при сверхнизких энергиях протекают процессы в термоядерных и гибридных ядерных установках.

### Экспериментальная методика и результаты

В связи с вышеизложенным, на электростатическом тандемном ускорителе УКП-2-1 РГП Института ядерной физики РК проведены эксперименты по измерению упругого рассеяния протонов на ядрах <sup>14</sup>N при  $E_{p, \text{лаб.}} = 0.7 - 1.1 \text{ МЭВ}$ . Величина тока пучка ограничивалась степенью стойкости мишени и нагрузочными характеристиками электронной аппаратуры и была в пределах от 1 до 80 нА. Калибровка энергии протонов в пучке осуществлялась с помощью реакций, имеющих узкие, хорошо выделенные, резонансы. Для этой цели использовались реакции  $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$  при  $E_{p, \text{лаб.}} = 0.632, 0.773, 0.992, 1.089 \text{ МЭВ}$  и  $^{19}\text{F}(p, \alpha\gamma)^{16}\text{O}$  при  $E_{p, \text{лаб.}} = 0.34 \text{ МЭВ}$ . Точность калибровки пучка

составляла  $\pm 10^{-3}$  МэВ. Энергетический разброс в пучке был определен по ширине переднего фронта кривой выхода реакции  $^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$  в районе резонанса при  $E_{p,\text{лаб.}} = 0.992$  МэВ (ширина резонанса  $< 10^{-4}$  МэВ) и не превышал  $1.5 \cdot 10^{-3}$  МэВ. Фотография экспериментального оборудования расположена на ускорительном комплексе УКП-2-1 представлена на рисунке 1.

Пучок протонов проводился через коллимационную систему (два коллиматора диаметрами по 1.5 мм, расположенными на расстоянии 420 мм друг от друга) и формировался на мишени (расположенной на расстоянии 100 мм от последнего коллиматора) в пятно диаметром 2 мм. В целях минимизации количества протонов, рассеянных на торцах коллиматоров, толщина их передних стенок в районе отверстий доводилась до 0.1 мм. Цилиндр Фарадея (трубка диаметром 15 мм и длиной 150 мм), расположенный на расстоянии 120 мм от мишени, соединялся с интегратором тока, который посылал цифровой импульс на пересчетное устройство, как только собирал порцию заряда (0.1 или 10 нанокулон). Накопленный заряд определялся с погрешностью не более чем 1.5%. Для минимизации процесса нагорания углеродной пленки на мишени во время измерений применялась откачка магнито – разрядным и турбомолекулярным насосами, а внутри камеры рассеяния была установлена система азотных ловушек. Типичное давление в камере составляло  $1.5 \cdot 10^{-6}$  мм.рт.ст. Внутренний вид камеры рассеяния представлен на рисунке 1.

Для регистрации рассеянных протонов использовался поверхностно – барьерный детектор

заряженных частиц (диаметр ограничивающей диафрагмы перед детектором 2 мм, толщина чувствительной области 0.2 мм). Детектор был расположен на расстоянии 240 мм от области рассеяния и имел возможность перемещаться в угловом диапазоне от  $10^\circ$  до  $170^\circ$ . Погрешность в определении угла расположения детектора не превышала  $\pm 0.2^\circ$ . Детектор оснащался защитной трубкой, которая, при всех его положениях, исключала регистрацию протонов, рассеянных на торце последнего коллиматора и на цилиндре Фарадея. Второй аналогичный детектор, размещался под углом  $160^\circ$  по отношению к падающему пучку и использовался для контроля стабильности мишени. Энергетическое разрешение детекторов составляло 0.015 МэВ.

В качестве мишени использовалась пленка TiN с естественным изотопным составом азота ( $^{14}\text{N} - 99,634\%$ ) и титана ( $^{46}\text{Ti} - 8.2\%$ ,  $^{47}\text{Ti} - 7.4\%$ ,  $^{48}\text{Ti} - 74\%$ ,  $^{49}\text{Ti} - 5.4\%$  и  $^{50}\text{Ti} - 5.2\%$ ), изготовленная методом магнетронного напыления. Энергетические потери протонов с  $E_{p,\text{лаб.}} = 0.992$  МэВ при прохождении мишени (TiN) определялись сдвигом резонанса реакции  $^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$  при  $E_{p,\text{лаб.}} = 0.992$  МэВ [8,9] и оказались равными  $(8.5 \pm 1.5) \cdot 10^{-3}$  МэВ. Такая толщина мишени удовлетворяла требованиям механической и термической прочности, и в тоже время, практически не влияла на уширение спектральных линий, за исключением линий спектров, полученных под  $\theta_{\text{ц.м.}} = 73.8^\circ, 84^\circ, 94.1^\circ, 104^\circ$ , где уширение обусловленное толщиной мишени равно уширению за счет энергетического разрешения детектора.



Рисунок 1 – Внутренний вид центральной камеры использовавшейся для экспериментов

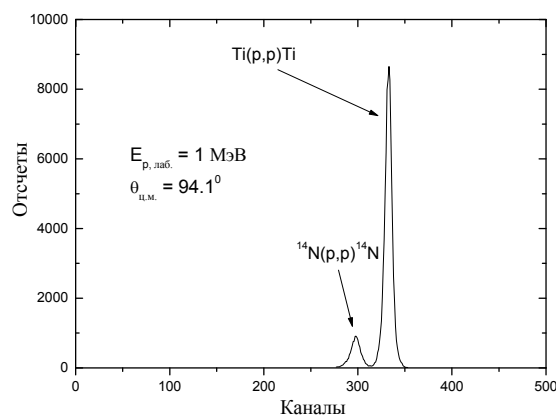


Рисунок 2 – Пример энергетического спектра протонов упруго рассеянных на ядрах мишени



Сигналы с детекторов усиливались и поступали на два 2024 – канальных анализатора. Мертвое время электроники не превышало 3%. Для каждой энергии протонов отношение площади пиков  $^{14}\text{N}(p,p)^{14}\text{N}$  и  $\text{Ti}(p,p)\text{Ti}$  рассеяний от стационарного детектора к показанию счетчика интегратора было константой с точностью 5% при всех положениях подвижного детектора. Лабораторная энергия, приведенная в работе,

соответствует лабораторной энергии протонов в центре мишени. Подробное описание ускорителя и экспериментальных методов можно найти в работах [8,9] и в их ссылках.

На рисунке 2 показан пример спектра упругого рассеяния протонов на ядрах мишени, полученный при  $E_{p, \text{лаб.}} = 1$  МэВ. На рисунке хорошо видны пики от упругого рассеяния протонов на ядрах,  $^{14}\text{N}$  и  $\text{Ti}$ .

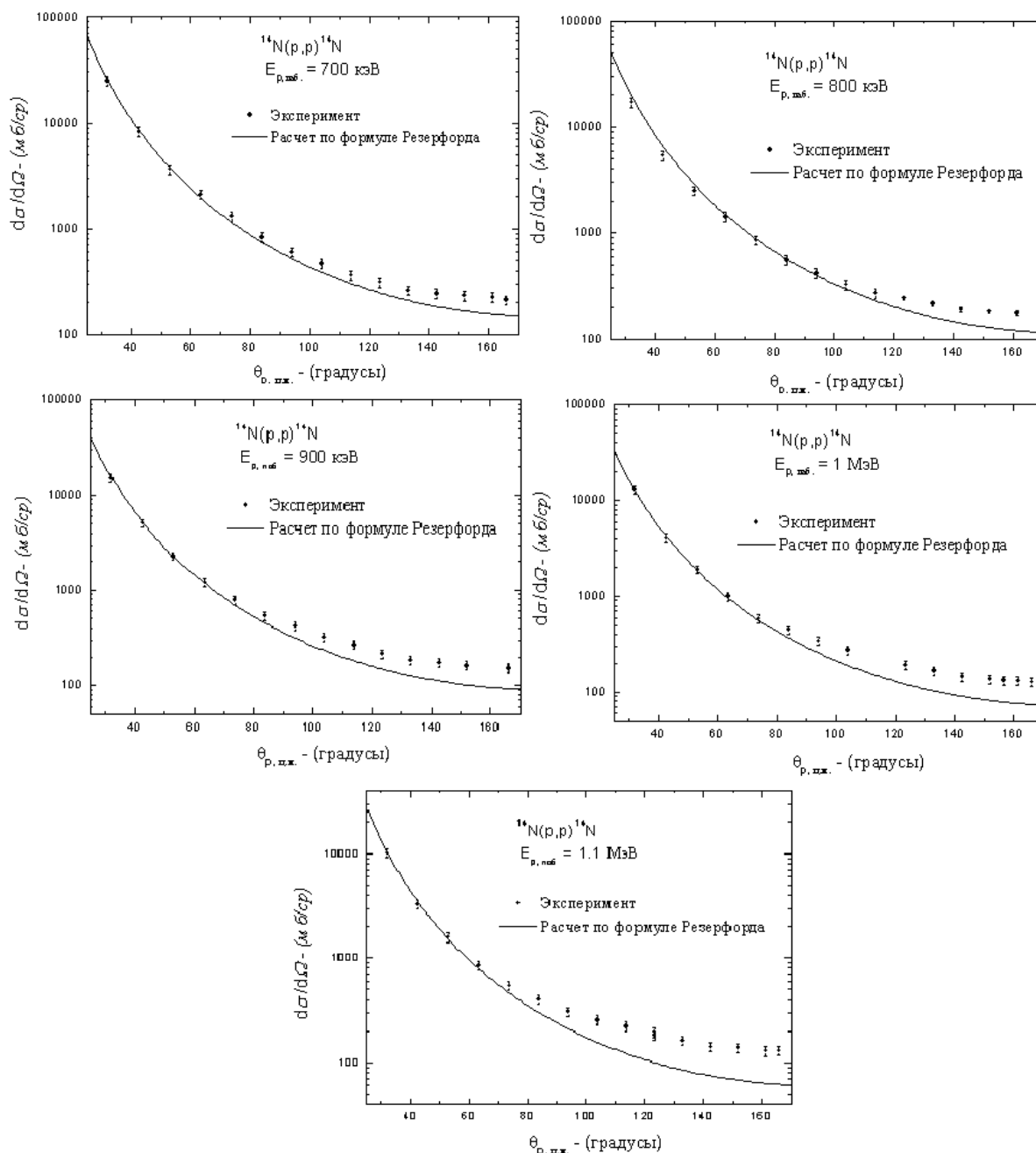


Рисунок 3 – Дифференциальные сечения упругого рассеяния протонов на  $^{14}\text{N}$

Угловые распределения  $^{14}\text{N}(\text{p,p})^{14}\text{N}$  были измерены с погрешностью около 10 % при энергиях налетающих протонов  $E_{\text{р.лаб.}} = 0.7 - 1.1$  МэВ под углами  $\theta_{\text{ц.м.}} = 32, 42.6, 53.1, 63.5, 73.8, 84, 94.1, 104, 123.5, 133.1, 142.6, 151, 156.7, 161.4$  и 166 градусов. Для положений детектора при углах  $\theta_{\text{ц.м.}} = 32, 42.6, 53.1, 63.5, 123.5, 133.1, 142.6, 151, 156.7, 161.4$  и 166 градусов мишень устанавливалась под прямым углом к направлению падающего пучка, а для положений детектора при  $\theta_{\text{ц.м.}} = 73.8^{\circ}, 84^{\circ}, 94.1^{\circ}$  и  $104^{\circ}$  – под углом  $45^{\circ}$ .

Под выходом упругого  $^{14}\text{N}(\text{p,p})^{14}\text{N}$  рассеяния принималась сумма отсчетов в спектральном пике (с предварительно вычтенным фоном), деленная на показание счетчика интегратора. Статистическая погрешность в определении выходов (включающая погрешность, вносимую вычитаемым фоном) была меньше 3.5 % при всех положениях детектора и энергиях налетающих протонов.

Спектры в которых пики от процессов  $^{14}\text{N}(\text{p,p})^{14}\text{N}$  и  $\text{Ti}(\text{p,p})\text{Ti}$  заметно перекрывались, анализировались с использованием предположений, что титан имеет естественный изотопный состав и дифференциальные сечения упругого рассеяния протонов на изотопах титана являются чисто Резерфордовскими. Справедливость последнего утверждения основывается на результатах обработки тех спектров, в которых пики от процессов  $^{14}\text{N}(\text{p,p})^{14}\text{N}$  и  $\text{Ti}(\text{p,p})\text{Ti}$  надежно разделялись. Результаты обработки экспериментальных данных по упругому рассеянию  $^{14}\text{N}(\text{p,p})^{14}\text{N}$  представлены на рисунке 3. Из рисунка видно, что при углах

$\theta_{\text{ц.м.}} = 32^{\circ} - 94.1^{\circ}$  и  $E_{\text{р.лаб.}} = 700$  и  $800$  кэВ;  $\theta_{\text{ц.м.}} = 32^{\circ} - 73.8^{\circ}$  и  $E_{\text{р.лаб.}} = 900$  кэВ,  $\theta_{\text{ц.м.}} = 32^{\circ}, 42.6^{\circ}, 53.1^{\circ}, 63.5^{\circ}, 73.8^{\circ}$  и  $E_{\text{р.лаб.}} = 1$  МэВ, а также при  $\theta_{\text{ц.м.}} = 32^{\circ}, 42.6^{\circ}, 53.1^{\circ}, 63.5^{\circ}$  и  $E_{\text{р.лаб.}} = 1.1$  МэВ, с погрешностью 10%, экспериментальные сечения совпали с сечениями Резерфорда, в то время как при больших углах они заметно больше Резерфордовских.

### Заключение

С 10% погрешностью получены экспериментальные данные по дифференциальным сечениям упругого  $^{14}\text{N}(\text{p,p})^{14}\text{N}$  рассеяния при энергиях налетающих протонов  $0.7 - 1.1$  МэВ и в угловом диапазоне  $\theta_{\text{ц.м.}} = 32^{\circ} - 166^{\circ}$  с шагом  $10^{\circ}$ . В перекрывающихся областях результаты настоящего измерения хорошо согласуются с литературными данными. Сечения при углах передней полусферы и энергиях  $E_{\text{р.лаб.}} = 0.7 - 1.1$  МэВ измерены в настоящей работе впервые. Было обнаружено, что для  $\theta_{\text{ц.м.}} = 32^{\circ} - 94.1^{\circ}$  и  $E_{\text{р.лаб.}} = 700$  и  $800$  кэВ;  $\theta_{\text{ц.м.}} = 32^{\circ} - 73.8^{\circ}$  и  $E_{\text{р.лаб.}} = 900$  кэВ,  $\theta_{\text{ц.м.}} = 32^{\circ}, 42.6^{\circ}, 53.1^{\circ}, 63.5^{\circ}, 73.8^{\circ}$  и  $E_{\text{р.лаб.}} = 1$  МэВ, а также при  $\theta_{\text{ц.м.}} = 32^{\circ}, 42.6^{\circ}, 53.1^{\circ}, 63.5^{\circ}$  и  $E_{\text{р.лаб.}} = 1.1$  МэВ, с погрешностью 10%, экспериментальные сечения совпадают с сечениями Резерфорда, в то время как при больших углах они заметно больше Резерфордовских.

*Настоящая работа выполнена при финансовой поддержке программы развития атомной энергетики в Республике Казахстан по теме «Получение экспериментальных и расчетных сечений ядерных реакций, выходов осколков деления на ускорительном комплексе ИЯФ РК».*

### Литература

- 1 Havnnek V., Hnatowicz V., Kvltek J. Cross section for  $160^{\circ}$  elastic scattering of 1.4 – 2.4 MeV protons from nitrogen and titanium // Czech. Jour. of Phys. – 1991. – V.41, №10. – P.921-928.
- 2 Bashkin S., Carlson R.R., and Douglas R.A. Cross Sections for Elastic Scattering and Reactions Due to Protons on  $^{15}\text{N}$  // Phys. Rev. – 1959. – V.114, №6. – P.1552-1553.
- 3 Bolmgren C.R., Freier G.D, Likely J.G. and Famularo K.F. Differential cross section measurements for the elastic scattering of protons by  $^{14}\text{N}$  // Phys. Rev. – 1957. – V.105, №1. – P.210-212.
- 4 de Boer R.J., Bardayan D.W., Gorres J., LeBlanc P.J., Manukyan K.V., Moran M.T., Smith K., Tan W., Uberseder E. and Wiescher M. Low energy scattering cross section ratios of  $^{14}\text{N}(\text{p,p})^{14}\text{N}$  // Phys. Rev. C. – 2015. – V.91. – P.045804 (10p).
- 5 Hagedorn F.B., Mozer F.S., Webb T.S., Fowler W.A. and Louritsen C.C. Elastic scattering of protons by  $^{14}\text{N}$  // Physical Review. – 1957. – V.105, №1. – P.219-226.
- 6 Ramos A.R., Paul A., Rijniens L., da Silva M.F., Soares J.C.. Measurement of (p,p) elastic differential cross-sections for carbon, nitrogen, oxygen, aluminium and silicon in the 500 – 2500 keV range at  $140^{\circ}$  and  $178^{\circ}$  laboratory scattering angles // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B. – 2002. – V.190. – P.95–99.
- 7 Tautfest George W., Rubin S. Elastic scattering pf protons from  $^{11}\text{B}$  and  $^{14}\text{N}$  // Phys. Rev. – 1956. – V.103. – №1. – P.196-199.
- 8 Burtbayev N., Igamov S.B., Peterson R.J., Yarmukhamedov R. and Zazulin D.M. New measurements of the astrophysical S-factor for  $^{12}\text{C}(\text{p},\gamma)^{13}\text{N}$  reaction at low energies and the asymptotic normalization coefficient (nuclear vertex constant) for the  $\text{p}+^{12}\text{C} \rightarrow ^{13}\text{N}$  reaction // Phys. Rev. C. – 2008. – V.78. – P.035802 (11p).

9 Дубовиченко С.Б., Буртебаев Н., Зазулин Д.М., Керимкулов Ж.К., Амар А.С.А. Астрофизический S-фактор реакции  $p^6\text{Li} \rightarrow ^7\text{Be}\gamma$ -захвата // Яд. Физ. – 2011. – Т.74, №7. – С.1013-1028.

#### References

- 1 V. Havrnek, V. Hnatowicz, J. Kvltek, Czech. Jour. of Phys., 41 (10), 921-928, (2010).
- 2 S. Bashkin, R.R. Carlson, and R.A. Douglas, Phys. Rev., 114(6), 1552-1553, (1959).
- 3 C.R. Bolmgren, G.D Freier, J.G. Likely and K.F. Famularo, Phys. Rev., 105(1), 210-212, (1959).
- 4 R.J. deBoer, D.W. Bardayan, J. Gorres, P.J. LeBlanc, K.V. Manukyan, M.T. Moran, K. Smith, W. Tan, E. Uberseder and M. Wiescher, Phys. Rev. C 91, 045804, (2015).
- 5 F.B. Hagedorn, F.S. Mozer, T.S. Webb, W.A. Fowler and C.C. Louritsen // Physical Review, 105(1), 219-226, (1957).
- 6 A.R. Ramos, A. Paul, L. Rijniers, M.F. da Silva, J.C. Soares, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B 190, 95–99, (2002).
- 7 W. Tautfest George, S. Rubin, Phys. Rev., 103(1), 196-199, (1956).
- 8 N. Burtebayev, S.B. Igamov, R.J. Peterson, R. Yarmukhamedov and D.M. Zazulin, Phys. Rev. C 78, 035802, (2008).
- 9 S.B. Dubovichenko, N. Burtebayeva, D.M. Zazulin, ZH.K. Kerimkulov, A.S.A. Amar, Nucl. Physics, 74(7), 1013-1028, (2011) (in russ).

Панова Е.Н., Буленова К.Ж.,  
Блынский П.А., Кенжина И.Е.

**Исследование ионообменных  
свойств природного  
клиноптилолита в качестве  
сорбента Cs-137**

Panova E.N., Bulenova K.Zh.,  
Blynskiy P.A., Kenzhina I.E.

**Investigation of ion exchange  
properties of natural clinoptilo-  
lite as a sorbent of Cs-137**

Панова Е.Н., Буленова К.Ж.,  
Блынский П.А., Кенжина И.Е.

**Табиғи клиноптилолитті Cs-137  
сорбент ретінде зерттеу**

Основную опасность при попадании жидких радиоактивных отходов (ЖРО) в окружающую среду несут искусственные радионуклиды Cs-137 и Sr-90. Оба радионуклида чрезвычайно подвижны во внешней среде и могут перемещаться на значительные расстояния по системе подземных вод. Одним из способов защиты окружающей среды от техногенных радионуклидов является использование доступных природных сорбентов. В данной работе представлены результаты исследования ионообменных свойств природного клиноптилолита Чанканайского месторождения (далее – КЛТ) и возможности его применения в качестве сорбента для очистки грунтовых вод от искусственных радионуклидов.

**Ключевые слова:** радиоактивность, цезий, клиноптилолит, геохимический барьер.

---

Cs-137 and Sr-90 are one of the most dangerous artificial radionuclides in contact of liquid radioactive waste (LRW) with the environment. Both radionuclide are highly mobile in the environment and can distribute for a long distances in the groundwater system. One way to protect the environment from artificial radionuclides is to use available natural sorbents. This paper presents the results of a study of ion-exchange properties of natural clinoptilolite of Chankanay deposit (hereinafter – KLT) and the possibility of its use as a sorbent for the purification of groundwater from artificial radionuclides.

**Key words:** radioactivity, cesium, clinoptilolite, artificial geochemical-barrier.

---

Сұйық радиоактивті қалдықтардың қоршаған ортаға түсуін Cs-137 және Sr-90 жасанды радионуклидтер әкеледі. Екі радионуклидтер де сыртқы ортада өте қозғалғыш және жер асты суының жүйесі бойынша бірталай қашықтыққа дейін араласа алады. Қоршаған ортаны техногендік радионуклидтерден қорғау әдістерінің бірі қол жетімді табиғи сорбенттерді қолдану болып табылады. Бұл жұмыста Шанқанай кен орнында табиғи клиноптилолиттің (ары қарай – КЛТ) ионалмастырғыш қасиетін зерттеу нәтижелері және ағын суды жасанды радионуклидтерден тазартуда қолдану мүмкіндіктері көрсетілген.

**Түйін сөздер:** радиоактивтілік, цезий, клиноптилолит, геохимиялық бөгеу.

**ИССЛЕДОВАНИЕ  
ИОНООБМЕННЫХ  
СВОЙСТВ  
ПРИРОДНОГО  
КЛИНОПТИЛОЛИТА  
В КАЧЕСТВЕ СОРБЕНТА  
CS-137**

**Введение**

В результате интенсивного развития горно-добывающей, металлургической, химической промышленности, эксплуатации АЭС, сбросов технологических отходов, а также имеющих место техногенных катастроф и аварий все большие территории Земли загрязняются тяжелыми металлами, радионуклидами, органическими веществами, резко снижается качество питьевой воды как в поверхностных, так и в подземных водоносных горизонтах [1,2]. Особое место в этом спектре техногенных загрязнений занимают радионуклиды в силу их токсичности и радиационной опасности [3]. Например, ЖРО, хранящиеся в специальных резервуарах, расположенных на территории ТОО «МАЭК-Казатомпром», представляют опасность для окружающей среды за счет ограниченного срока службы материалов, из которых изготовлены емкости. Существует достаточно высокая вероятность их разгерметизации и попадания искусственных радионуклидов (прежде всего Cs-137 и Sr-90) в грунтовые воды. Для исключения подобного развития событий должна быть разработана постоянно действующая система, предотвращающая попадание искусственных радионуклидов в грунтовые воды. Одним из возможных решений проблемы является использование сорбционных материалов, размещая которые вокруг хранилищ РАО в специально созданных траншеях, можно обеспечить необходимую степень защищенности окружающей среды от радионуклидов.

В настоящей статье представлены результаты исследований сорбционных свойств КЛТ для разработки технологии создания геохимического барьера на территории ТОО «МАЭК-Казатомпром».

*Анализ химического и радионуклидного состава отобранных проб воды из скважины 25. Приготовление модельных растворов*

На территории ТОО «МАЭК-Казатомпром» расположены хранилища ЖРО, по периметру здания которого пробурены наблюдательные скважины для осуществления регулярного радиационного мониторинга грунтовой воды.

В качестве исходного исследуемого образца была взята проба грунтовой воды из наблюдательной скважины №25 объёмом 40 литров. На основе ЖРО из ёмкости №Б-02/3 и грунтовой воды из скважины №25 приготовлены модельные растворы при соотношениях концентрации ЖРО и грунтовой воды 1:10 и 1:100 (далее – раствор 1 и раствор 2).

Определение радионуклидного состава и удельной активности (УА) образцов проводилось в аттестованной геометрии – сосудах Маринелли (1л) на полупроводниковом гамма-спектрометре «Прогресс-ППД».

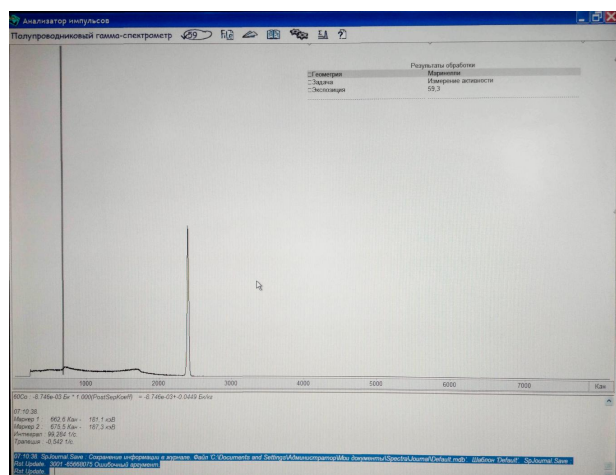


Рисунок 1 – Типичный спектр гамма-излучения <sup>137</sup>Cs

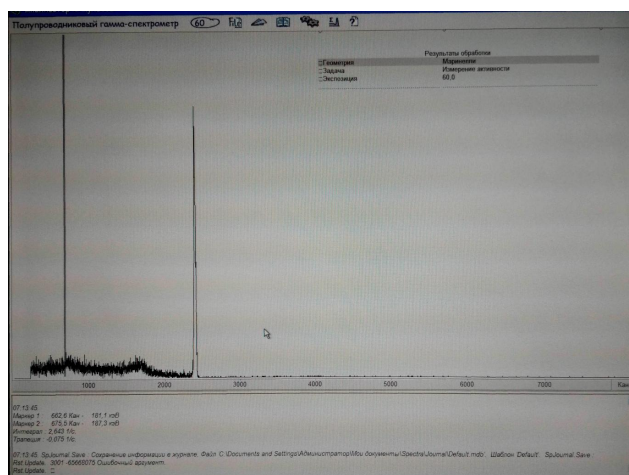


Рисунок 2 – Спектр гамма-излучения модельного раствора 1

При проведении спектрометрического анализа исследуемых растворов был определён только один радионуклид – Cs-137. Удельные активности исходных проб модельных растворов ЖРО составили:  $A_{исх1} = 2.32E+06$  Бк/л и  $A_{исх2} = 4.74E+05$  Бк/л соответственно. Удельная активность <sup>137</sup>Cs в грунтовой воде составила  $7,8E+03$  Бк/л.

*Исследование кинетики сорбции гамма-излучающих радионуклидов на природном КЛТ из грунтовой воды и модельных растворов ЖРО в динамических условиях*

Использование цеолитов имеет большое значение для очистки водных сред от различных радионуклидов, прежде всего, от долгоживущих и опасных радиоактивных изотопов – <sup>90</sup>Sr, <sup>132</sup>Cs, <sup>137</sup>Cs, <sup>226</sup>Ra, требования к ПДК которых наиболее жесткие [4].

Определение содержания <sup>137</sup>Cs в образцах проводилось в соответствии со следующими методиками:

- МИ 2143-91 «Активность радионуклидов в объёмных образцах. Методика выполнения измерений на гамма-спектрометре»;
- РД 95-7-89 «Гамма-спектрометрический метод определения объёмной активности радионуклидов в сточных водах».

Спектр полупроводникового гамма-спектрометра, полученный в результате регистрации моноэнергетического гамма-излучения (<sup>137</sup>Cs), показан на рисунках 1, 2.

В качестве сорбционного материала для извлечения цезия был выбран природный КЛТ Чанканайского месторождения.

Сорбцию цезия-137 из грунтовой воды и модельных растворов ЖРО на природном КЛТ проводили в динамических условиях. Перед началом эксперимента в нижнюю часть стеклянной колонки поместили стекловату, засыпали сорбент, который перед этим 3 часа находился в дистиллированной воде, пропустили воду для уплотнения слоя сорбента, затем спустили воду над сорбентом до уровня КЛТ.

Исходный раствор из большой бутылки подавали через шланг напрямую в колонку. Скорость регулировали с помощью крана, прикреплённого на шланге. Исходя из геометрических размеров колонки и фильтрующей способности сорбента, была задана скорость фильтрации



сорбента 4,5 см<sup>3</sup>/мин, для равномерного прохождения через слой сорбента. При смене приёмной тары каждые 2 часа измеряли отклонения от заданной величины и регулировали скорость подачи раствора с помощью крана. Отклонения скорости прохождения раствора через сорбент за всё время эксперимента составили  $\pm 0,32-0,39$  см<sup>3</sup>/мин.

Раствор, прошедший через колонку в течение каждых 2 часов эксперимента, был собран в отдельную ёмкость, замерен объём и проведено измерение удельной активности  $A_{изм}$ .

Зависимость изменения относительной концентрации цезия ( $A_{изм}/A_{исх}$ ) в грунтовой воде и модельных растворах ЖРО от объёма пропущенного через сорбент раствора приведена на рисунках 3-5.

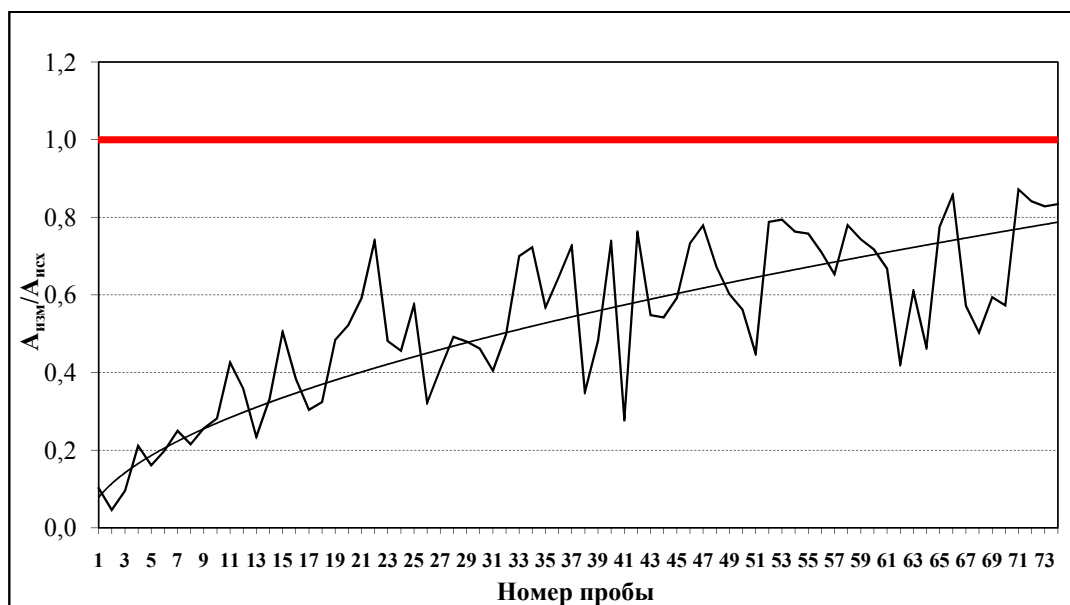


Рисунок 3 – Относительная концентрация Cs-137 в грунтовой воде (скважина 25) после сорбции

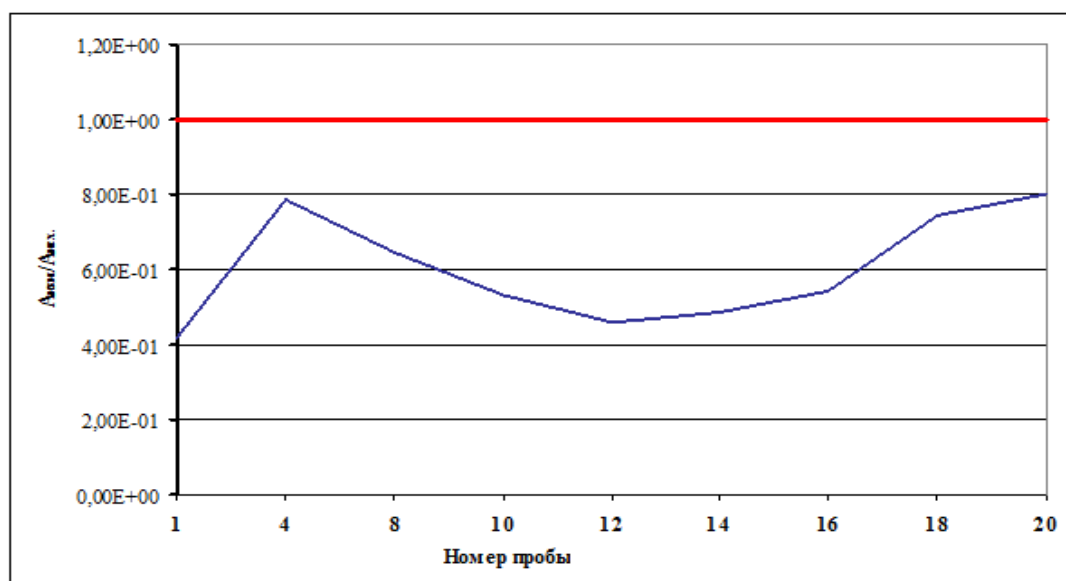


Рисунок 4 – Относительная концентрация Cs-137 в модельном растворе 1:100 после сорбции

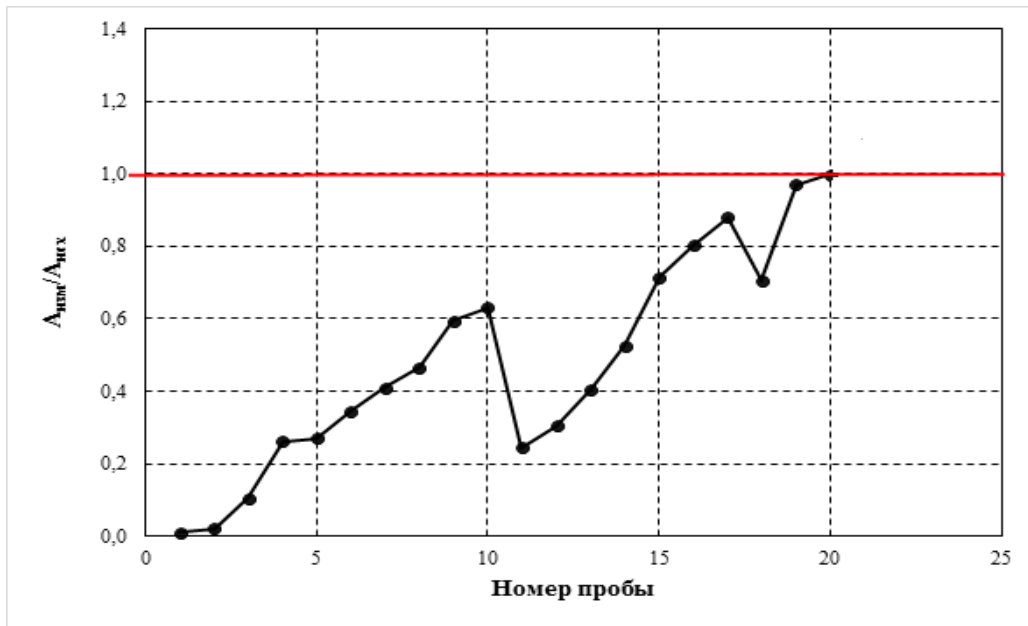


Рисунок 5 – Относительная концентрация Cs-137 в модельном растворе 1:10 после сорбции

Из графика, представленного на рисунке 4, следует, что КЛТ не сразу начинает активно сорбировать Cs-137 (появление «горба» на графиках в первые двое суток), что, вероятно, связано с процессами дегидратации и катионного обмена в решетке КЛТ. Относительная концентрация цезия, равная 0,8 для модельного раствора ЖРО, была достигнута после 5 суток.

Значение относительной концентрации цезия  $A_{изм.}/A_{исх.}$ , равное 0,8-0,9, достигнуто во всех экспериментах в течение 17 суток. Для грунтовой воды: 35 ч. для раствора 1 и 105 ч. для раствора 2.

После завершения исследования динамики процесса сорбции на КЛТ пробы насыщенного сорбента были подвергнуты гамма-спектрометрическому анализу. Результаты приведены в таблице 1.

Таблица 1 – Удельная активность насыщенных образцов КЛТ после сорбции ( $^{137}\text{Cs}$ )

№	Наименование объекта испытаний	Удельная активность пробы после сорбции ( $A_{изм.}$ ), Бк/кг
1	Насыщенный образец КЛТ после сорбции грунтовой воды (скважина 25)	1,05E+07
2	Насыщенный образец КЛТ после сорбции модельного раствора ЖРО 1:100	5,57E+07
3	Насыщенный образец КЛТ после сорбции модельного раствора ЖРО 1:10	3,27E+10

Полученные данные свидетельствуют о зависимости ёмкости сорбента от активности пропускаемого раствора. Связано это с достижением динамического равновесия системы сорбент – раствор. Так, видно, что ёмкость КЛТ достигает почти 1 Ки на килограмм сорбента при сорбции из высокоактивных растворов.

*Проведение опытно-промышленных испытаний КЛТ – реактивного материала геохимического барьера*

Для проведения опытно-промышленных испытаний КЛТ была выбрана скважина №25 с повышенным уровнем содержания радионуклидов (Cs-137).

В данную скважину было помещено специальное погружное устройство, представляющее собой перфорированный отрезок пластиковой трубы (рис. 6). В качестве реактивного материала в данном устройстве использовался природный КЛТ с размерами зерна 1,25 мм.

Испытания КЛТ продолжались в течение 4 месяцев после установки. Отбор проб воды производился еженедельно, причём для исключения застоявания один раз в неделю, при отборе проб, производилось перемешивание воды в скважине путём подъёма погружного устройства на поверхность воды и опускания его обратно. Отбиралось две пробы воды: первая – до перемешивания, вторая – после перемешивания.

После отбора пробы грунтовой воды подвергались гамма-спектрометрическому анализу для определения концентрации цезия-137. Результаты данного анализа представлены в таблице 2.



Рисунок 6 – Погружное устройство и сорбент после сорбции

Таблица 2 – Удельная активность грунтовой воды из скважины 25

Дата	№	Цезий-137, Бк/кг		
		1*	2**	Среднее
02.02.15	1 до установки	36770		36770
09.02.15	2	13958		13958
16.02.15	3	21047		21047
23.02.15	4	18445		18445
02.03.15	5	25444	24624	25034
10.03.15	6	46780	46390	46585
16.03.15	7	30167	26846	28507
26.03.15	8	29526	25919	27723
30.03.15	9	25058	27380	26219
06.04.15	10	20665	20356	20511
13.04.15	11	16343	16274	16309
20.04.15	12	19691	19213	19452
27.04.15	13	26267	25338	25803
04.05.15	14	24813	19454	22134
12.05.15	15	19353	15915	17634
18.05.15	16	10135	10129	10132

\* – активность проб до перемешивания; \*\* – активность проб после перемешивания.

После окончания эксперимента погружное устройство было извлечено из скважины, из объёма сорбента были взяты три пробы КЛТ (верхний слой, центральный слой и нижний слой). Пробы КЛТ были высушены

и подвергнуты гамма-спектрометрическому анализу для определения удельной активности и изотопного состава. Результаты гамма-спектрометрического анализа представлены в таблице 3.

**Таблица 3** – Удельная активность образцов сорбента с разных уровней погружного устройства

№	Наименование пробы	Удельная активность <sup>137</sup> Cs, Бк/кг
1	Верхняя часть (наружная поверхность)	5,21E+6
2	Верхняя часть (общая)	3,886E+5
3	Средняя часть	5,569E+5
4	Нижняя часть (нижняя поверхность)	1,574E+6
5	Нижняя часть (общая)	8,23E+5
6	Объединённая проба	1,178E+6

### Заключения и выводы

Полученные результаты свидетельствуют, что природный клиноптилолит Чанканайского месторождения Казахстана обладает эффективной сорбционной способностью в отношении искусственных радионуклидов, в частности

Cs-137. Данный тип сорбента может быть использован в качестве реактивного материала для создания геохимического барьера на территории ТОО «МАЭК-Казатомпром» как наиболее оптимальный вариант для предотвращения распространения искусственных радионуклидов в окружающую среду.

### Литература

- 1 Глазунова И.В., Мартыненко Н.П. Комплексный сорбент для очистки стоков от нефтепродуктов и тяжелых металлов//Агрохимический вестник. – 2001. – № 4. – Р.38-39.
- 2 Khamizov R.Kh., Novitsky E.G. Water and Waste Water Treatment / Knowledge Base for Sustainable Development //An Insight into the Encyclopedia of Life Support Systems, V.I-III, EOLSS. – Publ. Co. Ltd, Oxford, UK. – 2002. – V.III. – Chapter 8. – P. 305-325.
- 3 Гончарук В.В., Соболев Н.М., Носонович А.А. Физико-химические аспекты проблемы загрязнения почв и гидросферы тяжелыми металлами// Химия в интересах устойчивого развития. – 2003. – Т. 11, № 6. – С. 795-809.
- 4 Ергожин Е.Е., Акимбаева А.М. Органоминеральные сорбенты и полифункциональные системы на основе природного алюмосиликатного и угольно-минерального сырья. – Алматы, 2007. – 376 с.

### References

- 1 I.V. Glasunova, N.P. Martinenko, Agrochemicalbulletin, – N 4, 38-40, (2001) (in russ).
- 2 R.Kh. Khamizov, E.G. Novitsky, Water and Waste Water Treatment, Knowledge Base for Sustainable Development. An Insight into the Encyclopedia of Life Support Systems, V.I-III, EOLSS Publ. Co. Ltd, Oxford, UK, V.III, 8, 305-325, (2002).
- 3 V.V. Goncharuk, N.M. Sobolev, A.A. Nosonovich, Himija v interesahustojchivogorazvitija, 11(6), 795-809, (2003) (in russ).
- 4 E.E. Ergozhin, A.M. Akimbaeva Organomineral'nyesorbenty i polifunkcional'nye sistemy na osnove prirodnogo aljmosilikatnogo i ugol'no-mineral'nogosyr'ja, Almaty, 376, (2007) (in russ).



Әбілдаев Ә.Х., Смадиева П.А.,  
Шинбулатов С.К.

**Жұқа полимер қабықшалардың  
ішкі құрылымын  
альфа-спектрометриялық  
әдістің көмегімен зерттеу**

Жұмыста полимерлерді дайындау технологиясы жөнінде ғылыми ақпарат бере отырып, олардың ішкі құрылымын зерттеуге арналған дәстүрлі әдістерге сараптама жасай келіп, кейіннен пайда болған альфа-спектрометриялық әдіс туралы айтылады. Сол әдістің көмегімен, екі түрлі технологиямен дайындалған (төменгі қысымда, жоғарғы қысымда) полиэтилен қабықшалардың ішкі құрылысы зерттелген.

Поляризациялық микроскоптың, рентген-дифракциялық және электрондық микроскоп әдістерінің полимер қабыршақтарды зерттеу кезіндегі ұтымды жақтары мен осал жерлері көрсетілген. Авторлар рентген-дифракциялық әдіс пен электрондық микроскоп әдістерін қолданбай, тек поляризациялық микроскоп пен альфа-спектрометр арқылы алған тәжірибелік нәтижелерді келтірген. Бұл нәтижелер басқа нәтижелермен салыстырылып, сараптама жасалынған. Тәжірибеде алынған нәтижелер ғылыми тұрғыдан бұл жұмысты әрі қарай жалғастыра беру керек деген қорытындыға саяды.

**Түйін сөздер:** полимер, кристалдық дәреже, альфа-спектрометр, энергетикалық таралу.

Abildaev A.H., Smadiyeva P.A.,  
Shinbulatov S.K.

**Study of the internal structure of  
thin polymer skins with alpha-  
spectrometric method**

In the article given scientific information on the preparation of polymer technology, the analysis of traditional methods to study their internal structure, and then referred to later appears alpha-spectrometric method. Using these methods, we studied the internal structure of polyethylene membranes prepared by two techniques (in low pressure, high pressure).

Display in gwinning and weaknesses of each method-polarizing microscope, X-ray diffraction and electron microcopy techniques to study the internal structure of thin polymer skins is logical to give them up. The article gives the experimental results obtained on a polarizing microscope and alpha spectrometer. The results are compared with other results. As a result, the decision to continue the investigation.

**Key words:** polymer, the degree of crystal linity, alpha-spectrometer, the energy distribution.

Абильдаев А.Х., Смадиева П.А.,  
Шинбулатов С.К.

**Исследование внутренних  
структур тонких полимерных  
пленок альфа-  
спектрометрическим методом**

В работе дается научная информация о подготовке технологии полимеров, проводится анализ традиционных методов для изучения их внутренней структуры, а затем, говорится о позже появившемся альфа-спектрометрическом методе. С помощью этих методов исследован внутренняя структура полиэтиленовых оболочек подготовленные двумя технологиями (в низком давлении, в высоком давлении).

Показано выигрышные и слабые стороны каждого из методов – поляризационного микроскопа, рентген-дифракционного и электронно-микроскопического методов для исследования внутренней структуры именно тонких полимерных пленок, логично отказались от них. В работе приводятся экспериментальные результаты полученные на поляризационном микроскопе и на альфа-спектрометре. Полученные результаты сравниваются с другими результатами. В итоге принимается решение продолжить исследования.

**Ключевые слова:** полимер, степень кристалличности, альфа-спектрометр, энергетическое распределение.



**ЖҰҚА ПОЛИМЕР  
ҚАБЫҚШАЛАРДЫҢ  
ІШКІ ҚҰРЫЛЫМЫН  
АЛЬФА-  
СПЕКТРОМЕТРИЯЛЫҚ  
ӘДІСТІҢ КӨМЕГІМЕН  
ЗЕРТТЕУ**

**Кіріспе**

Полимер қабықшалардың ішкі құрылымы оларды дайындау технологиясына байланысты алуан түрлі болып келеді. Ал полимерлерді дайындау технологиясы үлкен-үлкен екі топқа бөлінеді. Бірінші топқа төменгі қысымда дайындау әдісі жатады. Бұл әдіспен дайындалған қабықшалардың ішінде ойдым-ойдым кристал құрылымдары көп болады. Екінші топқа жоғары қысымда дайындау технологиясы жатады. Бұл технологиямен дайындалған қабықшалар негізінен изотропты бірыңғай құрылым болып шығады. Соңғы әдіспен дайындалған қабықшаларда элементар кристалдық ұяшықтар ғана болады да, ол ұяшықтардың реттеліп орналасуы алысқа созылмайды, яғни бұл жерде монокристалдық құрылым өте аз мөлшерде кездеседі. Полимерлердің тегі СН тобынан тұратын ұзын молекулалар болғандықтан (молекуланың ұзындығы кейбір полимерлерде бірнеше миллиметрге дейін созылады) олардың қасиеттері ішкі кристалдану дәрежесіне тікелей тәуелді болады. Төменгі қысымда дайындалған полимер қабықшалардың механикалық төзімділігі өте төмен болады. Бұл қабықшалар тез жыртылады. Күн сәулесінің әсерінен ұсақ кристалдарға бөлініп өздігінен ыдырап кетеді. Сондықтан оларды қысқа уақытқа пайдаланатын өндірістерде қолданады. (Мысалы ауыл шаруашылығында жылы жайларды жабуға, күнделікті жұмыс жағдайында бір рет қана қолданатын кездерде). Себебі қолданылғаннан кейін олардың тез ыдырап, жоғалып кеткені керек. Егер жылы жайларды жапқан қабықшалар бір ауқымда пайдаланылғаннан кейін өзінен өзі ыдырап кетпесе, ол қоршаған ортаны ластап, айналасындағы топырақтың шаруашылыққа қажеттілігін азайтады, тіпті жылдап шашылған қабықшалар бүтін алқапты істен шығарып тастауы да мүмкін. Міне сондықтан жоғарыда аталған шаруашылықта қолданылатын полимер қабықшаларды пайдаланбас бұрын олардың қандай технологиямен дайындалғанын білу бұл шаруашылықтың қожаларына өте қажет-ақ.

Ал жоғарғы қысымда дайындалған полимерлердің кристалдық қасиеттері бір ұяшықтан әрі созылмайтын болғандықтан, олар изотропты болады, яғни олардың механикалық, жылу

өткізгіштік, оптикалық қасиеттері барлық бағытта бірдей. Сондықтан бұл ұяшықтар өзара күшті байланыста болады да, өздігінен ыдырамайды. Бұл полимерлер ғылымда, техникада, әсіресе космостық аппаратуралардың электр жүйелеріндегі жапсарлардың электр өткізгіштік қасиеттерін сыртқы кездейсоқ контакталардан қорғау үшін және бір жапсар мен оған жақын орналасқан екінші жапсардың арасындағы диэлектрлік қасиеттерін сақтау үшін олардың сыртынан құйылған полимер қабықшалар ыдырамайтын, күн сәулесіне, температураның өте үлкен мөлшерде күрт өзгеруіне төзімді болғаны керек. Бұл жағдайда, әрине, жоғары қысымдағы технологиямен дайындалған полимердің артықшылығы күмән туғызбайды. Бұл айтылғанның бәрі, жалпы алғанда, ғылымда белгілі дүниелер. Ендігі мәселе пайдалануға дайын полимер қабықшалар қаншалықты стандартқа сәйкес екенін анықтау және оларды тікелей қолдану алдында жолдама беру үшін қандай сараптамалардан өткізген жөн? Ол сараптамаларды іске асыру әдістері қандай?

### Полимер қабықшалардың ішкі құрылымын анықтайтын әдістер

*а) Поляризациялық микроскоптың көмегімен зерттеу әдісі.* Оптикалық поляризациялық микроскопта қабықшаны тесіп өтіп шыққан ақ жарықтың түсіне қарап қабықшаның ішкі құрылымы туралы едәуір ақпарат алуға болады. Егер қабықшаның ішінде монокристал болса және оның реттелген ұзындығы қабықшаның қалыңдығындай немесе соған өте жақын болса, онда жарық толқындары кристал торларында дифракцияға ұшырап, қабықшадан өтіп шыққан жарық түрлі түске боялады. Егер қабықшаның денесінде монокристал мүлдем жоқ немесе оның реттелген ұзындығы қабықшаның қалыңдығынан анағұрлым кіші болса, онда қабықшаға түскен ақ жарық түгел жұтылып, қабықшадан жарық өтпей микроскопта қараңғылық байқалады. Микроскоптың көру бетіндегі жарықталған бөліктің ауданының қараңғы бөліктің ауданына қатынасы қабыршақтағы монокристал бөліктің изотропты (аморфты) бөлігіне қатынасын береді. Осылайша дайын қабықшаның ішіндегі кристалданған бөлігінің үлесін табуға болады;

*ә) Рентген-дифракциялық әдіс.* Полимер қабықшадан рентген сәулелерін өткізсек, оның ішіндегі монокристалдардан өткен рентген сәулесі дифракцияланып, қабықшаны қоршап тұрған рентген пленкасында кәдім-

гі дифракциялық сурет пайда болады. Суретті арнайы әдіспен өңдеу нәтижесінде біздің зерттеп отырған қабықшамыздың ішіндегі кристалданған бөлігінің үлесін ғана біліп қоймай, ол кристалдардың барлық параметрлерін анықтап шығуға болады (сингониясын, класын, тобын, Бравэ торының барлық индекстерін:  $a, b, c, \alpha, \beta, \gamma$  т.с.с.). Бұл әдістің қиын жері рентген пленкасындағы алынған дифракциялық суретті өңдеп, одан дұрыс және дәл ақпарат алу болып табылады. Полимер қабықшалардың денесінде әртүрлі сингониялы кристалдар пайда болатындықтан тәжірибеден алынған дифракциялық суретті өңдеу үлкен қиындықтарға тап болады. Көпшілік жағдайда тіпті сараптау мүмкін болмайды;

*б) Электрондық микроскоп әдісі.* Бұл әдісте үдетілген электрондармен, шамамен бірнеше кэВ, нысананы соққанда пайда болатын дифракциялық суреттің түріне қарап нысананың ішіндегі атомдардың қаншалықты реттеліп орналасқандығы туралы мәлімет пайдаланылады. Полимер қабықшаларды зерттеу үшін бұл әдіс сирек қолданылады. Себебі қауқарлығы жоғары электрон шоғы жұқа полимер қабықшасын тез балқытып жібереді. Ал электрондар ағынының қауқарлығын төмендетсек онда сурет көрінбей қалады. Электрондық микроскоп балку температурасы жоғары материалдардың кристалдық құрылымын, морфологиясын зерттеуге кең қолданылып жүр.

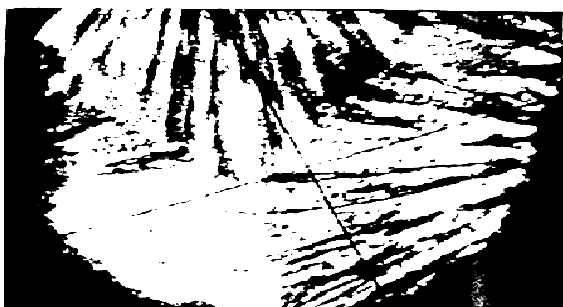
*в) Альфа-спектрометриялық әдіс.* Бұл әдіс алғаш рет 1980 жылы ұсынылды [1]. Альфа бөлшектердің заттан өткендегі энергиясының ортаның атомдарын ионизациялауға кететін шығынының теориясын Л.Д. Ландау 1944 жылы жарыққа шығарған [2]. Бұл теория бойынша белгілі қалыңдықтағы ортадан өтіп шыққан альфа бөлшектің энергетикалық таралуының ең ықтималдық мәні ешбір ортадан өтпей, тікелей детекторға келіп түскен бөлшектердің энергетикалық таралуының ықтималдық мәніне қарағанда энергияның аз жағына қарай ығысып түседі. Ортаның қалыңдығы артқан сайын ығысудың мәні де көбейеді. Оған қоса энергетикалық таралудың пішіні өзгереді. Альфа бөлшектердің энергиясының ең ықтималдық мәнінің айналасындағы ауытқу амплитудасы артады. Басқаша айтқанда альфа бөлшектердің энергетикалық таралуы энергетикалық осьтің бойымен едәуір кеңейіп түседі. Ығысу мөлшері артқан сайын кеңейу мөлшері де артады. Қабықшаның ішкі құрылымы біркелкі изотропты болса және қалыңдығы бет бойынша тұрақты

болса, онда таралу да ойқыш-ойқышы жоқ, бұдырсыз болады.

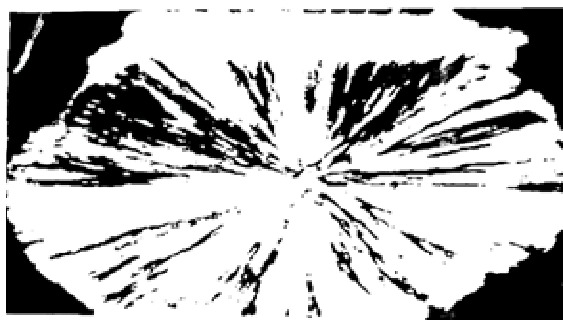
### Жүргізілген тәжірибелер және олардың нәтижелері

Біз фармацевтикада дәрілерді орауға арналған полимер қабықшаларын және тұрмыс қажетіне арналған полимерлерді (полиэтилен) зерттедік. Олардың поляризациялық микроскоптағы жалпы көрінісі 1 және 2 суреттерде келтірілген.

Осы қабықшалармен арнайы дискіге қондырылған  $^{94}\text{Pu}^{239}$  изотопының беті жабылған жағдайда альфа бөлшектердің қабықшалардан өткеннен кейінгі энергетикалық спектрлері сәйкесінше 3 және 4 суреттерде келтірілген.

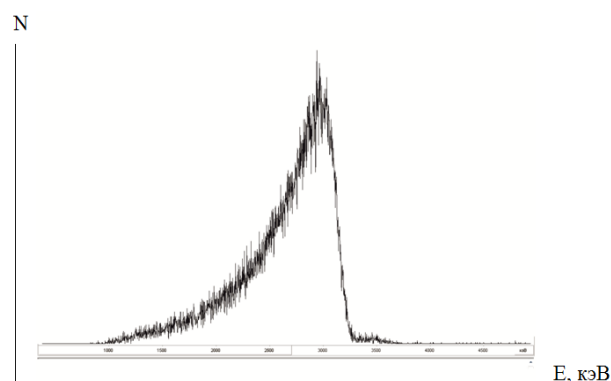


1-сурет – Дәрілерді орауға арналған полимердің поляризациялық микроскоптағы көрінісі

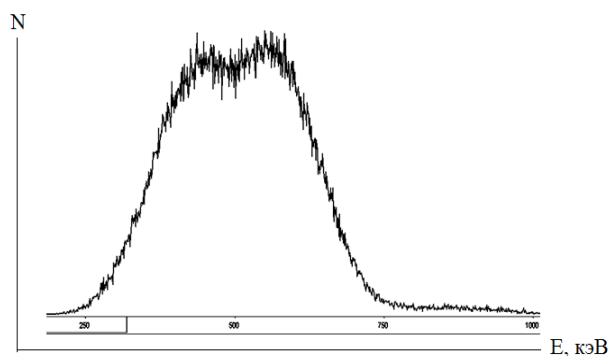


2-сурет – Тұрмыс қажетіне арналған полимердің поляризациялық микроскоптағы көрінісі

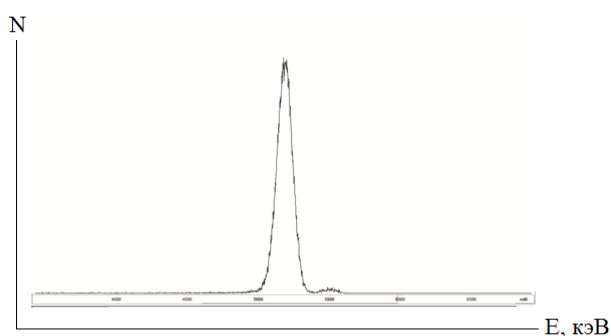
Бесінші суретте  $^{94}\text{Pu}^{239}$  изотопы көзінің беті ешқандай қабықшамен жабылмаған кездегі энергиясы 5,15 МэВ альфа бөлшектерінің энергетикалық спектрі келтірілген



3-сурет – Фармацевтикалық қабықшалармен  $^{94}\text{Pu}^{239}$  изотопының беті жабылған жағдайда альфа бөлшектердің қабықшалардан өткеннен кейінгі энергетикалық спектрлері



4-сурет – Тұрмыста қолданылатын қабықшалармен  $^{94}\text{Pu}^{239}$  изотопының беті жабылған жағдайда альфа бөлшектердің қабықшалардан өткеннен кейінгі энергетикалық спектрлері



5-сурет –  $^{94}\text{Pu}^{239}$  изотопы көзінің беті ешқандай қабықшамен жабылмаған кездегі альфа бөлшектерінің энергетикалық спектрі

Суреттерден көрініп тұрғандай фармацевтикада қолданылатын полиэтилен қабықшаларындағы кристалдардың үлесі тұрмыс қажетіне арналған полиэтилен қабықшалардағы

кристалдарға қарағанда анағұрлым аз болып шықты. Біздің алған нәтижелеріміз бұл бағытта бұрын жүргізілген [3, 4] тәжірибелік нәтижелерді растай түседі.

#### Әдебиеттер

- 1 Абилдаев А.Х. Об одном методе определения степени кристалличности тонких полимерных пленок //Заводская лаборатория. – М., 1981. – С. 267.
- 2 Ландау Л.Д. О потерях энергии быстрыми частицами на ионизацию. Собрание трудов. – М.: Наука, 1969. – Т. 1. – 482 с.
- 3 Әбілдаев Ә.Х., Ермағанбетова С.Д. Альфа-спектрометрдің көмегімен жұқа полимер ұлпалардың кристалдық деңгейін анықтау // ҚазҰУ Хабаршысы, физика сериясы.– 2010. – № 1 (32). – Б. 80-84.
- 4 Әбілдаев Ә.Х., Ермағанбетова С.Д., Әлимов Д. Альфа бөлшектердің тәжірибеден алынған энергетикалық спектрін қарапайым құраушыларға жіктеу // ҚазҰУ Хабаршысы, физика сериясы. – 2010. – № 1(32). – Б. 85-89.

#### References

- 1 A.H. Abildaev, Zavodskaja laboratoria, 1981, 267. (inruss).
- 2 L.D. Landau, O poteriah yenerгии bystryimi chastitsami na yionizatsiu, Sobranie trudov, M: Nauka, tom 1, 1969, 482. (in russ)
- 3 Abildaev A.H., Ermaganbetova S.D., KazNU Bulletin, Physics series, 1(32), 80-84, (2010) (in kaz).
- 4 Abildaev A.H., Ermaganbetova S.D., KazNU Bulletin, Physics series, 1(32), 85-89, (2010) (in kaz).



Мамыкенов Д.Т., Темірәлиев Т.

**Энергиялары 22,4 ГэВ/с және 32 ГэВ/с -тағы серпімсіз антипротон-протондық әрекеттесулеріндегі ұжымдық айнымалыларды зерттеу**

Бұл жұмыста импульстері 22,4 ГэВ/с және 32 ГэВ/с антипротон-протондық әрекеттесулердегі ұжымдық айнымалар арасындағы тәуелдік зерттеледі. Әрекеттесу жиындықтың аннигиляциялық және аннигиляциялық емес арналарындағы адрондардың ағындылығын сипаттайтын 3 тобы үшін сферисити шамалары мен үлестік серпімсіздік коэффициентінің мәндері есептелініп, олардың тәуелділік графиктері тұрғызылған. Графиктерге талдау жасалып, сферисити мен үлестік серпімсіздік коэффициенті арасындағы тәуелділік анықталған.

Үлестік серпімсіздік коэффициентінің таралуы аннигиляциялық емес әрекеттесулерде  $K_{\pi^{\pm}} > 0.5$  аймағында, ал аннигиляциялық әрекеттесулерде  $K_{\pi^{\pm}} < 0.5$  аймағында шоғырланатыны анықталған. Әрекеттесулерде көбінесе сфериситидің үлкен мәндері тек үлестік серпімсіздік коэффициентінің үлкен мәндерінде байқалатыны және S сферисити таралуы мен максимумы сфериситидің жоғары мәндерінде қарай ығысады, сонымен қатар пайда болатын мезондар саны артқан сайын сферисити таралуы симметриялана түсетіні көрсетілген.

**Түйін сөздер:** Оқиға сферисити, үлестік серпімсіздік коэффициенті, ұжымдық айнымалылар.

Mamykenov D.T., Temiraliev T.

**Investigation of collective variables in inelastic antiproton-proton interaction at 22.4 GeV/c and 32 GeV/c energies**

In article, we investigate the collective variables in the antiproton-proton interactions at a momentum of 22.4 GeV/c and 32 GeV/c. The value of the partial inelastic coefficient and sphericity, which describe hadrons jet, are calculated and graphs of their dependence build up for 3 groups in the multiplicity of annihilation and non-annihilation channels. We analyzed graphs, and obtained correlation between sphericity and partial inelastic coefficient.

It was determined that the distribution of the partial inelastic coefficients in non-annihilation channel concentrated in area  $K_{\pi^{\pm}} > 0.5$ , whereas in the annihilation channel concentrated in area  $K_{\pi^{\pm}} < 0.5$ . It is shown that the larger values of sphericity observed at large partial inelastic coefficient, and the maximum of distributions sphericity and the distribution itself are shifted towards higher values of S. Also the distribution of sphericity becomes symmetrical when produced particles number is increasing.

**Key words:** Sphericity events, partial inelastic coefficient, collective variables

Мамыкенов Д.Т., Темирәлиев Т.

**Исследования коллективных переменных в неупругих антипротон-протонных взаимодействиях при энергиях 22,4 ГэВ/с и 32 ГэВ/с**

В работе исследуются коллективные переменные в антипротон-протонных взаимодействиях при импульсах 22,4 ГэВ/с и 32 ГэВ/с. Вычисляются значения парциального коэффициента неупругости и сферисити, описывающие струйность адронов и построены графики их зависимостей для 3-х групп множественности в аннигиляционных и неаннигиляционных каналах. Проведен анализ графиков и получена корреляция между сферисити и парциальным коэффициентом неупругости.

Было определено, что распределение парциального коэффициента неупругости в неаннигиляционном канале концентрировано в области  $K_{\pi^{\pm}} > 0.5$ , тогда как в аннигиляционном канале в области  $K_{\pi^{\pm}} < 0.5$ . Показано, что преимущественно большие значения сферисити наблюдаются при больших значениях  $K_{\pi^{\pm}}$ , причем максимум распределений и само распределение смещаются в сторону больших значений S, при этом распределение сферисити становится симметричным с ростом числа рожденных частиц.

**Ключевые слова:** Сферисити событий, парциальный коэффициент неупругости, коллективные переменные.



**ЭНЕРГИЯЛАРЫ  
22,4 ГЭВ/С ЖӘНЕ  
32 ГЭВ/С -ТАҒЫ  
СЕРПІМСІЗ  
АНТИПРОТОН-  
ПРОТОНДЫҚ  
ӘРЕКЕТТЕСУЛЕРІНДЕГІ  
ҰЖЫМДЫҚ  
АЙНЫМАЛЫЛАРДЫ  
ЗЕРТТЕУ**

**Кіріспе**

Заманауи көзқараста адрондардың қорытынды күйі кварктық бөлшектердің адрондалу нәтижесінде байқалады. Антипротон– протондық жүйеге жататын ( $uud$ ) құрылымдық кварктардың және ( $\bar{u}\bar{u}\bar{d}$ ) антикварктардың адрондалуы келесі жолдармен: аннигиляциялық емес  $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}n(\pi^+\pi^-)x^0$  құбылысында валентті кварктар сақталады немесе қайта зарядталу  $\bar{p}p \rightarrow \bar{n}n(\pi^+\pi^-)x^0$  реакциясында  $u(\bar{u})$  кварктардың біреуі  $d(\bar{d})$  кваркіне ауысады, ал аннигиляциялық  $\bar{p}p \rightarrow m(\pi^+\pi^-)x^0$  реакциясында валентті кварктар соқтығысу кезінде аннигиляцияға ұшырайды. Осы мақсатта импульстері 22,4 ГэВ/с және 32 ГэВ /с-тағы антипротон-протондық әрекеттесулердің әртүрлі арналары үшін мезондардың сфериситі мен үлестік серпімсіздік коэффициенті арасындағы тәуелділігіне талдау жасалады. Реакция нәтижесінде пайда болатын мезондар санының бірдей көлемінде сфериситінің  $S$  таралуы мен оның орташа мәндерін салыстырғанда, антипротон-протондық әрекеттесулердің аннигиляциялық арналарына қарағанда аннигиляциялық емес арналарында сфериситінің орташа мәні жоғарылау болып келетіні анықталған.

**Зерттеу әдістемесі**

Антипротон-протон әрекеттесулерінің әртүрлі арналарындағы ұжымдық айнымалылар  $S$  сфериситі мен  $K_{\pi^\pm}$  үлестік серпімсіздік коэффициенті арасындағы тәуелділікті табу, көптеген процестердің динамикасын анықтауда белгілі бір қызығушылық тудырады.

Импульстік кеңістіктегі жекешеленген әрекеттесулерде бөлшектердің таралуы сфериситімен сипатталады.

$$S = \frac{3}{2} \min \sum_{i=1}^{n_{\pi^\pm}} p_{\perp i}^2 / \sum_i \bar{p}^2.$$

Ал  $\pi^\pm$  – мезондардың үлестік серпімсіздік коэффициенті

$$K_{\pi^\pm} = \frac{\sum_{i=1}^{n_{\pi^\pm}} E_{\pi^\pm i}}{E_0},$$

өрнегімен анықталады. Мұндағы  $p^2, p_{\perp}^2, n_{\pi^+}, E_{\pi^+}$  және  $E_0$  сәйкесінше импульс квадраты, көлденең импульс квадраты, мезондар саны, мезондардың энергиялары мен массалар центрі жүйесіндегі әрекеттесудің толық энергиясы.

Жұмыста жасалған әдістеме бойынша серпімсіз әрекеттесудің келесі арналары таңдалған:

$$\bar{p}p \rightarrow m(\pi^+\pi^-)x^0 \quad (1)$$

$$\bar{p}p \rightarrow \bar{n}nm(\pi^+\pi^-)x^0 \quad (2)$$

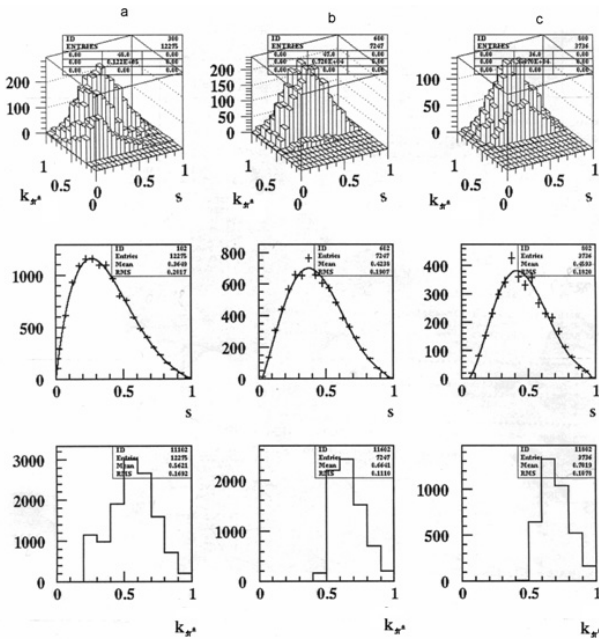
$$\bar{p}p \rightarrow \bar{p}pm(\pi^+\pi^-)x^0 \quad (3)$$

$$\bar{p}p \rightarrow \bar{n}p\pi^+m(\pi^+\pi^-)x^0 \quad (4)$$

$$\bar{p}p \rightarrow \bar{n}p\pi^-m(\pi^+\pi^-)x^0 \quad (5)$$

мұндағы  $m$  – зарядталған ( $\pi^+\pi^-$ ) қосақтарының саны және  $x^0$  – зарядталмаған бөлшектер үлесі.

1-суретте сферисити мен үлестік серпімсіздік коэффициенті арасындағы тәуелділіктер, сонымен қатар  $n \geq 2$  (сурет-1a),  $n \geq 6$  (сурет-1b) және  $n \geq 8$  (сурет-1c) жиындарына сәйкес үш топтағы  $\bar{p}p \rightarrow m(\pi^+\pi^-)x^0$  аннигиляциялық арнасына жататын айнымалы сферисити мен үлестік серпімсіздік коэффициентінің таралулары көрсетілген.



1-сурет – Аннигиляциялық антипротон – протондық  $\bar{p}p \rightarrow m(\pi^+\pi^-)x^0$  реакциясындағы S оқиға сфериситиінің  $K_{\pi^\pm}$  үлестік серпімсіздік коэффициентке тәуелдігі

Жоғарыда қарастырылған барлық үш топтағы әрекеттесулерде сферисити мен үлестік серпімсіздік коэффициенті арасындағы тәуелділіктің қатаң заңдылығы анықталмады, бірақ сфериситиінің үлкен мәндері көбінесе үлестік серпімсіздік коэффициентінің үлкен мәндерінде байқалады. Сферисити таралуы мен максимумы сфериситидің жоғары мәндеріне қарай ығысады, сонымен қатар пайда болатын бөлшектер саны артқан сайын сферисити таралуы симметриялана түседі. 1-суретте бейнеленген  $n \geq 2, n \geq 6$  және  $n \geq 8$  топтарына арналған тәуелділік қисықтары бесінші дәрежелік полиномды жуықтау арқылы алынған.

Үлестік серпімсіздік коэффициенті  $K_{\pi^\pm}$  шамасы негізінен  $K_{\pi^\pm} > 0.5$  аймағында шоғырланады, ал  $K_{\pi^\pm}$  таралуы соңында пайда болған бөлшектер санының артуымен жоғарғы мәндеріне қарай ығысады. Зарядталған мезондардың саны, үлестік серпімсіздік коэффициентінің  $\langle \hat{E}_{\pi^\pm} \rangle$ , оқиға сфериситиінің  $\langle S \rangle$  орташа мәндері, өңделген N оқиғалардың санының  $\sigma_S^2, \sigma_K^2$  дисперсиясы және  $n$  жиындық 1-кестеде келтірілген.

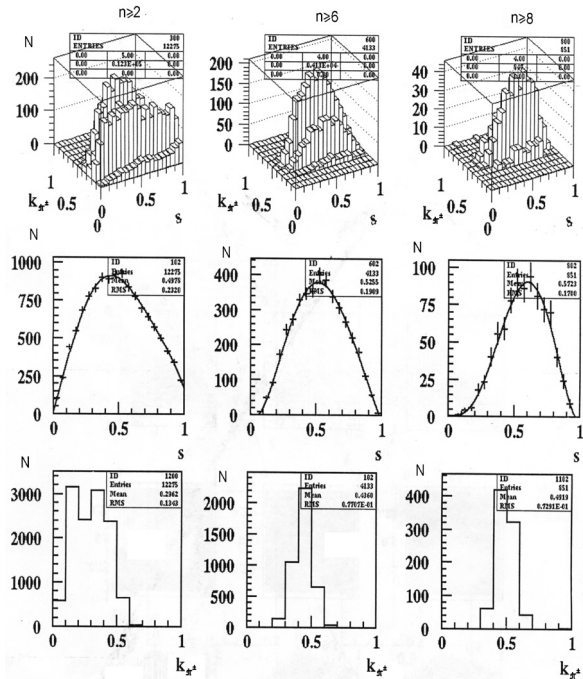
2-суретте протон мен антипротонның нейтрон мен антинейтронға қайта зарядтау реакциясы үшін 1-суретке ұқсас графиктер көрсетілген. Серпімсіз антипротон-протондық әрекеттесуінің бұл арнасының қызығушылық тудыру себебі кейбір жиындарда реакция нәтижесіндегі зарядталған мезондардың саны антипротон-протонның аннигиляциялық арнасымен бірдей.

Ұжымдық айнымалылар сферисити мен үлестік серпімсіздік коэффициенті арасында тікелей байланыс байқалмайды, бірақ та келесі заңдылық орындалады: сфериситиінің үлкен мәндері көбінесе  $K_{\pi^\pm}$  үлестік серпімсіздіктің үлкен мәндерінде ғана анықталады. Жиындылықтың өсуімен қайта зарядтау  $\bar{p}p \rightarrow m(\pi^+\pi^-)x^0$  реакциясындағы S оқиға сфериситиі және  $K_{\pi^\pm}$  үлестік серпімсіздік коэффициенті айнымалыларының өзгерісінің сипаты антипротон-протондық аннигиляция реакциясымен сәйкес (1-кесте), бірақ реакция нәтижесінде мезондардың ұшып шығуы аннигиляция реакциясына қарағанда сфералық болып табылады. Мезондардың сферисити таралуы бесінші дәрежелі полиноммен жақсы сипатталады.

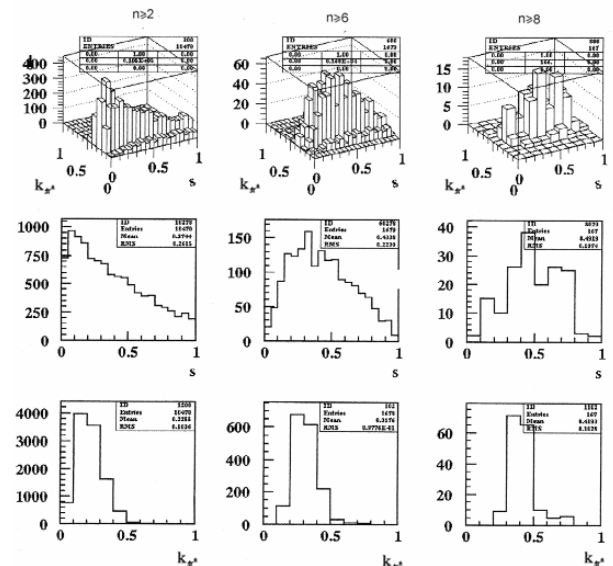
$\bar{p}p \rightarrow \bar{p}pm(\pi^+\pi^-)x^0$  реакциясы үшін S оқиға сфериситиінің  $K_{\pi^\pm}$  үлестік серпімсіздік коэффициентке қатысты тәуелдігі және осы шамалардың дифференциалды таралуы 3-суретте келтірілген.

1-кесте – Зарядталған мезондардың саны, үлестік серпімсіздік коэффициентінің  $\langle \hat{E}_{\pi^\pm} \rangle$ , оқиға сфериситінің  $\langle S \rangle$  орташа мәндері, өңделген N оқиғалардың санының  $\sigma_S^2, \sigma_K^2$  дисперсиялары және n жиындық мәндері

Параметр \ Реакция	n	$n_{\pi^\pm}$	N	$\langle S \rangle$	$\sigma_S^2$	$\langle K_{\pi^\pm} \rangle$	$\sigma_K^2$
$\bar{p}p \rightarrow m(\pi^+ \pi^-)x^0$	$\geq 2$	$\geq 2$	12275	0.365±0.007	0.202	0.562±0.010	0.169
	$\geq 6$	$\geq 6$	7247	0.424±0.010	0.191	0.664±0.016	0.111
	$\geq 8$	$\geq 8$	3736	0.459±0.015	0.182	0.702±0.022	0.108
$\bar{p}p \rightarrow \bar{n}nm(\pi^+ \pi^-)x^0$	$\geq 2$	$\geq 2$	12434	0.497±0.009	0.232	0.295±0.005	0.134
	$\geq 6$	$\geq 6$	4133	0.526±0.016	0.191	0.436±0.014	0.077
	$\geq 8$	$\geq 8$	851	0.572±0.039	0.170	0.492±0.034	0.073
$\bar{p}p \rightarrow \bar{p}pm(\pi^+ \pi^-)x^0$	$\geq 4$	$\geq 2$	10470	0.374±0.008	0.262	0.226±0.004	0.104
	$\geq 6$	$\geq 4$	1679	0.434±0.022	0.224	0.318±0.016	0.098
	$\geq 8$	$\geq 6$	167	0.492±0.078	0.197	0.419±0.065	0.103
$\bar{p}p \rightarrow n\bar{p}\pi^+m(\pi^+ \pi^-)x^0$	$\geq 2$	$\geq 1$	13337	0.399±0.007	0.269	0.285±0.005	0.168
	$\geq 6$	$\geq 5$	4359	0.458±0.014	0.210	0.442±0.014	0.119
	$\geq 8$	$\geq 7$	891	0.486±0.032	0.192	0.523±0.035	0.112
$\bar{p}p \rightarrow \bar{n}p\pi^-m(\pi^+ \pi^-)x^0$	$\geq 2$	$\geq 1$	9641	0.405±0.008	0.268	0.260±0.005	0.168
	$\geq 6$	$\geq 5$	1736	0.411±0.020	0.192	0.449±0.021	0.126
	$\geq 8$	$\geq 7$	356	0.439±0.047	0.171	0.550±0.058	0.125



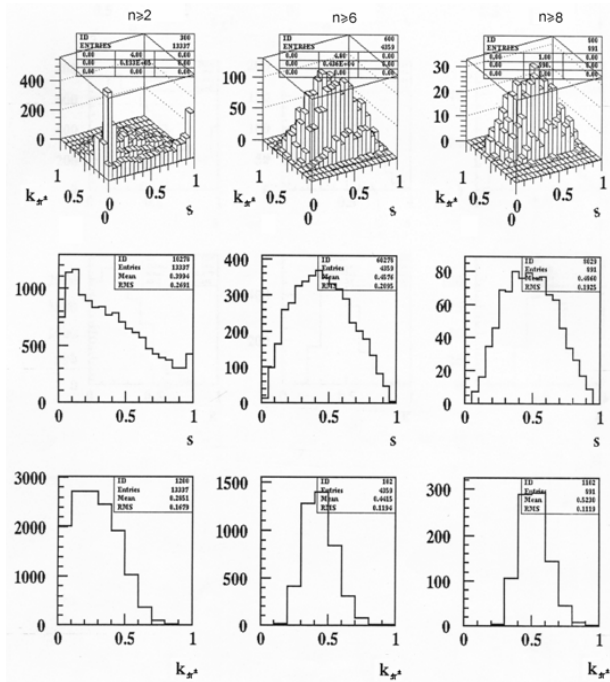
2-сурет – Қайта зарядтау  $\bar{p}p \rightarrow m(\pi^+ \pi^-)x^0$  реакциясындағы S сфериситінің  $K_{\pi^\pm}$  үлестік серпімсіздік коэффициентке қатысты тәуелдігі



3-сурет – импульсі 22,4 ГэВ/с-тағы  $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}pm(\pi^+ \pi^-)x^0$  реакциясындағы S оқиға сфериситінің  $K_{\pi^\pm}$  үлестік серпімсіздік коэффициентке қатысты тәуелдігі

Реакция нәтижесіндегі зарядталған мезондар саны бірдей болса да  $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p\pi(\pi^+\pi^-)x^0$  реакциясында оқиғалар сфериситінің таралуы мен  $\langle S \rangle$  орташа мәні протон және антипротонның қайта зарядтау реакциясының сәйкес таралуларынан өзгеше (кесте 1).

Үлестік серпімсіз таралу  $K_{\pi^\pm}$  (2) және (3) реакцияларында  $K_{\pi^\pm} > 0.5$  аймағында шоғырланған, ал аннигиляциялық антипротон-протондық реакцияда  $K_{\pi^\pm} < 0.5$  аймағында.

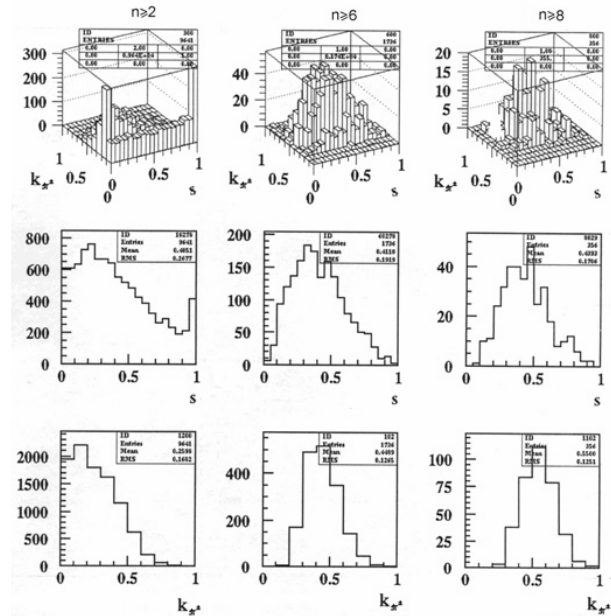


4-сурет – Тек протонды қайта зарядтау  $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p\pi^+\pi^-x^0$  реакциясындағы S оқиға сфериситінің  $K_{\pi^\pm}$  үлестік серпімсіздік коэффициентке қатысты тәуелдігі

4 және 5-ші суреттерде сәйкесінше  $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p\pi^+\pi^-x^0$  және  $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p\pi^-\pi^-x^0$  реакциялары үшін S оқиға сфериситінің  $K_{\pi^\pm}$  үлестік серпімсіздік коэффициентке тәуелдігі және осы шамалардың дифференциалды таралуы келтірілген.

Тек протонды  $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p\pi^+\pi^-x^0$  және тек антипротонды  $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p\pi^-\pi^-x^0$  қайта

зарядтау реакцияларының S оқиға сфериситі мен  $K_{\pi^\pm}$  үлестік серпімсіздік коэффициенті бойынша таралулары ұқсас.



5-сурет – Тек антипротонды  $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p\pi^-\pi^-x^0$  қайта зарядтау реакциясындағы S оқиға сфериситінің  $K_{\pi^\pm}$  үлестік серпімсіздік коэффициентке қатысты тәуелдігі

### Қорытынды

1. Оқиға сфериситінің  $K_{\pi^\pm}$  үлестік серпімсіздік коэффициентіне тәуелдігін талдау нәтижесі: сферисити шамасының үлкен мәндері көбінесе  $K_{\pi^\pm}$ -ның үлкен мәндерінде байқалады.

2. Нейтрон мен антинейтронға қайта зарядталу реакциясын аннигиляциялық реакциямен салыстырғанда, пайда болатын мезондардың ұшып шығуы сфералау болып келеді.

3. Аннигиляциялық емес  $\bar{p}p$  әрекеттесулеріндегі зарядталған мезондар үшін үлестік серпімсіздік коэффициентінің үлестірімі  $K_{\pi^\pm} < 0.5$  аймағында, ал аннигиляциялық арнадағы  $K_{\pi^\pm}$  үлестірімі  $K_{\pi^\pm} > 0.5$  аймағында шоғырланады.

Алынған нәтижелер «жұмсақ адронизация» құбылысын сипаттайтын теориялық моделдерді құру барысында маңызды рөл атқарады.

**Әдебиеттер**

- 1 Hanson G. et. al. Evidence for Jet Structure in Hadron Production by  $e^+e^-$  Annihilation // Phys. Rev. Lett. – 1975. – Vol 35. – P.1609-1612.
- 2 Мурзин В.С., Сарычева Л.И. Взаимодействия адронов высоких энергий. – М.: Наука, 1983. – 288 с.
- 3 Гришин В.Г., Диденко Л.А., Елисеев С.М., Канарек Т., Метревели З.В., Мурзин В.С. Анализ струйного поведения адронов  $\pi$ -с-взаимодействиях при импульсе 40 ГэВ/с // Ядерная физика. – 1983. – Т.37. – С.915-919.
- 4 Боос Э.Г., Темирәлиев Т. и др. Методика выделения событий  $pp$ -аннигиляции при импульсе 22,4 ГэВ/с // Известия НАН РК. Сер. физ.-мат. – 2000. – №2. – С.35-44.

**References**

- 1 G. Hanson et. al., Phys. Rev. Lett. 35, 1609, (1975).
- 2 V.S. Murzin, L.I. Sarysheva, *Interaction of higher energy adrons*, М.: Nauka, 1983, 288. (in russ).
- 3 V.G. Grichin, L.A. Didenko, S.M. Yeliseyev, T. Kanarek, Z.V. Metreveli, V.S. Murzin, Nuclear Physics, 37, 915, (1983) (in russ).
- 4 E.G. Boos, T. Temiraliev, News of National Academy of Sciences of Kazakhstan. Ser. Phys.-math., 2, 35, (2000) (in russ).





4-бөлім

**БЕЙСЫЗЫҚ ФИЗИКА ЖӘНЕ ЭЛЕКТРОНИКА.  
АСТРОФИЗИКА**

---

Раздел 4

**НЕЛИНЕЙНАЯ ФИЗИКА И ЭЛЕКТРОНИКА.  
АСТРОФИЗИКА**

---

Section 4

**NONLINEAR PHYSICS AND ELECTRONICS.  
ASTROPHYSICS**

Темирбаев А.А.,  
Иманбаева А.К., Карибаев Б.А.,  
Намазбаев Т.А., Капурнова С.Т.,  
Тлеубаева И.С.

### **Исследование планарных фрактальных антенн**

В работе рассмотрены вопросы разработки и моделирования широкополосной фрактальной антенны, предназначенной для работы в системах беспроводной связи и исследование их электродинамических характеристик программном пакете Ansoft HFSS. Нами были изучены планарные фрактальные антенны, построенные на основе трех видов фракталов: анизотропного фрактала Жанабаева, треугольника и ковра Серпинского. Полученные результаты показали, что фрактальные антенны в планарном исполнении являются конкурентноспособными и их можно применять в системах беспроводной связи. Результаты компьютерного моделирования анизотропной антенны демонстрируют, что при правильном подборе размеров и типа подложки данная антенна имеет свойства широкополосности и может быть использована в беспроводных технологиях Wi-Fi, GPS.

**Ключевые слова:** фрактальная антенна, беспроводная связь, анизотропная антенна, фрактал Серпинского, Ansoft HFSS, компьютерное моделирование.

---

Temirbayev A.A.,  
Imanbayeva A.K., Karibayev B.A.,  
Namazbayev T.A., Kapurnova S.T.,  
Tleubayeva I.S.

### **Investigation of planar fractal antennas**

The paper considers a development and modelling of wide-band fractal antenna intended for use in wireless communication systems and investigation of their electrodynamic characteristics in Ansoft HFSS software package. Planar antennas constructed on the basis of three types of fractals were investigated in this work: anisotropic fractal of Zhanabaev, Sierpinski's triangle and Sierpinski's carpet. Received results show that fractal antennas in planar execution proved to be competitive for application in systems of a wireless communication. Modelling results of anisotropic antenna presents that with proper selection of the size and the type of substrate this antenna shows properties of wide-bandness and can be used in wireless Wi-Fi, GPS technology.

**Key words:** fractal antenna, wireless communication, anisotropic antenna, Sierpinski's fractal, Ansoft HFSS, computer modelling.

---

Темирбаев Ә.Ә.,  
Иманбаева А.К., Карибаев Б.А.,  
Намазбаев Т.А., Капурнова С.Т.,  
Тлеубаева И.С.

### **Планарлық фракталдық антенналарды зерттеу**

Жұмыста сымсыз байланыс жүйелерінде қолдануға арналған кең жолақты фракталдық антенналарды құру мен моделдеу және Ansoft HFSS программалық пакетінде олардың электродинамикалық сипаттамаларын зерттеу мәселелері қарастырылады. Берілген жұмыста фракталдардың үш түрі негізінде құрылған планарлық антенналар зерттелді: Жанабаевтың анизотропты фракталы, Серпинский үшбұрышы және Серпинский кілемі. Алынған нәтижелер бойынша планарлық түрде жасалған фракталдық антенналар сымсыз байланыс жүйелерінде қолданылу үшін бәсекеге қабілетті екендіктерін көрсетті. Анизотропты антеннаны моделдеу нәтижелері өлшемдері мен түптөсем типін дұрыс таңдау кезінде берілген антенна кең жолақтық қасиеттер байқататындығын және Wi-Fi, GPS сымсыз технологияларында қолданыла алатындығын көрсетті.

**Түйін сөздер:** фракталдық антенна, сымсыз байланыс, анизотропты антенна, Серпинский фракталы, Ansoft HFSS, компьютерлік моделдеу.

**ИССЛЕДОВАНИЕ  
ПЛАНАРНЫХ  
ФРАКТАЛЬНЫХ  
АНТЕНН****Введение**

На сегодняшний день к основным проблемам беспроводной связи можно отнести передачу видеоданных, определение местоположения абонента, загрузку множества мобильных приложений, связанного с обслуживанием большого числа пользователей и др. Сейчас эти проблемы решаются в условиях ограничений на такие основные ресурсы, как спектр и мощность [1-3]. Поэтому всё чаще возникает потребность в организации системы связи в нескольких диапазонах частот. Расширение полосы частот обусловлено современными тенденциями в развитии радиотехники, телекоммуникации, радиолокации с целью повышения уровня помехозащищенности, скорости передачи информации и ёмкости радиосистем.

Практические данные из литературных источников показали, что использование фрактальной геометрии при проектировании антенных устройств позволяет создавать антенны, которые эффективно работают одновременно в нескольких диапазонах частот [2-4]. При этом в антенных решениях используются не подлинные фракталы, а лишь несколько первых их итерационных форм. В отличие от традиционных антенн, в основе теории синтеза фрактальных антенн лежит идея реализации характеристик излучения структур, повторяющихся на разных масштабах. Самоподобие фрактальных форм приводит к самоподобию излучающих характеристик. Свойство заполнения пространства увеличивает электрическую длину антенны и приводит к уменьшению размеров антенны. Однако, в настоящее время, теория фрактальных антенн развита не до конца, и в связи с этим возникает много трудностей при их разработке.

Для эффективной работы традиционных антенн размер антенны не должен быть меньше половины рабочей длины волны (в некоторых источниках, четверти рабочей длины волны). В противном случае, такая антенна становится неэффективной и ухудшаются их излучающие характеристики. Одним из решений для преодоления этих ограничений является использование фрактальных антенн [4-7]. Целью данной работы является исследование электродинамических свойств планарных

фрактальных антенн, построенных на основе трех видов фракталов: анизотропного фрактала Жанабаева, треугольника Серпинского и ковра Серпинского. Моделирование антенн проводилось в программном пакете Ansoft HFSS.

### Конструирование планарных антенн

Необходимость исследования свойств планарных фрактальных антенн объясняется двумя важными факторами. Во-первых, такие антенны малогабаритные и невыступающие. Во-вторых, планарные антенны обладают высокой защищенностью из-за отсутствия выступающих элементов.

Сначала нами была рассмотрена антенна на основе анизотропного фрактала. Данный вид фрактала был впервые предложен З.Ж. Жанабаевым в работе [8]. Здесь структуры появляются только в одном направлении, при этом боковые отрезки не меняют форму и длину. Здесь самоподобие наблюдается с участием

пяти отрезков, то есть  $N(\delta) = 5$ , а масштабный коэффициент равен  $\delta = 3$ . Таким образом, размерность данного фрактала равна 1,465. Для конструирования планарной антенны на основе анизотропного фрактала была использована подложка Rogers RO3006 (tm) с диэлектрической проницаемостью равной 6,15 и толщиной подложки – 2,3 мм. Ниже на рисунке 1 показан порядок построения симметричного анизотропного фрактала до второй итерации.

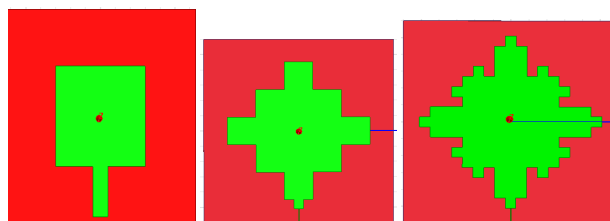


Рисунок 1 – Порядок построения анизотропного фрактала

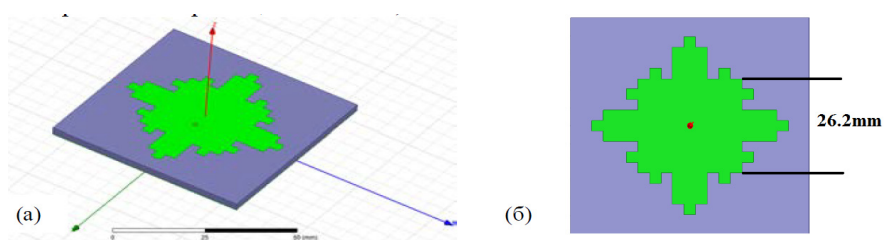


Рисунок 2 – Антенна на основе анизотропного фрактала для работы в частотном диапазоне GPS-устройств

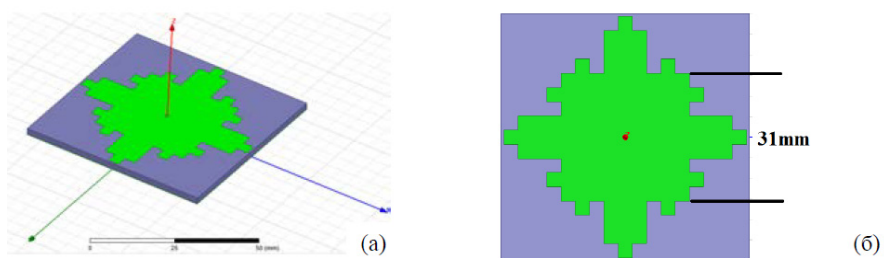


Рисунок 3 – Антенна на основе анизотропного фрактала для работы в частотном диапазоне Wi-Fi устройств

На рисунках 2 и 3 показаны внешние виды планарных антенн, сконструированных на основе второй итерации анизотропного фрактала. Данные фрактальные антенны были образованы из квадратного основания размерами 26,2x26,2 мм (используется для работы в

частотном диапазоне GPS-устройств) и 31x31 мм (для Wi-Fi), соответственно.

Следующая планарная фрактальная антенна была построена на основе одного из классических фракталов – треугольника Серпинского. Размерность данного фрактала равна 1,58.

Длина стороны равностороннего треугольника составляет 63 мм. Масштабный коэффициент равен 2, что соответствует уменьшению размера треугольника каждой итерации в два раза. При моделировании данной антенны была использована подложка Duroid (tm) с диэлектрической проницаемостью 2,2 и тангенсом угла диэлектрических потерь 0,0009, толщиной 3 мм. В качестве линии питания антенны выступает микрополосковая линия.

На рисунке 4 представлен порядок построения планарной фрактальной антенны на основе треугольника Серпинского.

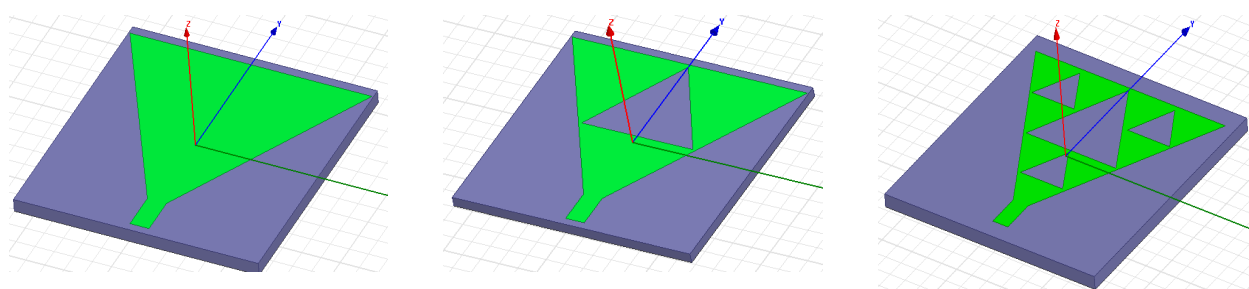


Рисунок 4 – Порядок построения фрактальной антенны на основе треугольника Серпинского

### Результаты исследования

Одними из основных параметров, определяющих работоспособность антенны на определенной частоте, являются S-параметры или коэффициенты отражения и коэффициент стоячей волны по напряжению (VSWR). Фрактальная антенна считается эффективной, при условии, если  $S_{11} < -10$  dB и KСВН  $< 2$ . Ниже будут

показаны результаты моделирования антенн в диапазоне частот от 1 ГГц до 10 ГГц.

На рисунке 6 показан S-параметр антенны, соответствующий второй итерации анизотропного фрактала. Как видно из рисунка, антенна имеет одну резонансную частоту на частоте 1,57 ГГц, коэффициент отражения на этой частоте равен -17,8 дБ, то есть данная антенна работает в частотном диапазоне GPS-устройств.

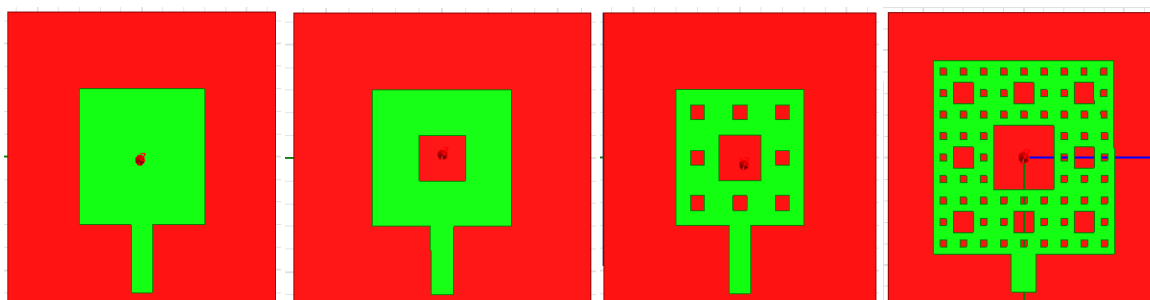


Рисунок 5 – Три итерации ковра Серпинского

На рисунке 7 показаны двумерная и трехмерная диаграммы направленности антенны на основе фрактала Жанабаева. Из диаграмм

направленностей видно, что она круговая. Из вертикальной (угломестной) диаграммы направленности видно, что главный лепесток

и задние лепестки расположены симметрично. Горизонтальная (азимутальная) диаграмма направленности также имеет круглую форму.

На рисунке 8 приведен соответствующий S-параметр (коэффициент отражения) для антенны с размерами 31x31 мм. Как видно из этого графика, резонансная частота антенны соответствует частоте 2,4 ГГц. Данная частота является нелицензируемой и основной для работы многих беспроводных систем связи. На рисунке 9 показан график КСВН анизотропной антенны. Значение КСВН на частоте 2,43 ГГц равен 1,05,

что означает хороший уровень согласования антенны с линией передачи.

На рисунке 10 показаны двумерная и трехмерная диаграммы направленности антенны размером 31x31 мм. Из диаграмм направленностей видно, что она почти круговая.

Из вертикальной (угломестной) диаграммы направленности видно, что главный лепесток и задние лепестки расположены симметрично. Горизонтальная (азимутальная) диаграмма направленности также похожа на вертикальную ДН (рисунок 11).

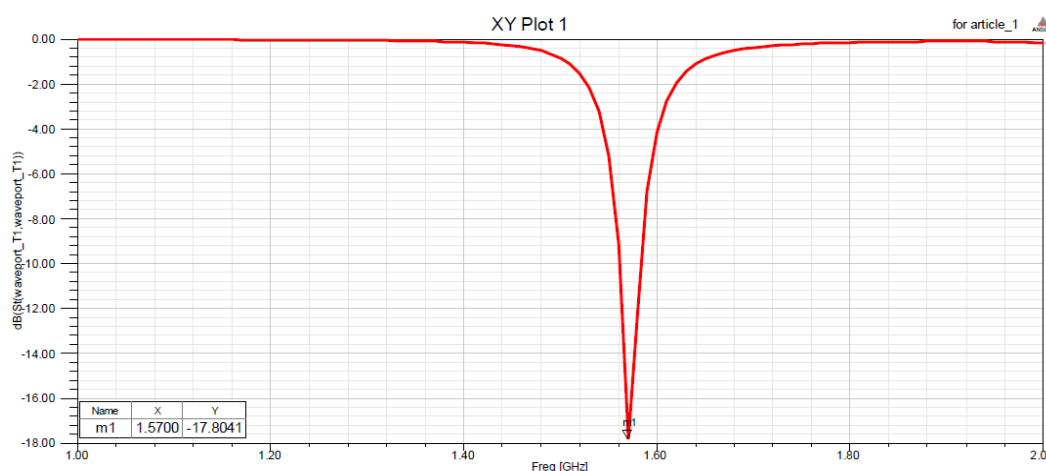


Рисунок 6 – Коэффициент отражения антенны, соответствующий второй итерации анизотропного фрактала размером 26,2×26,2 мм

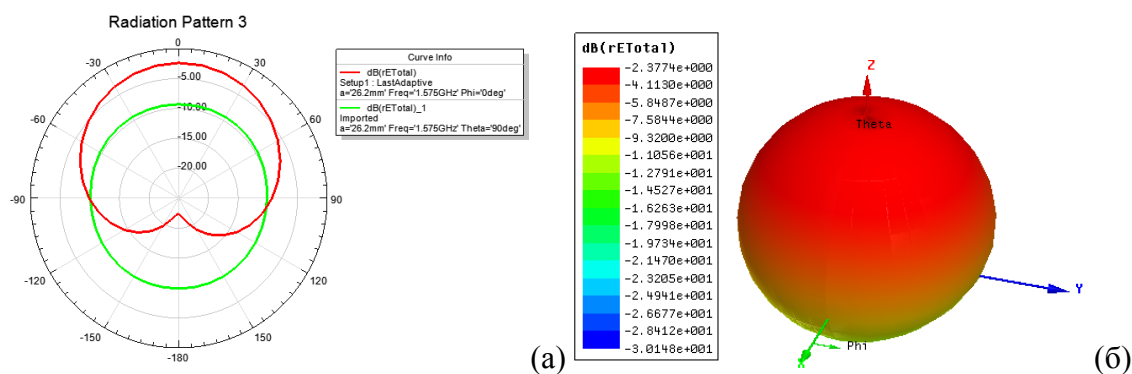
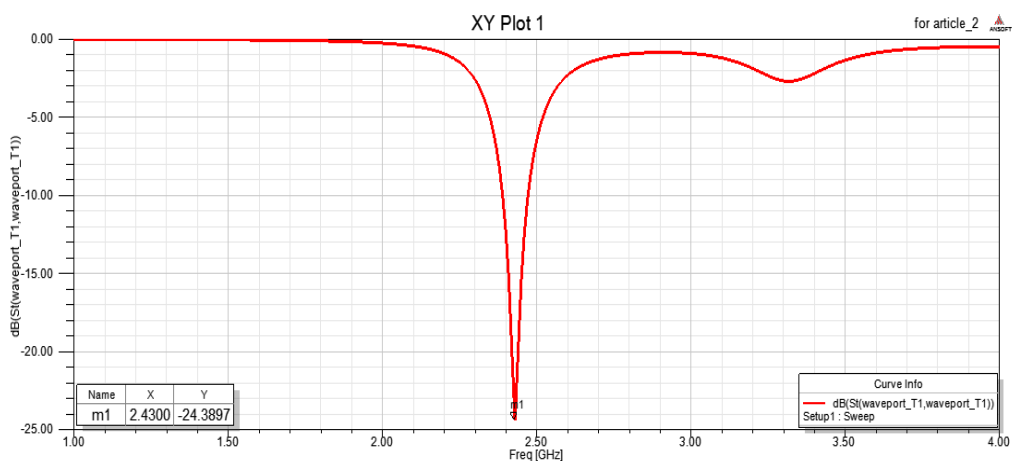
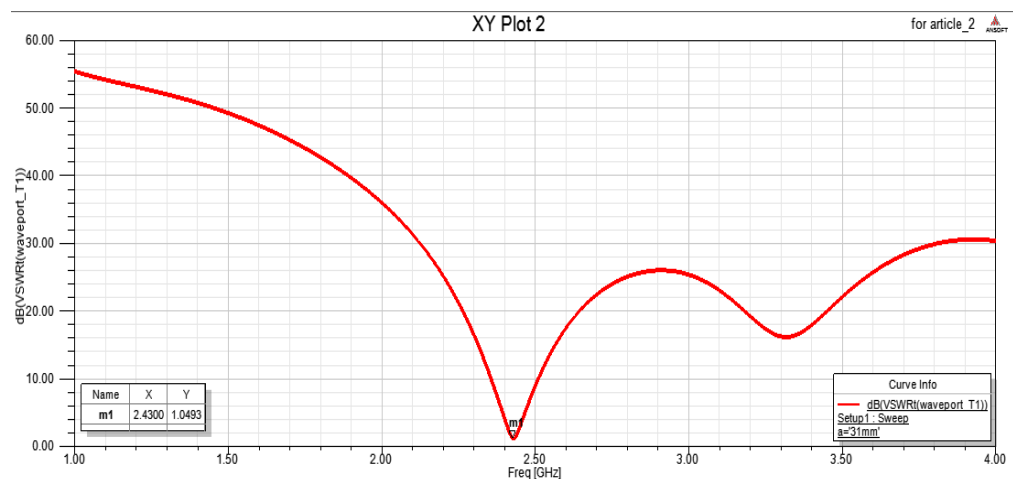


Рисунок 7 – Двухмерная (а) и трехмерная(б) диаграммы направленности анизотропной фрактальной антенны

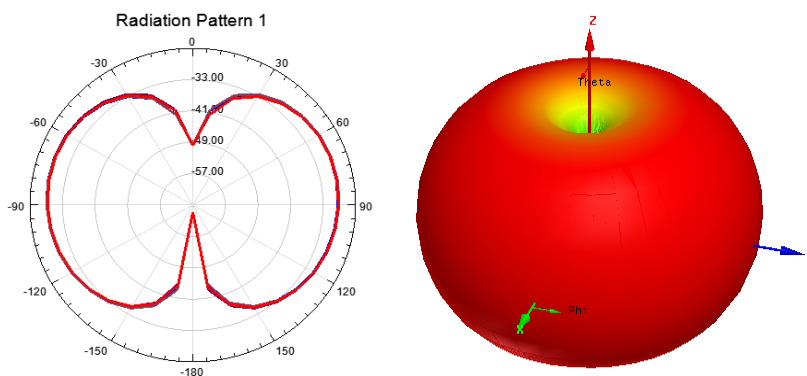




**Рисунок 8** – S-параметр антенны, соответствующей второй итерации анизотропного фрактала размером 31x31 мм



**Рисунок 9** – КСВН антенны, соответствующей второй итерации анизотропной антенны



**Рисунок 10** – Двухмерная и трехмерная диаграммы направленности антенны размером 31x31 мм

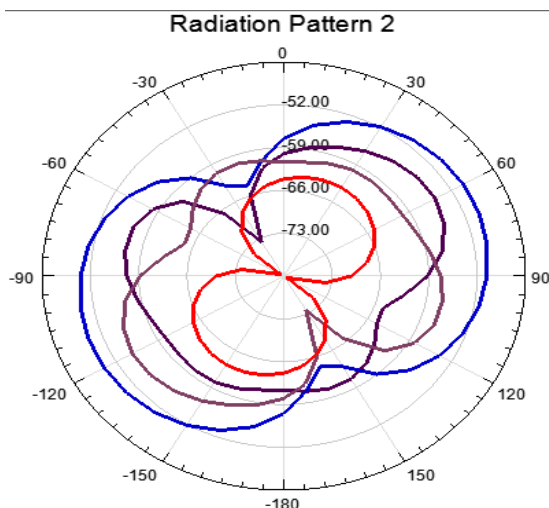


Рисунок 11 – Азимутальная диаграмма направленности

Следует отметить, что моделирование фрактальных антенн проводилось без использования рефлекторов, чем и объясняется

круговая форма диаграмм направленности. Для наглядности приведем полученные результаты в таблице.

Таблица 1 – Результаты, полученные при моделировании анизотропной фрактальной антенны.

Номер итерации	Размер основания антенн	Резонансные частоты, ГГц	Коэффициенты отражения, S11, дБ	Ширина полосы, МГц	КСВН, дБ
2	26,2×26,2	1,57	-17,8	23	2,24
2	31×31	2,43	-24,39	85	1,05
Материал подложки: Rogers RO3006 (tm), $\epsilon = 6,15 \tan\delta$					

Ниже показаны результаты исследований электродинамических свойств планарной фрактальной антенны, построенной на основе классического фрактала – треугольника Серпинского. На рисунке 12 представлены частотные зависимости коэффициента отражения микрополосковой треугольной антенны в диапазоне от 1 до 10 ГГц (рис. 12а и 12б) и в диапазоне от 6 до 20 ГГц (рис. 12в).

Как видно из рисунка 12, треугольная планарная антенна без фрактальности имеет резонансы на частотах 3.67, 5.66, 7.6, 8.8 ГГц. Ширина диапазонов, соответствующие четырем резонансным частотам, определенные по уровню коэффициента отражения -10 дБ, равны 0.094, 0.44, 0.34 и 0.32 ГГц, соответственно.

В свою очередь, на рисунке 13 представлены значения КСВН. Зависимость КСВН показывает возможность согласования антенны на резонансных частотах фрактальной структуры. Как вид-

но из графика КСВН, при нулевой итерации, на частотах 5,66 и 8,8 ГГц достигнут хороший уровень согласования, в то время как резонансные частоты – 3,67 и 7,6 ГГц требуют улучшения уровня согласования.

На рисунке 14 представлены трехмерные диаграммы направленности треугольной микрополосковой антенны и микрополосковых фрактальных антенн на основе треугольника Серпинского, согласно первой и второй итераций. Представленные результаты показывают увеличение неравномерности диаграмм направленности по мере увеличения числа итераций и рабочей частоты. ДН треугольной микрополосковой антенны соответствует ДН стандартной микрополосковой планарной антенны. На рассмотренных частотах 5,56 ГГц и 13,8 ГГц форма ДН антенны близка к осесимметричной. В конструкции данных антенн были использованы рефлекторы, из-за чего ДН предстает в форме полукруга.

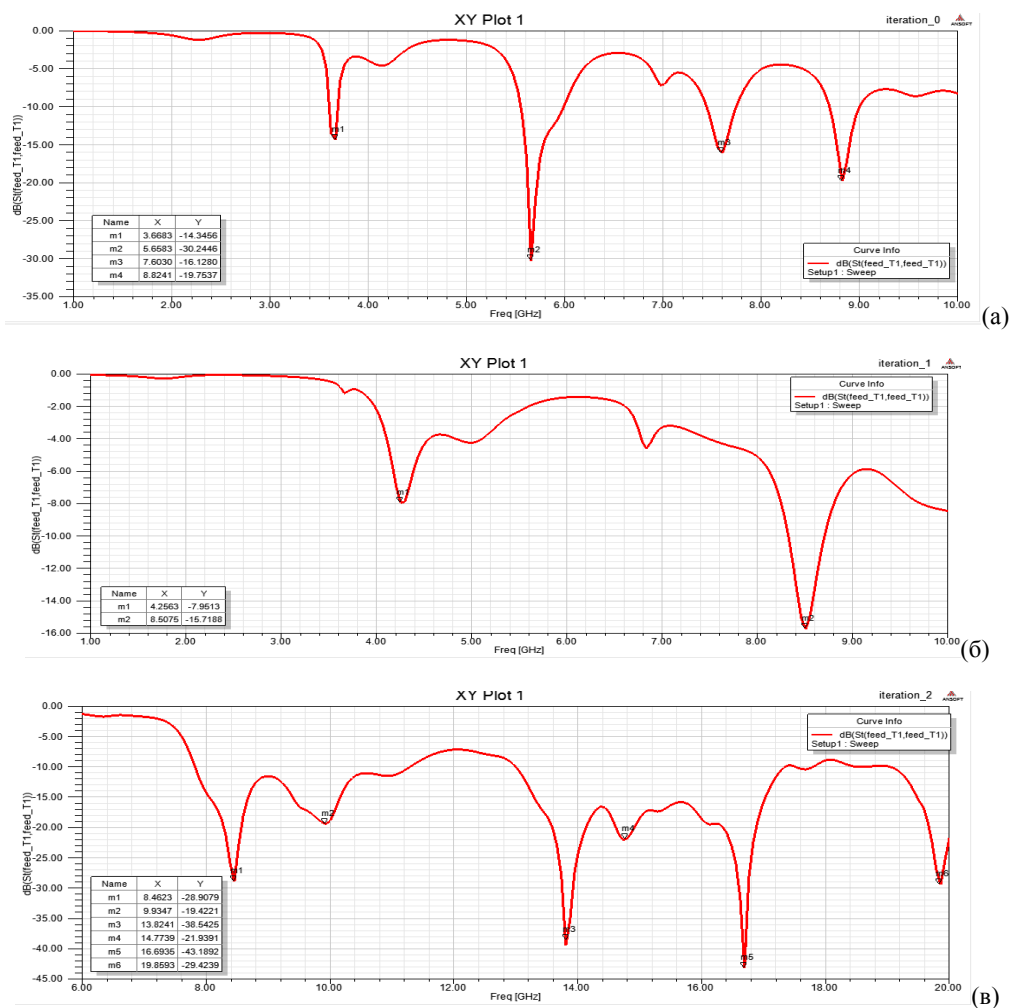


Рисунок 12 – S-параметры фрактальной антенны на основе треугольника Серпинского

Результаты моделирования, а именно антенны на основе треугольника Серпинского численные значения, планарной фрактальной указаны в таблице 2.

Таблица 2 – Результаты, полученные при моделировании антенны Серпинского

Номер итерации	Длина сторон, мм	Резонансные частоты, ГГц	Коэффициенты отражения, S11, дБ	КСВН, дБ
0	63,3	3,67	-14,3	3,37
		5,66	-30,2	0,53
		7,6	-16	2,76
		8,8	-19,75	1,79
1	63,3	4,25	-7,95	7,4
		8,5	-15,7	2,8
2	63,3	8,46	-28,65	0,7
		9,9	-19	1,85
		13,8	-38,5	0,18
		14,8	-22	1,39
		16,7	-43	0,12
		19,86	-29,4	0,58

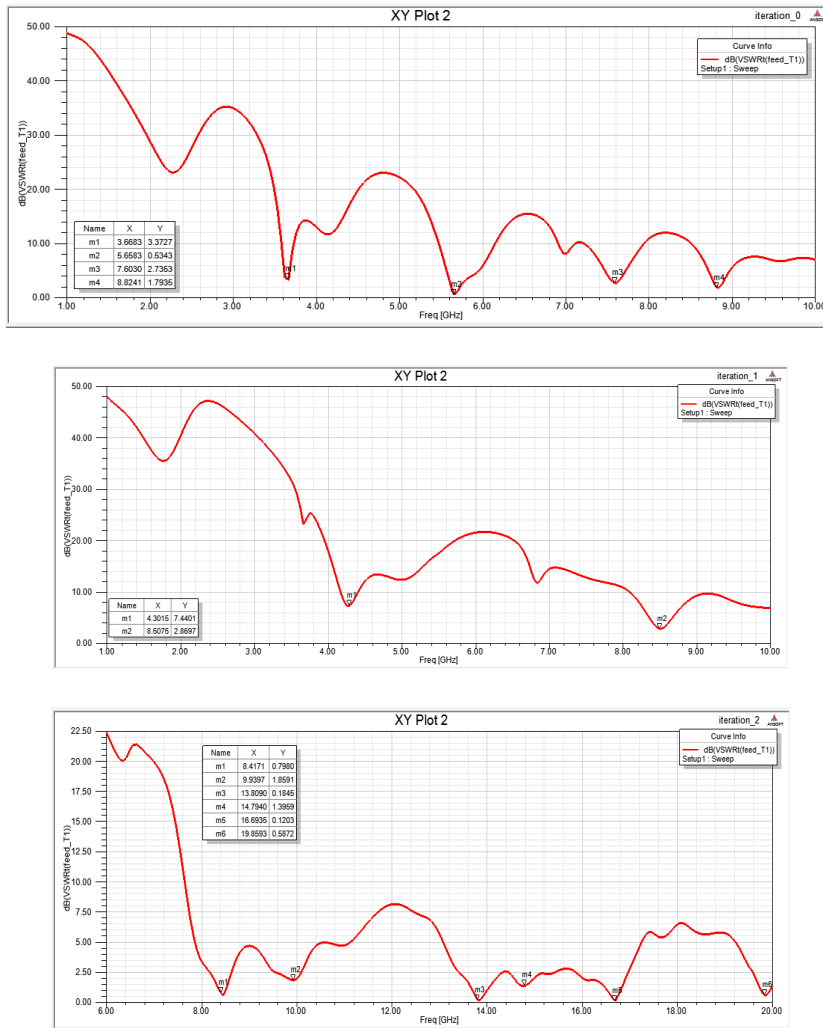
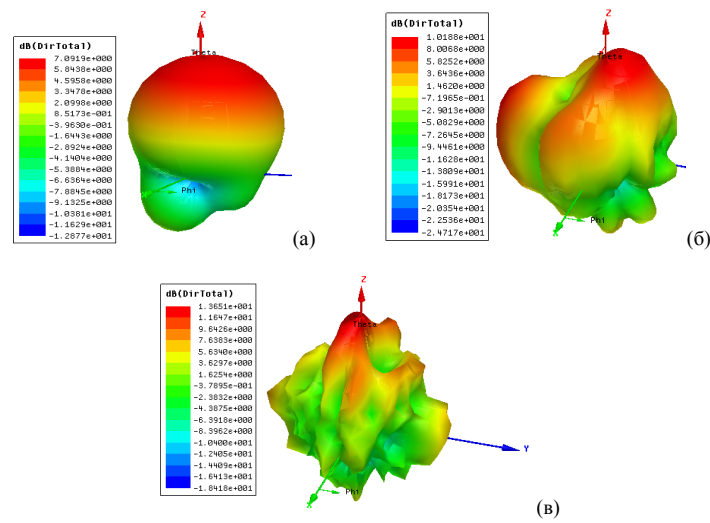


Рисунок 13 – КСВН фрактальной антенны на основе треугольника Серпинского



(а) – ДН треугольной МПА на резонансной частоте 5,56 ГГц; (б) – ДН фрактальной МПА первой итерации на частоте 8,5 ГГц; (в) – ДН фрактальной МПА второй итерации на частоте 13,8 ГГц.

Рисунок 14 – ДН исследованных фрактальных МПА

Таким образом, все рассмотренные антенны имеют резонансные частоты в диапазоне СВЧ. Как видно из таблицы 2, по мере увеличения итераций начальная резонансная частота 8,8 ГГц сместилась в левую сторону координатной системы, то есть при первой итерации значение резонансной частоты равно 8,5 ГГц, а при второй итерации – 8,46 ГГц. При второй итерации антенны, то есть частота 8,46 ГГц имеет максимум коэффициента отражения, который равен -28,65 дБ. А резонансная частота равная 5,66 ГГц также сместилась в левую сторону и стала равной 4,25 ГГц на первой итерации антенны, коэффициент отражения снизился от -30,2 дБ до -7,95 дБ.

На следующих рисунках 15 и 16 представлены коэффициенты отражения и КСВН квадратной микрополосковой антенны, соответствующие ковру Серпинского.

На рисунке 17 показаны трехмерные и двухмерная диаграммы направленности квадратной микрополосковой антенны на резонансной частоте 6,3 ГГц. Нужно отметить, что на форму ДН влияет рефлектор, входящий в конструкцию антенны.

Для наглядности полученные результаты приведены в таблице 3. Согласно таблице, квадратная МПА имеет три основных резонансных частоты – 6,3 и 9,2 ГГц. На первой и второй итерациях данные резонансные частоты остаются неизменными. Интересно, что коэффициент отражения, соответствующий частоте 6,3 ГГц сначала был равен -24 дБ, а при первой и второй итерациях уменьшился до -18,17 дБ и -16,25 дБ, соответственно. В то время как, коэффициент отражения, соответствующий второй резонансной частоте 9,5 ГГц немного увеличился от -12,6 дБ до 11,94 дБ.

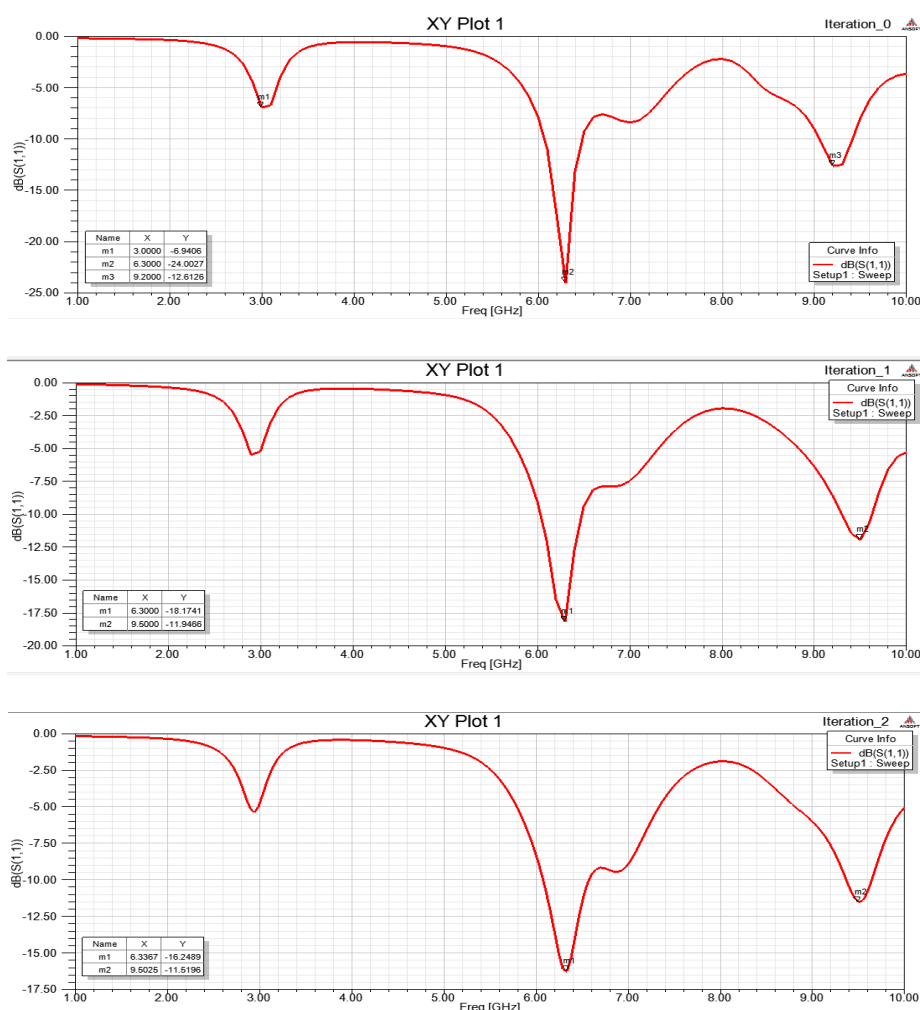


Рисунок 15 – S-параметры ФА на основе ковра Серпинского

Таблица 3 – Результаты, полученные при моделировании планарной фрактальной антенны Серпинского.

Номер итерации	Размер антенн, мм	Резонансные частоты, ГГц	Коэффициенты отражения, S11, дБ	КСВН, дБ
0	30×30	6,3 9,2	-24 -12,6	0,93 4,01
1	30×30	6,3 9,5	-18,17 -11,94	1,28 1,67
2	30×30	6,3 9,5	-16,25 -11,5	2,69 4,72

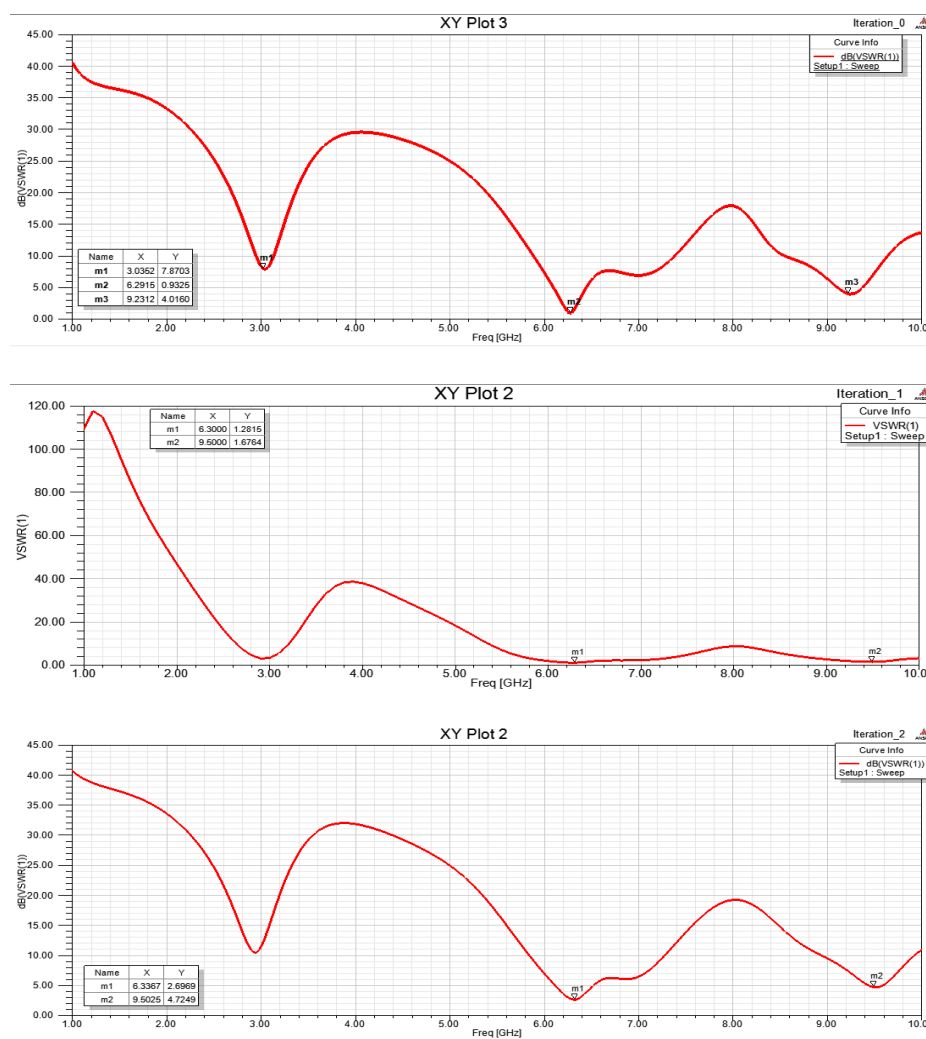


Рисунок 16 – КСВН ФА на основе ковра Серпинского

Из этой таблицы можно увидеть, что для работы на данных резонансных частотах лучше всего подходит антенна, сконструированная на

основе первой итерации ковra Серпинского. К сожалению, вторая итерация не приводит к усилению резонансных частот.



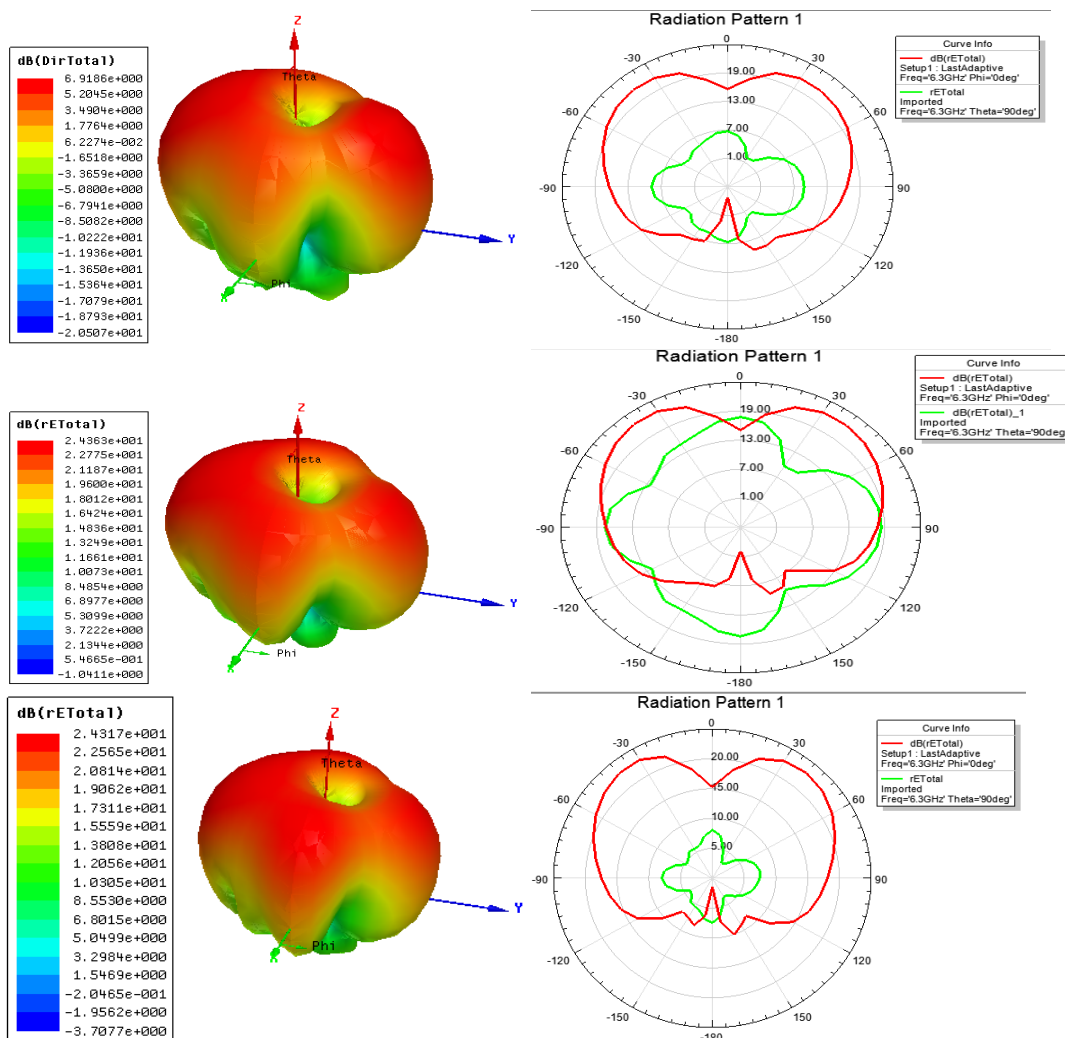


Рисунок 17 – Трехмерные и двухмерные диаграммы направленности ФА на основе ковра Серпинского

Нужно отметить, что в рассмотренных нами публикациях число итераций исследованных антенн не превышает четырех итераций, что показывает, в какой-то степени, неэффективность последующих итераций для дальнейшей миниатюризации и незначительность изменений характеристик излучения.

### Заключение

Подводя итоги результатов, можно сказать, что фрактальные антенны в планарном исполнении показали себя конкурентноспособными для применения в системах беспроводной связи. Результаты моделирования анизотропной антенны показали, что при правильном подборе размеров и типа подложки данная антенна показывает свойства широкополосности и мо-

жет быть использована в беспроводных технологиях Wi-Fi, GPS.

В конструировании фрактальных антенн очень важно правильно организовать параметрический анализ. В данной работе нами был проведен параметрический анализ анизотропной антенны, были выбраны самые эффективные параметры антенны, такие как: диэлектрическая подложка, тип порта, её расположение, вид фрактала и её размеры. Таким образом, были получена анизотропная антенна, которая эффективно работает на частоте беспроводных технологий Wi-Fi и GPS.

Исследованные фрактальные антенны могут быть использованы в беспроводных технологиях как сотовая связь, LTE 4G, WIMAX. Для этого должны быть учтены соответствующие частоты при конструировании. Из-за свойства

многочастотности фрактальной антенны есть возможность конструирования антенн соответствующих нескольким беспроводным технологиям.

*Настоящая работа выполнена при поддержке Комитета Науки Министерства образования и науки Республики Казахстан в рамках гранта №3837/ГФ4.*

### Литература

- 1 Jawad K. Ali, Zaid A. Abed AL-Hussain, Ammer A. Osman and Salim Ali J. A New Compact Size Fractal Based Microstrip Slot Antenna for GPS Applications // Conference: Progress In Electromagnetics Research Symposium. PIERS Proceedings, Kuala Lumpur, Malaysia, March 27–30, 2012. – P.700-703.
- 2 Kumar R., Sawant K.K. On the Design of Circular Fractal Antenna with UShape Slot in CPW-Feed // Wireless Engineering and Technology. – 2010. – Vol. 1. – P. 81-87.
- 3 Suman L. Design and Simulation of Koch Fractal folded-slot Antenna for Next Generation Mobile Networks // International Journal of Advanced Research in Computer Science and Software Engineering. – 2013. – Vol. 3, Issue 8. – P.237-251
- 4 Sarkar M., Sreelakshmi K., Mithun T.P. Multiband miniaturised fractal antenna for mobile communications // International Journal of Research in Engineering & Technology. – Apr 2014. – Vol. 2, Issue 4. – P.143-150.
- 5 Иманбаева А.К., Темирбаев А.А., Намазбаев Т.А., Хохлов С.А. Многочастотное свойство антенн на основе фрактальных структур // Известия НАН РК, серия физико-математическая. – 2015. – №6 (306). – С.40-46.
- 6 Жанабаев З.Ж., Иманбаева А.К., Карибаев Б.А., Намазбаев Т.А., Физические характеристики иерархии фрактальных антенн // Мат. 9-й межд. конф., Хаос и структуры в нелинейных системах. Теория и эксперимент, 18-20 июня, 2015 г. – С.339.
- 7 Темирбаев Ә.Ә., Иманбаева А.К., Капурнова С., Оралбаева Д. Серпинский үшбұрышына негізделген фракталдық антеннаны сымсыз байланыс технологияларында қолдануды зерттеу // ҚазҰУ-нің хабаршысы, физика сериясы. – 2015. – №2(53). – Б.117-122.
- 8 Жанабаев З.Ж. Фрактальная модель турбулентности в струе // Известия СО АН СССР, серия техн.-наук. – 1988. – Вып.4, № 15. – С.57-60.

### References

- 1 Jawad K. Ali, Zaid A. Abed AL-Hussain, Ammer A. Osman and Salim Ali J. A Progress In Electromagnetics Research Symposium Proceedings, Kuala Lumpur, Malaysia, March 27–30, 700-703, (2012).
- 2 R. Kumar, K.K. Sawant, Wireless Engineering and Technology, 1, 81-87, (2010).
- 3 L. Suman, International Journal of Advanced Research in Computer Science and Software Engineering, 3(8), 237-251, (2013).
- 4 M. Sarkar, K. Sreelakshmi, T.P. Mithun, International Journal of Research in Engineering & Technology, 2(4), 143-150, (2014).
- 5 A.K. Imanbayeva, A.A. Temirbayev, T.A. Namazbayev, S.A. Khohlov, News of the NAS of the Republic of Kazakhstan. Physico-Mathematical Series, 6(306), 40-46, (2015) (in russ.).
- 6 Z.Zh. Zhanabaev, A.K. Imanbayeva, B.A. Karibayev, T.A. Namazbayev, Materials of the 9<sup>th</sup> International Conference «Chaos and structures in nonlinear systems. Theory and experiment», 2015, June 18-20, 339 (in russ.).
- 7 A.A. Temirbayev, A.K. Imanbayeva, S. Kapurnova, D. Oralbayeva Serpinskiy ushburyshyna negizdelgen fraktaldyk antennany symсыз baylanys tekhnologiyalarynda koldanudy zertteu // KazUU-niy khabarshysy, fizika seriyasy. – 2015. – №2(53). – Б.117-122 (in kaz).
- 8 Z.Zh. Zhanabaev, News of the SB ASUSSR, series of Technical Sciences, 4(15), 57-60, (1988) (in russ.).



Дауменов Т.Д., Хизирова М.А.,  
Бисариева Ж.Б.

**Электростатическая  
фокусировка для объемных  
резонаторов**

В данной работе рассматривается вопрос о возможности использования одиночной линзы для модуляции электронного потока по скорости. Показано, что применение одиночной линзы в качестве модулятора по скорости не влияет на величину коэффициента взаимодействия электронного потока с полем линзы. Объемный резонатор предлагаемой конструкции может выполнять одновременно роль модулятора электронов по скорости с одной стороны, и транспортирующей системы в дрейфовом пространстве с другой и поток сгустков электронов может быть сфокусирован на поверхности входного окна выходного резонатора. Объемный резонатор с электростатической фокусировкой способствует повышению мощности СВЧ приборов клистронного типа за счет увеличения конвекционного тока.

**Ключевые слова:** модуляция, линза, электронный поток.

Daumenov T.D., Khizirova M.A.,  
Bisarieva Zh.B.

**Electrostatic Focusing for cavity  
resonators**

In this paperwork we consider the possibility of using a single lens to modulate the electron beam velocity. It is shown that the use of a single lens as a modulator in speed does not affect the value of the coefficient of interaction with the electron flux field lens. Cavity proposed design can simultaneously perform the role of the electron modulator on the one hand speed and conveying system in the drift space, and the other stream of electrons clots can be focused on the surface of the input window of the output resonator. Cavity resonator with electrostatic focusing improves power klystron type microwave devices by increasing the convection current.

**Key words:** modulation, lens, electron beam.

Дауменов Т.Д., Қызырова М.А.,  
Бисариева Ж.Б.

**Көлемді резонаторлар  
үшін электрстатикалық  
шоғырландыру**

Берілген жұмыста жылдамдықтар бойынша электрондық ағынды модуляциялау үшін линзаны қолдану мүмкіндіктері туралы мәселе қарастырылады. Жылдамдықтар бойынша модулятор ретінде қолданылған линза электронды ағынның линза өрісімен әсерлесу коэффициентіне әсер етпейтіндігі көрсетілген. Ұсынылған конструкцияның көлемдік резонаторы ретінде бір жағынан жылдамдықтар бойынша модулятор және екінші жағынан дрейфты кеңістікте тасымалдаушы жүйе атқара алады және электрондар шоғыры ағыны резонатор шығысындағы терезе бетінде фокусталған болуы керек. Электрстатикалық фокусталған көлемдік резонатор конвекциялық токтың ұлғаюы есебінен жоғары жиілікті құрылғының қуатының артуына жағдай туғызады.

**Түйін сөздер:** модуляция, линза, электронды ағын.

## ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКАЯ ФОКУСИРОВКА ДЛЯ ОБЪЕМНЫХ РЕЗОНАТОРОВ

### Введение

В объемном резонаторе роль сосредоточенной емкости играет плоский зазор в виде плоскопараллельных секторов в центре резонатора, роль сосредоточенной индуктивности – тороидальная поверхность, образующая один виток с развитой поверхностью. В СВЧ приборах с клистронным механизмом взаимодействия в качестве входных и выходных устройств используются объемные резонаторы. Емкость входного резонатора находится под высоким положительным потенциалом, там же сосредоточено преимущественно электрическое высокочастотное поле. Под действием этого высокочастотного поля электронный поток модулируется по скорости, в дальнейшем преобразуясь в модуляцию по плотности в дрейфовом пространстве СВЧ приборе, а в выходном резонаторе снимают энергию модулированного электронного потока при вхождении в выходной резонатор в тормозящем режиме электрического поля.

### Трехэлектродная одиночная линза

Рассмотрим трехэлектродную одиночную линзу с большим фокусным расстоянием, электроды которой состоят из трех плоских соосных диафрагм, расположенных на равном расстоянии друг от друга, параллельных между собой (рисунок 1).

Осевое распределение электростатического потенциала  $\Phi(z)$  представим в виде [1,2].

$$\Phi(z) = \Phi_0 \left( 1 - \frac{\chi^2}{1 + \left(\frac{z-s}{d}\right)^2} \right) \quad (1)$$

Начало координат совместим с плоскостью среднего электрода, а ось  $Z$  является осью симметрии системы. Пусть на крайние электроды одиночной линзы подается переменное напряжение с частотой  $\omega$ , амплитудой  $U_m$

$$U = U_m \sin \omega t . \quad (2)$$

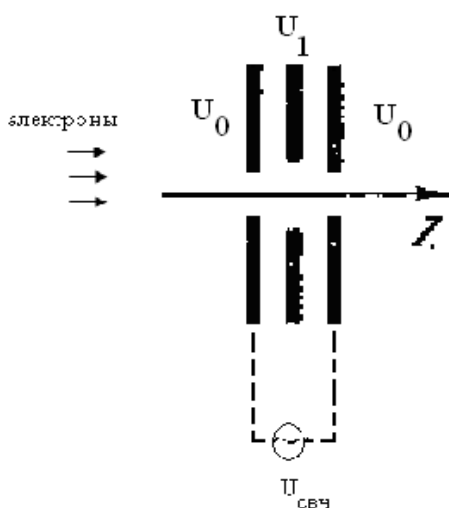
Обозначим через  $t_0$  момент прохождения некоторого электрона через центр среднего электрода линзы. Тогда, пренебрегая малым изменением скорости электрона внутри линзы, можно написать:

$$t = t_0 + \frac{z}{g_0} . \quad (3)$$

$$\Delta W = \frac{eU_m}{2s} \left[ \int_{-s}^s \sin \left( \omega t_0 + \frac{\omega z}{g_0} \right) dz + \frac{2s}{\Phi_0} \int_{-s}^s \Phi'(z) \sin \left( \omega t_0 - \frac{\omega z}{g_0} \right) dz \right] . \quad (6)$$

Штрихи обозначают дифференцирование по координате  $z$ . После интегрирования

$$\Delta W = eU_m \left[ M - \frac{\omega}{g_0} \chi^2 I_1(z) \right] \sin \omega t_0 + \chi^2 \left[ -\sin \frac{\theta}{2} + \frac{\omega}{g_0} \chi^2 I_2(z) \right] \cos \omega t_0 . \quad (7)$$



**Рисунок 1** – Подключение СВЧ- поля к электродам одиночной линзы для осуществления модуляции электронного потока по скорости

Полная кинетическая энергия электрона, вошедшего в линзу с начальной скоростью

$$g_0 = \sqrt{\frac{2e\Phi_0}{m}} , \quad (4)$$

на выходе из линзы имеет величину

$$W = e\Phi_0 + \Delta W , \quad (5)$$

где приращение кинетической энергии  $\Delta W$  может быть представлено в следующем виде:

приращение кинетической энергии может быть представлено в виде:

Здесь введены следующие обозначения:

$$I_1(z) = \int_{-s}^s f(z) \sin \frac{\omega z}{g_0} dz , \quad (8)$$

$$I_2(z) = \int_{-s}^s f(z) \cos \frac{\omega z}{g_0} dz , \quad (9)$$

$$f(z) = \left[ 1 + \left( \frac{z}{d} \right)^2 \right]^{-1} . \quad (10)$$

Величина  $\theta = \frac{2\omega s}{g_0}$  характеризует невозмущенный угол пролета электронов через линзу, а через  $M$  обозначен коэффициент взаимодействия электронного потока с полем одиночной линзы

$$M = \frac{\sin \theta/2}{\theta/2} . \quad (11)$$



Проведенные расчеты показывают, что интеграл  $I_1(z)$  обращается в нуль (рис.2), т.е. применение одиночной линзы в качестве модулятора по скорости не влияет на величину коэффициента взаимодействия электронного потока с полем линзы.

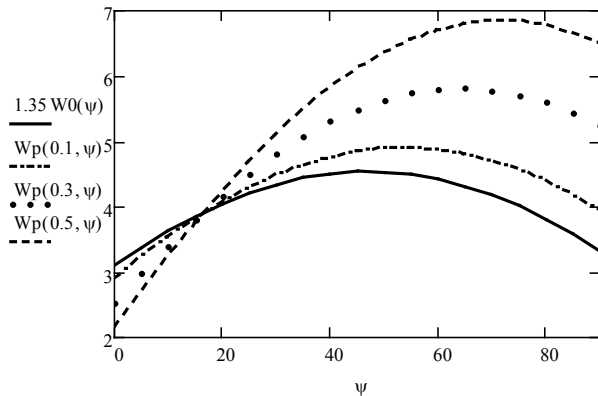


Рисунок 2 – Расчет поля

Во-вторых, ввиду малости половины невозмущенного угла пролета, при выполнении условия

$$s = \int_{-s}^s f(z) \cos \frac{\omega z}{g_0} dz, \quad (12)$$

сохраняется синусоидальный закон изменения приращения кинетической энергии

$$\Delta W = eMU_m \sin \omega t_0. \quad (13)$$

Тогда, с учетом малости амплитуды переменного напряжения по сравнению с потенциалом на крайних электродах одиночной линзы, скорость электрона  $g$  на выходе из линзы может быть представлена следующим образом:

$$g \approx g_0 \left( 1 + \frac{MU_m}{2\Phi_0} \sin \omega t_0 \right). \quad (14)$$

Таким образом, применение одиночной линзы в качестве модулятора электронного потока по скорости практически не меняет величину коэффициента взаимодействия электронного потока с полем линзы, однако наличие среднего электрода дает возможность организовать объемную фокусировку электронного потока в вертикальном направлении.

Недостатком описанного выше входного резонатора является: во-первых, наличие сеток, являющиеся механической преградой на пути потока электронов; во-вторых, провисания эквипотенциальных поверхностей вблизи сеток оказывают рассеивающее действие на электроны. Эти факторы снижают величину конвекционного тока, тем самым понижают мощность СВЧ прибора. Поэтому в традиционных схемах таких СВЧ приборов возникает необходимость использования различных транспортирующих систем в дрейфовом пространстве: системы однородного или неоднородного магнитного поля, системы однородного или неоднородного электрического поля.

Положительный технический результат достигается тем, что вместо емкости, состоящей из двух параллельных сеток, где сосредоточено высокочастотное электрическое поле, используется одиночная линза, состоящая из трех диафрагм.

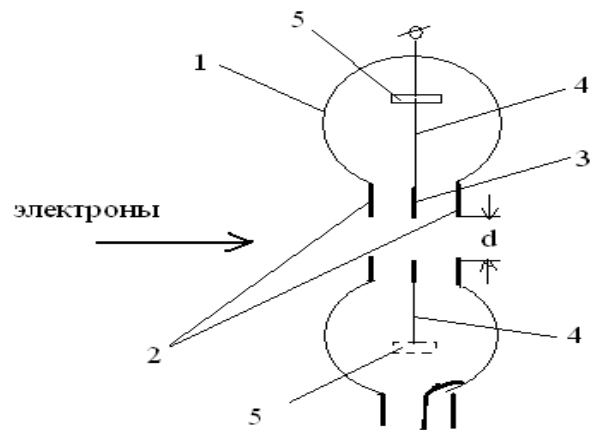


Рисунок 3 – Объемный резонатор с электростатической фокусировкой

На рисунке 3 представлена конструкция предлагаемого устройства [3]. Данное устройство представляет собой тороидальный резонатор (1), в котором в области сосредоточения высокочастотного электрического поля установлена одиночная линза, состоящая из трех диафрагм с круглыми отверстиями равного диаметра, у которой крайние электроды (2) находятся под одинаковым высоким ускоряющим потенциалом, на эти же электроды подаются высокочастотное электрическое поле. Средняя диафрагма (3) устанавливается с

помощью тонких проводящих нитей (4), пропущенных через прорези (5), параллельные линиям тока, расположенных противоположно на поверхностях тороида, на нее подается потенциал, отличающийся от ускоряющих потенциалов, поданных на крайние диафрагмы.

Устройство работает следующим образом. Электронный поток, ускоренный ускоряющим потенциалом, проходя область высокочастотного электрического поля, модулируется по скорости, преобразуясь в модуляцию по плотности в дрейфовом пространстве. Сгустки электронов, поступая в выходной резонатор в фазе тормозящего режима высокочастотного поля, отдают свою энергию. Совокупность трех диафрагм – это одиночная линза, фокусное расстояние

которой регулируется потенциалом средней диафрагмы.

### Заключение

Объемный резонатор предлагаемой конструкции может выполнять одновременно роль модулятора электронов по скорости с одной стороны, и транспортирующей системы в дрейфовом пространстве с другой и поток сгустков электронов может быть сфокусирован на поверхности входного окна выходного резонатора. Объемный резонатор с электростатической фокусировкой способствует повышению мощности СВЧ приборов клистронного типа за счет увеличения конвекционного тока.

### Литература

- 1 Дауменов Т. Особенности фокусировки пучков заряженных частиц при наличии полей с периодической модуляцией // Uzbek Journal of Physics. – 2009. – Т.11. – № 1. – С. 47-51.
- 2 Дауменов Т. Применение одиночных линз в динамических электронно-оптических системах // Тезисы доклада к девятому всероссийскому семинару «Проблемы теоретической и прикладной электронной и ионной оптики». – М., 2009. – 62 с.
- 3 Дауменов Т. Тороидальный резонатор с электростатической фокусировкой. // Патент РК № 23239.

### References

- 1 T. Daumenov, Uzbek Journal of Physics, 11(1), 47-51, (2009) (in russ).
- 2 T. Daumenov, Primeneniye odinochnykh linz v dinamicheskikh elektronno-opticheskikh sistemakh, Tezisy doklada k devyatomu vserossiyskomu seminaru «Problemy teoreticheskoy i prikladnoy elektronnoy i ionnoy optiki», 2009, 62 s. (in russ).
- 3 T. Daumenov Toroidal'nyy rezonator s elektrostatischekoy fokusirovkoy, Patent RK N23239 (in russ).



Наурызбаева А.Ж.,  
Касымханова Г.С.,  
Коньсбаев Т.К.

**Нелинейный анализ  
пространственного  
распределения галактик**

Несмотря на большой прогресс, достигнутый в последнее время как в описании свойств структурности во Вселенной, так и в вопросе о ее формировании, в этой области есть еще много нерешенных проблем, среди которых, в частности, вопрос о нижней границе масштабов, на которых Вселенная становится однородной. В настоящей работе на основе данных об экваториальных координатах и красных смещениях галактик, полученных в результате осуществления проектов Sloan Digital Sky Survey и 2dF Galaxy Redshift Survey, проводился мультифрактальный и информационно – энтропийный анализ структуры Вселенной на разных масштабах. Получено, что нормированная энтропия пространственного распределения галактик увеличивается от значений  $\sim 0,65$  на масштабах 15–20 Мпк до значений  $\sim 0,9$  на масштабах  $\sim 110$  Мпк, приближаясь, хотя и не достигая, значений энтропии равномерного распределения даже на  $\sim 150$  Мпк. Таким образом, наши исследования указывают на то, что некоторая структурность во Вселенной должна наблюдаться по крайней мере вплоть до масштабов  $\sim 150$  Мпк.

**Ключевые слова:** Структурность во Вселенной, информационно-энтропийный анализ.

Nayrzbayeva A.Z.,  
Kassymkhanova G.S.,  
Konysbayev T.K.

**Informational and entropic  
analysis of the spatial distribution  
of galaxies**

Despite the great progress made recently in describing the properties of structure in the Universe, and the question of its formation, there are still many unsolved issues in this area, among which in particular the question of the lower border of the scale on which the universe becomes uniform. In this work, based on the data of the equatorial coordinates and the redshifts of galaxies, resulting from the implementation of projects Sloan Digital Sky Survey and 2dF Galaxy Redshift Survey, was carried out of informational and entropic analysis of the structure of the universe at different scales. It was found that the normalized entropy of the spatial distribution of galaxies increases in the values of  $\sim 0.65$  on the scale of 15–20 Mpc to  $\sim 0.9$  on the scale of  $\sim 110$  Mpc, approaching, but not reaching, the entropy values of a uniform distribution even at  $\sim 150$  Mpc. Thus, our researches suggest that some structural in the universe should be observed for at least up to the scale of  $\sim 150$  Mpc.

**Key words:** Structure of the universe, informational and entropic analysis.

Наурызбаева А.Ж.,  
Қасымханова Г.С.,  
Қонысбаев Т.К.

**Галактикалардың кеңістіктік  
бөлу бейсызық талдау**

Соңғы уақыттардағы Ғаламның зерттеу прогресіне қарамастан, қазіргі таңда көптеген шешілмей жатқан мәселелері бар, соның ішінде ғаламның бір қалапты болатын масштабың төменгі шекарасында. Бұл мәселені шешу мақсатында арнайы комиссия өзінің зерттеуін жүргізуде. Sloan Digital Sky Survey және 2dF Galaxy Redshift Survey жобаларын жүзеге асыру нәтижесінде, ғаламның экваториалды координаттары мен қызыл ығысулар туралы деректер негізінде бұл жұмыста әртүрлі масштабта Ғаламшар құрылымының мультифракталды және ақпараттық-энтропиялық талдауы жүргізілді. Ғаламның кеңістіктік таралуының нормаланған энтропиясы  $\sim 150$  Мпк масштабында біркелкі таралатын энтропия шамасына жетпесе де, 15–20 Мпк масштабында  $\sim 0,65$  шамасынан  $\sim 110$  Мпк масштабында  $\sim 0,9$  шамасына дейін артатындығы көрсетілген. Осылайша, біздің зерттеулер, Ғаламшардағы белгілі бір құрылымдылық кем дегенде  $\sim 150$  Мпк масштабында байқалу керектігін, көрсетті.

**Түйін сөздер:** Ғаламшардағы құрылымдылық, энтропиялық информациялық анализі.

## **НЕЛИНЕЙНЫЙ АНАЛИЗ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ГАЛАКТИК**

### **Введение**

Одной из самых интересных и до конца нерешенных задач космологии является проблема образования и эволюции крупномасштабной структуры Вселенной, галактик и скопления галактик. Наблюдательные данные свидетельствуют, что распределение галактик во Вселенной далеко от случайного, в нем в широком интервале масштабов наблюдается сложная иерархия структур. Несмотря на большой прогресс, достигнутый в последнее время как в описании свойств этой иерархии, так и в вопросе о ее формировании, в этой области есть еще много нерешенных проблем, среди которых, в частности, вопрос о верхней границе масштабов структурности во Вселенной.

Как показывают недавние исследования, пространственному распределению галактик присущи свойства самоподобия [1-4], поэтому весьма перспективным представляется применение к анализу крупномасштабной структуры Вселенной методов нелинейной физики. В настоящей работе с использованием новых наблюдательных данных по распределению галактик в пространстве, исследовались мультифрактальные и информационно-энтропийные характеристики структуры Вселенной на разных масштабах.

### **Наблюдательные данные**

Исследования проводились нами на основе данных об экваториальных координатах и красных смещениях галактик, полученных в результате осуществления проектов Sloan Digital Sky Survey и 2dF Galaxy Redshift Survey (Two-degree-Field Galaxy Redshift Survey) представленных на сайтах [www.2dfgrs.net](http://www.2dfgrs.net) и [www.sdss.org](http://www.sdss.org).

Sloan Digital Sky Survey (SDSS, Слоуновский цифровой небесный обзор) — проект широкомасштабного исследования изображений и спектров звезд и галактик, выполненный с помощью 2.5-метрового широкоугольного телескопа в обсерватории Апаچی-Пойнт штата Нью-Мексико. Проект назван в честь фонда Альфреда Слоуна. 2dF (Two-degree-Field) Galaxy Redshift Survey — исследование по измерению красных смещений

галактик, проведенное Англо-австралийской обсерватории (ААО) с помощью 3.9 метрового телескопа и позволившее построить трехмерную карту Вселенной до глубины около 2,5 миллиардов световых лет.

На основе данных об экваториальных координатах для стандартной эпохи J 2000.0 и красном смещении галактик, приведенных в этих каталогах, были рассчитаны сферические и декартовы координаты галактик. Для определения расстояния до галактики из значения ее красного смещения использовалась формула для эффекта Доплера в общем случае

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{1}{\lambda_0} \sqrt{\frac{1-v/c}{1+v/c}}$$

и закон Хаббла

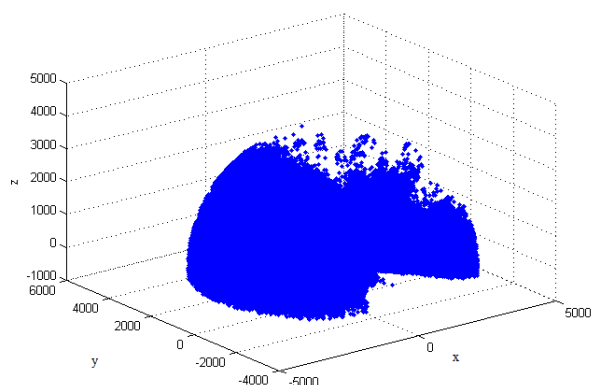
$$v = Hr,$$

где  $H$  – постоянная Хаббла, значение которой нами принималось равным  $H=70 \text{ км}/(\text{с Мпс})$ ,  $\lambda_0$  – длина волны излучения, испущенная источником,  $\lambda$  – наблюдаемая длина волны,  $v$  – лучевая скорость источника относительно наблюдателя, из которых следует:

$$r = \frac{(z+1)^2 - 1}{(z+1)^2 + 1} \frac{c}{H}$$

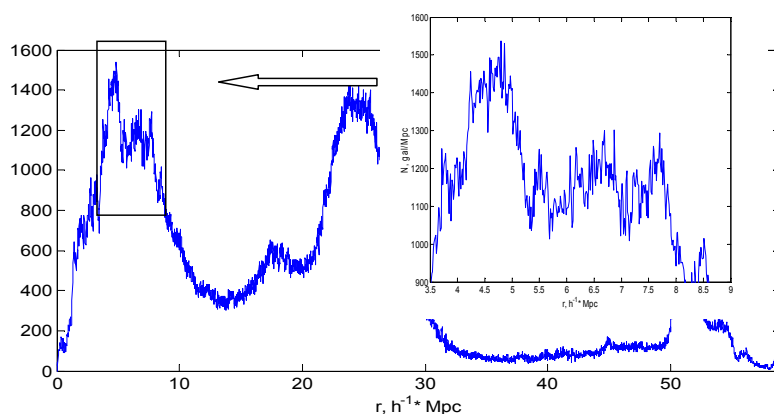
На рисунке 1 приведены результаты этих расчетов. Ось  $x$  декартовой системы координат направлена к точке весеннего равноденствия,

ось  $z$  – к северному полюсу мира, ось  $y$  дополняет систему координат до правосторонней.



**Рисунок 1** – Пространственное распределение галактик, рассчитанное по данным каталога SDSS

На рисунке 2 представлены распределения галактик в зависимости от их красных смещений (или расстояний от них до Солнечной системы), рассчитанные по данным Sloan Digital Sky-Survey. В увеличенном виде приведены также фрагменты соответствующих кривых, обведенные рамкой. Видно, что наблюдается некоторая повторяемость структур на разных масштабах. Это говорит в пользу того, что распределению галактик в пространстве присущи свойства самоподобия, скейлинговые закономерности, что характерно для структур, исследуемых в рамках нелинейной физики.



**Рисунок 2** – Распределение галактик в зависимости от их гелиоцентрического расстояния по данным SDSS



### Результаты исследования и их анализ

На базе описанных в предыдущем пункте наблюдательных данных была исследована зависимость от рассматриваемого масштаба корреляционной размерности

$$D_2 = \lim_{\delta \rightarrow 0} \frac{\ln Z(\delta)}{\ln \delta} = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \frac{\ln \sum_{i=1}^{N(\delta)} p_i^2}{\ln \delta},$$

где  $\delta$  – размер ячейки покрытия,  $Z$  – статистическая сумма,  $p_i$  – вероятность попадания точки фрактального объекта в  $i$ -й элемент покрытия,  $p_i^2$  – вероятность попадания выбранных наугад двух точек в  $i$ -ю ячейку (в случае, если попадание обеих точек в данную ячейку можно считать независимыми событиями). Как показано в [4], в случае неравномерного распределения галактик определение корреляционной размерности возможно на масштабах до 20% от размера ячейки, целиком лежащей внутри множества галактик в полной по объему выборке каталога. В этом случае ошибка в определении размерности составляет  $\pm(0.1-0.2)$  верхняя граница мас

На рисунке 3 представлена зависимость корреляционной размерности  $D_2$  от рассматриваемого масштаба, рассчитанная по данным каталогов SDSS и 2dF. Видно, что на масштабах  $\sim 20$  Мпк ее значение близко к 2, с ростом масштаба она растет, а при  $\sim 50$  Мпк ее рост почти прекращается, достигая значений  $\sim 2.5$  на самых больших рассмотренных масштабах. Полученные нами результаты для малых масштабов согласуются с приведенными в мировой научной литературе в пределах ошибки (например, [4]), однако на больших масштабах большинство исследователей получают большие значения корреляционной размерности, близкие к 3.

Также для различных масштабов по формуле  $S = -\sum_i p_i(\delta) \ln p_i(\delta)$ , где  $\delta$  – масштаб измерения величины сигнала (размер ячейки),  $p_i$  – вероятность попадания значения сигнала в интервал  $\delta$  с номером  $i$ , рассчитывалась энтропия Шеннона пространственного распределения галактик, которая затем нормировалась на энтропию равномерного распределения точек в той же области и с тем же количеством галактик, как и в исследуемой выборке из каталога (такое распределение должно обладать максимальным из всех возможных для данной выборки значением энтропии).

На рисунке 4 представлена зависимость нормированной энтропии Шеннона распределения галактик в пространстве от рассматриваемого масштаба по данным SDSS, а на рисунке 5 – та же зависимость для пространственного распределения галактик в проекции на плоскость. Пунктирными линиями указаны границы области самоорганизации для значений энтропии [5].

Интервал исследованных масштабов ограничивался с нижней стороны тем, чтобы в ячейку соответствующего размера попадало достаточное для набора статистики количество точек, а с верхней стороны тем, чтобы выборка галактик была достаточно полной, т.е. чтобы в ячейке не было областей, не охватываемых в полной мере каталогом. Ошибка в определении энтропии составляет от 0,04 для малых масштабов до 0,02 для больших.

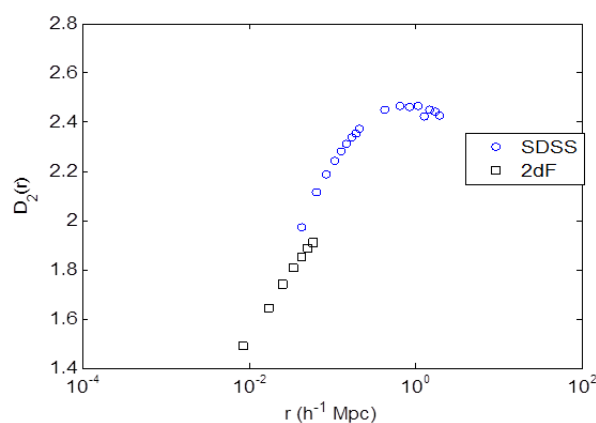
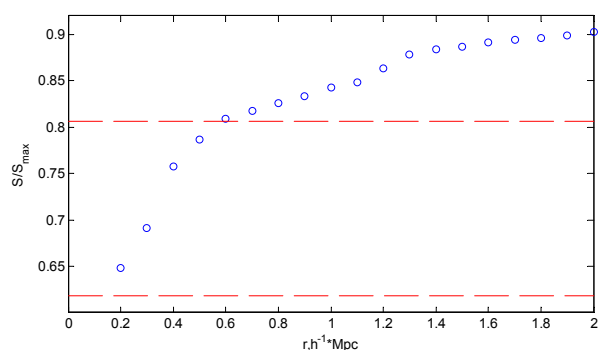


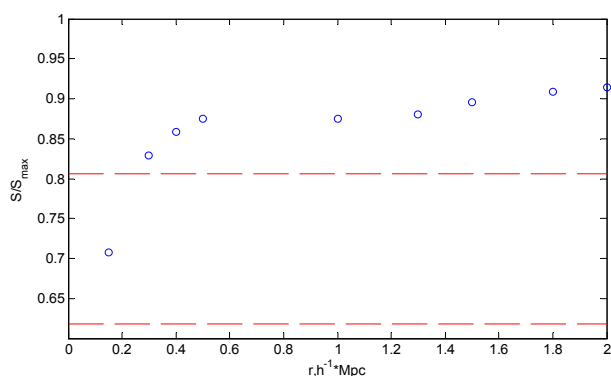
Рисунок 3 – Зависимость корреляционной размерности  $D_2$  от рассматриваемого масштаба, рассчитанная по данным каталогов SDSS и 2dF

Из рисунка 4 видно, что, начиная с наименьшего исследованного масштаба 15-20 Мпк, нормированная энтропия увеличивается от значений  $\sim 0,65$  до значений  $\sim 0,9$  на масштабах  $\sim 110$  Мпк, начиная с масштабов  $\sim 50$  Мпк рост энтропии замедляется, почти насыщаясь на  $\sim 110$  Мпк, хотя и продолжается до максимальных рассмотренных масштабов, не достигая, впрочем, значений энтропии равномерного распределения даже на масштабах  $\sim 150$  Мпк, подтверждая, таким образом, результаты, полученные нами при исследовании корреляционной размерности. При этом в интервалах до  $\sim 50$  Мпк энтропия попадает в область самоорганизации.

Это говорит о том, что на этих масштабах наблюдается сложная иерархия структур, начиная же с 'больших масштабов распределение начинает приближаться к равномерному, хотя и не становится таким.



**Рисунок 4** – Зависимость нормированной энтропии Шеннона пространственного распределения галактик от рассматриваемого масштаба по данным каталога SDSS



**Рисунок 5** – Зависимость нормированной энтропии Шеннона пространственного распределения галактик в проекции на плоскость от рассматриваемого масштаба по данным каталога SDSS

Представленная на рисунке 5 закономерность качественно согласуется с вышеописанной, однако значения энтропии выше, чем для трехмерного распределения на тех же масштабах, и насыщение наступает при меньших,  $\sim 50$  Мпк размерах ячейки. Это должно объясняться тем, что при проецировании галактик из пространства на плоскость, структуры, накладываясь друг на друга, сглаживаются, что и приводит к более равномерному распределению.

### Заключение

Таким образом, полученные нами результаты по зависимости от рассматриваемого масштаба как корреляционной размерности, так и информационной энтропии пространственного распределения галактик, подтверждают, что в на интервалах до  $\sim 50$  Мпк наблюдается сложная иерархия структур, при этом, начиная с масштабов  $\sim 110$  Мпк распределение становится близким к равномерному, хотя и не становится таким даже на интервалах  $\sim 150$  Мпк.

Эти выводы в целом согласуются с результатами о свойствах пространственного распределения галактик, полученными другими авторами, хотя вопрос о том, на каких масштабах Вселенная становится однородной, о размерах самых больших структур во Вселенной до сих пор остается открытым. Наши исследования указывают на то, что некоторая структурность во Вселенной должна наблюдаться по крайней мере вплоть до масштабов  $\sim 150$  Мпк. Отметим, что примеров исследования информационной энтропии распределения галактик в пространстве в мировой научной литературе нами встречено не было.

### Литература

- 1 Starck J.-L., Martinez V.J., Donoho D.L., Levi O., Querre P., Saar E. Analysis of the spatial distribution of galaxies by multiscale methods // Eurasip Journal on Applied Signal Processing. – 2005. – Vol. 15. – P. 2455-2469.
- 2 Verevkin A.O., Bukhmastova Yu.L., and Baryshev Yu.V. The Non-Uniform Distribution of Galaxies from Data of the SDSS DR7 Survey // arXiv.org > astro-ph > arXiv:1104.0884.
- 3 Croton D.J., Norberg P., Gaztanaga E., Baugh C.M. Statistical analysis of galaxy surveys – III. The non-linear clustering of red and blue galaxies in the 2dFGRS // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 2007. – Vol. 379. – P. 1562-1570.
- 4 Ловягин Н.Ю. Статистические свойства пространственного распределения Галактик // Астрофизический бюллетень. – 2009. – Т. 64, №3. – 223-225.
- 5 Жанабаев З.Ж., Мухамедин С.М., Иманбаева А.К. Информационные критерии степени самоорганизации в турбулентности // Известия вузов. Физика. – 2001. – № 7. – С. 72-77.

### References

- 1 J.-L. Starck, V.J. Martinez, D.L. Donoho, O. Levi, P. Querre, E. Saar, Eurasip Journal on Applied Signal Processing, 15, 2455-2469, (2005).
- 2 A.O. Verevkin, Yu.L. Bukhmastova, and Yu.V. Baryshev, arXiv.org > astro-ph > arXiv:1104.0884.
- 3 D.J. Croton, P. Norberg, E. Gaztanaga, C.M. Baugh, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 379, 1562-1570, (2007).
- 4 N.Yu. Lovyagin, Astrofizicheskiybulleten, 64(3), 223–235, (2009) (in russ).
- 5 Z.Zh. Zhanabaev, S.M. Mukhamedin, A.K. Imanbayeva, Russian Physics Journal, 44(7), 756-762, (2001).

Қантай Г.Ф., Кенжина И.Е.,  
Чебакова Е.А., Борецкий О.М.

**Исследование  
пространственного  
распределения солнечных  
космических лучей**

В работе были исследованы изменения N-S асимметрии солнечных космических лучей (СКЛ) во время вспышек на Солнце и рассчитаны радиальные градиенты плотности СКЛ для солнечных вспышек 23-24 циклов солнечной активности. Исследование распространения СКЛ в межпланетном магнитном поле (ММП) показали, что радиальные градиенты плотности СКЛ повторяют ход N-S асимметрии для вспышек с отрицательной и нулевой анизотропией, а для вспышек с положительными значениями N-S асимметрии – радиальные градиенты плотности СКЛ и N-S асимметрия изменяются в противофазе.

**Ключевые слова:** солнечная вспышка, N-S асимметрия, радиальные градиенты.

---

Kantay G.G., Kenzhina I.E.,  
Chebakova E.A., Boretskiy O.M.

**Investigation of spatial  
distribution of solar cosmic rays**

In this paper N-S asymmetry of solar cosmic rays (SCR) change were investigated during solar flares and radial density gradients for solar flares of 23-24 cycles of solar activity were calculated. Investigation of SCR propagation in interplanetary magnetic field (IMF) showed that the radial density gradients of SCR repeated stroke N-S asymmetry for flares with negative and zero anisotropy and for flares with positive values for N-S asymmetry – radial gradients and N-S asymmetry varies in anti-phase.

**Key words:** solar flare, N-S asymmetry, radial gradients.

---

Қантай Г.Ф., Кенжина И.Е.,  
Чебакова Е.А., Борецкий О.М.

**Күнғарыштық сәулелерінің  
кеңістік бөлуінің зерттеуі**

Бұл жұмыста күндегі тұтану кезіндегі күнғарыштық сәулелерінің (КФС) N-S асимметрииінің өзгерістері зерттелді және 23-24 күн белсенділігі циклдарының күн тұтануға арналған КФС-інің тығыздығының радиалды градиенттері есептелді. КФС-дің планетааралық магнит кеңістіктегі таралуының зерттеуі теріс және нөлді канизотропиясымен күнтұтануларға арналған КФС-інің тығыздығының радиалды градиенттері N-S асимметрииінің қадамын қайталайды, ал N-S асимметрииінің оңанизотропиясымен радиалды градиенттері және N-S асимметрииісі теріс фазада өзгеренің көрсетеді.

**Түйін сөздер:** күнтұтану, N-S асимметрия, радиалградиенттер.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СОЛНЕЧНЫХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

### Введение

Исследование солнечных вспышек представляет большой интерес для понимания физических процессов на Солнце, природы циклов солнечной активности, механизмов обращения магнитного поля Солнца. Мощные протонные вспышки являются одним из проявлений солнечной активности. Основные процессы, определяющие солнечную активность, разыгрываются в солнечном пятне и в его ближайших окрестностях. Появление же вспышек тем более будет вероятно, чем сложнее магнитная конфигурация и чем быстрее она меняется. Проводятся различные исследования солнечных вспышек. Последние десятилетия сразу несколько космических обсерваторий пристально наблюдают за Солнцем с помощью рентгеновских и УФ – телескопов. Комплексный анализ полученных экспериментальных данных дает конкретную информацию о таких важных характеристиках процесса ускорения, как условия в области ускорения частиц (концентрация плазмы, напряженность магнитного поля, размеры); энергетический спектр, состав и угловое распределение ускоренных частиц, длительность ускорительного процесса, взаимосвязь процессов ускорения легких и тяжелых частиц, характер их распространения, взаимодействия частиц со средой [1].

Ценную информацию дает изучение распределения солнечных космических лучей на основе исследования северо-южной анизотропии. За всю историю непрерывной регистрации различных компонент интенсивности космических лучей до настоящего времени зарегистрированы 71 большие вспышки. Как показал анализ этих событий, в ряде из них наблюдалась высокая анизотропия. Представляет интерес исследование анизотропных характеристик вспышек и радиальных градиентов плотности солнечных космических лучей [2].

### Исследование N-Сасимметрии

Суть явления N-S асимметрии заключается в следующем, что на станциях, асимптотические направления которых образуют различные углы с нормалью к плоскости пе-

реднего фронта ударной волны, образованной во время вспышки на Солнце, регистрируются различные значения интенсивности СКЛ. Наибольшее различие в величине эффектов можно зарегистрировать на станциях, расположенных в разных (северном и южном) полушариях Земли.

Для расчета и анализа N-S асимметрии СКЛ были выбраны две станции нейтронных мониторов(НМ): НМ Oulu (Финляндия), кото-

рый находится в северном полушарии, и НМ Sanae (Антарктида), который соответственно находится в южном полушарии. В таблице 1 указаны их географические координаты, а также жесткость геомагнитного обреза.

За период с 1998 г. по 2012 г. наблюдался ряд протонных вспышек (GLE), когда НМ регистрировали возрастание интенсивности СКЛ. В таблице 2 указаны дата, координаты и начало вспышки в H<sub>α</sub>-линии для этих событий.

Таблица 1 – Список станций нейтронных мониторов

Название станции НМ	Географическая широта, град.	Географическая долгота, град.	Жесткость геомагнитного обреза, ГВ
Oulu	65.06N	25.47E	0.77
Sanae	70.31S	2.40W	0.91

Таблица 2 – Список вспышек в 23-24 циклах солнечной активности

GLE №	Дата	Координаты вспышки	Начало вспышки в H <sub>α</sub>
56	02.05.1998	S15 W15	13:31
57	06.05.1998	S11 W65	07:58
58	24.08.1998	N30 E07	21:50
59	14.07.2000	N22 W07	10:03
60	15.04.2001	S20 W85	13:19
61	18.04.2001	S20W115	02:11
62	04.11.2001	N06 W18	16:03
64	24.08.2002	S20 W85	00:50
65	28.10.2003	S16E08	09:51
69	20.01.2005	N12W58	06:36
70	13.12.2006	S06W24	02:14
71	17.05.2012	N07W88	01:25

Для определения амплитуды N-S асимметрии была использована расчетная формула:

$$A_{NS} = (A_N - A_S), \quad (1)$$

где A<sub>N</sub> и A<sub>S</sub> – амплитуды возрастания интенсивности СКЛ в % на станциях северном и южном полушариях Земли.

На основе формулы (1) была рассчитана N-S асимметрия СКЛ для солнечных вспышек, приведенных в таблице 2. Анализ результатов в собы-

тиях 23-24 циклов солнечной активности показал, что из 12 солнечных вспышек для 6 вспышек наблюдается положительная N-S асимметрия СКЛ – 06.05.1998, 18.04.2001, 24.08.2002, 20.01.2005, 13.12.2006, 17.05.2012, а для 5 вспышек – 02.05.1998, 14.07.2000, 15.04.2001, 04.11.2001, 28.10.2003 N-S асимметрия СКЛ отрицательна, и лишь одна вспышка 24.08.1998 имеет значения N-S асимметрии близкие к нулю. Это означает изотропное распределение интенсивности СКЛ.



На рисунках 1 и 2 показаны временные профили и N-S асимметрия для вспышек 24.08.1998, 14.07.2000 и 17.05.2012 по 5-минутным данным НМ Oulu и Sanae, характеристики которых приведены в таблице 1.

Из рисунка 2 видно, что N-S асимметрия события 24.08.1998 – близка к нулю, в событии 14.07.2000 – отрицательна в момент возрастания интенсивности СКЛ, а в событии 17.05.2012 – положительна.

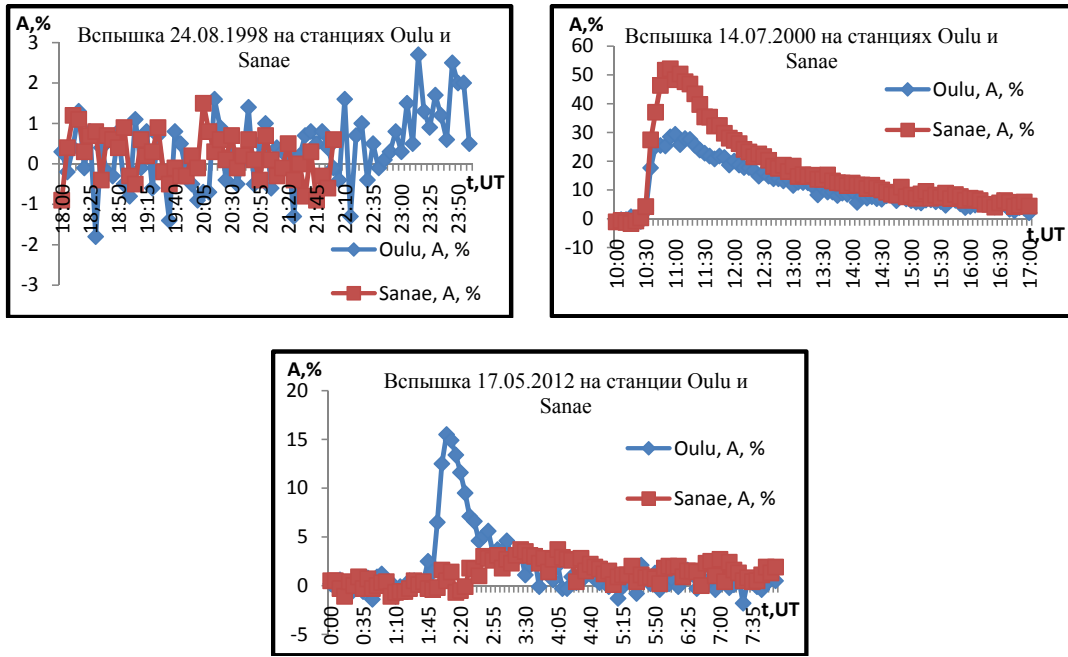


Рисунок 1 – Временные профили для событий 24.08.1998, 14.07.2000 и 17.05.2012 на станциях Oulu и Sanae

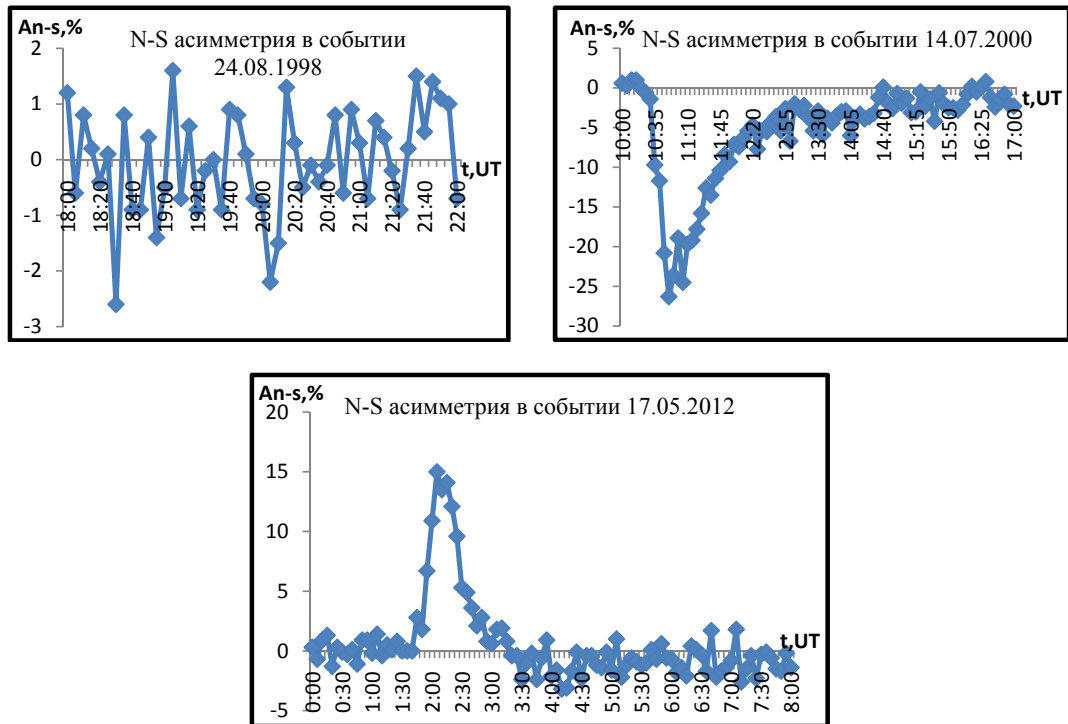


Рисунок 2 – N-S асимметрия в событиях 24.08.1998, 14.07.2000, 17.05.2012

Наблюдаемые эффекты можно объяснить с позиции анизотропной диффузии с учетом дрейфа частиц, когда присутствует анизотропия в давлении «газа» СКЛ. Можно также предположить, что такое поведение анизотропии связано с возмущением ММП. Возможно, что анизотропия появляется как результат волнообразной структуры нейтрального слоя, разделяющего области различных магнитных полярностей [3].

### Радиальные градиенты плотности СКЛ

Градиент (от лат. *gradiens*, род. падеж *gradientis* – шагающий) – характеристика, показывающая направление наискорейшего возрастания некоторой величины, значение которой меняется от одной точки пространства к другой.

Градиентом плотности СКЛ является нарастание или уменьшение по какому-либо направлению интенсивности СКЛ.

Радиальный градиент плотности космических частиц определяется следующей формулой [4]:

$$\delta = [dn(E, r)/dr]/n(E, r), \quad (2)$$

где  $n$  – интенсивность космических частиц,  $r$  – расстояние от Солнца,  $E$  – энергия космических частиц.

Обычно  $\delta$  выражается в процентах на интервале расстояния, равном 1 АЕ. Тогда в пренебрежении потерями и при  $C=1$  – коэффициент Комптона – Геттинга:

$$\delta = \frac{1}{n} \frac{dn}{dr} (100 \cdot 1 \text{ АЕ}) = (100 \cdot 1 \text{ АЕ}) \frac{u}{D(E, r)} \%/\text{АЕ}, \quad (3)$$

где  $u$  – скорость плазмы,  $D$  – коэффициент диффузии.

Имея в распоряжении данные об N-S асимметрии и, привлекая, данные по ММП, можно рассчитать радиальные градиенты плотности СКЛ. Анизотропия космического излучения может быть также записана следующим образом

$$A = \frac{\rho_L}{B} [\vec{B} \times \vec{G}] = \frac{R}{B^2} [\vec{B} \times \vec{G}], \quad (4)$$

где  $A$  – анизотропия космического излучения (КИ),  $\rho_L$  – ларморовский радиус,  $R$  – жесткость,  $B$  – магнитное поле,  $G$  – градиент плотности КИ. Записывая это уравнение для северо-южной компоненты анизотропии, можно получить удобные для применения соотношения между радиальным градиентом и анизотропией:

$$G = \frac{A_{NS} \cdot B^2}{R \cdot B_y}, \quad (5)$$

где  $B_y$  –  $y$  – составляющая ММП [2].

На основе часовых данных интенсивности СКЛ и данных измерения ММП на космическом аппарате ACE были рассчитаны радиальные градиенты плотности СКЛ и N-S асимметрии, которые показаны на рисунке 3.

Как видно из рисунка 3, радиальные градиенты плотности СКЛ в событиях 14.07.2000 с отрицательной анизотропией повторяют ход N-S асимметрии. Для событий 17.05.2012с положительной N-S асимметрией имеет место аналогичная зависимость, хотя радиальные градиенты и N-S асимметрия изменяются в противофазе, это определяется отрицательными значениями  $B_y$ -составляющей ММП, но по модулю изменения градиентов происходит одновременно с изменением N-S асимметрии. Для события 24.08.1998 с нулевой анизотропией радиальные градиенты плотности СКЛ также повторяют ход N-S асимметрии.

### Заключение

В работе проведено исследование N-S асимметрии и радиальных градиентов плотности СКЛ для вспышек 23-24 циклов солнечной активности, используя данные непрерывной регистрации космического излучения мировой сети станций нейтронных мониторов, данные ММП, полученные на спутнике ACE.

Показано, что радиальные градиенты плотности СКЛ могут принимать отрицательные или нулевые значения во время вспышек на Солнце. Изменение радиальных градиентов плотности СКЛ происходит в фазе с N-S асимметрией СКЛ, если N-S асимметрия отрицательна, и в противофазе, если N-S асимметрия положительна. При изотропном распределении СКЛ радиальные градиенты плотности СКЛ близки к нулю.

Проведенные исследования направлены на решение проблемы генерации и распространения СКЛ в космическом пространстве, для создания модели солнечных вспышек, а также позволяют решить ряд прикладных задач в области экологии, обеспечения радиационной безопасности космических и авиационных полетов, прогнозирования геоактивных явлений в околоземном космическом пространстве и глобальных изменений в окружающей среде.

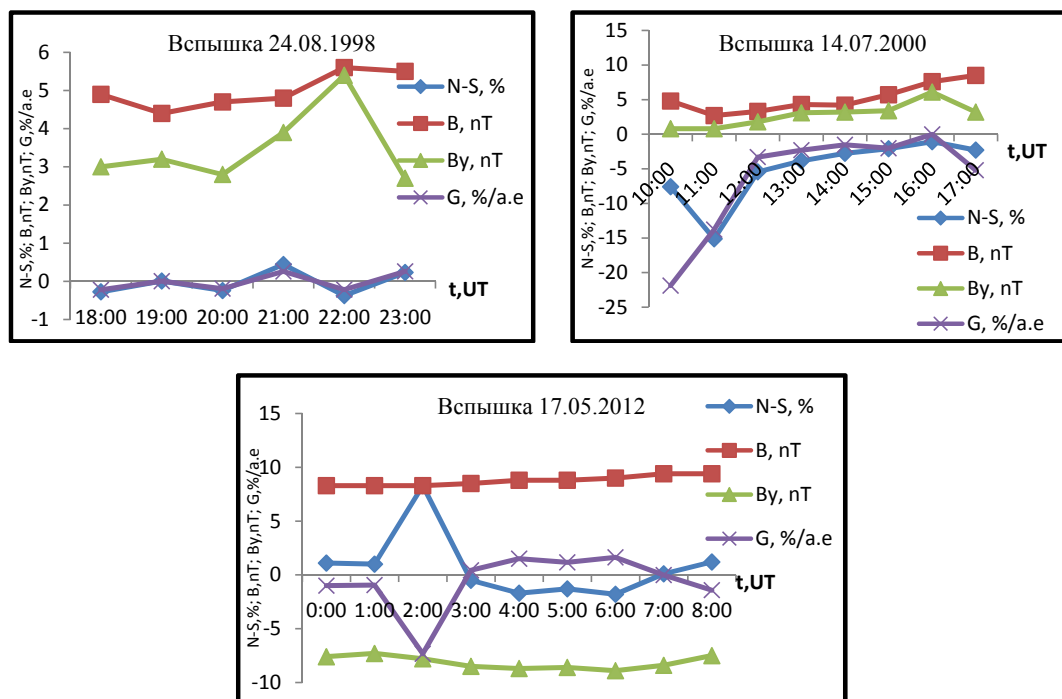


Рисунок 3 – Анизотропия и радиальные градиенты плотности СКЛ во вспышках 24.08.1998, 14.07.2000, 17.05.2012

### Литература

- 1 Кочаров Г.В. Комплексное изучение солнечной активности и ускоренных во вспышках частиц. – Сб. Проблемы физики космических лучей. – М.: Наука, 1987. – С. 83 – 98.
- 2 Купчишин А.И., Наурызбаева А.Ж., Чебакова Е.А. Анизотропия, радиальные градиенты плотности СКЛ и диагностика оптических свойств атмосферы // Известия НАН РК. Серия физ.-мат., 2006. №2. – С.48-52.
- 3 Erdos G., Kota J. The spectrum of daily variations between 50 and 200 GV / Central Research Institute For Physics, Budapest // 16th International Cosmic ray Conference Kyoto, Japan, 6-18 August 1979.
- 4 Мурзин В.С. Астрофизика космических лучей // Учебное пособие для вузов. – М.: университетская книга, Логос, 2007. – 488 с.

### References

- 1 G.V. Kocharov Kompleksnoe izuchenie solnechnoj aktivnosti i uskorennyh vo vspyshkah chastic. – Sb. Problemy fiziki kosmicheskikh luchej. – М.: Nauka, 1987. – С. 83 – 98 (in russ).
- 2 A.I. Kupchishin, A.Zh. Nauryzbaeva, E.A. Chebakova, Izvestija NAN RK. Serijafiz.-mat., 2,48-52, (2006) (in russ).
- 3 G. Erdos, J. Kota, Central Research Institute For Physics, Budapest, 16th International Cosmic ray Conference Kyoto, Japan, 6-18 August 1979.
- 4 Murzin V.S. Astrofizika kosmicheskikh luchej // Uchebnoe posobie dlja vuzov. – М.: Universitetskaja kniga. Logos, 2007. – 488 s. (inruss).

Алимгазинова Н.Ш.,  
Наурзбаева А.Ж.,  
Манапбаева А.Б.,  
Тлеубаева И.С.

**Рекуррентный анализ  
всплесков радиоизлучения  
Солнца**

В работе предложен новый метод анализа временных рядов, основанный на фундаментальном свойстве диссипативных динамических систем – рекуррентности (повторяемости состояний). Целью работы является описание динамического поведения радиовсплесков Солнца методом рекуррентных диаграмм. Рекуррентные диаграммы являются графическим инструментом, по которым выявляют ряд основных структур, отвечающих за тот или иной характер развития системы. В работе показано, что для разных типов радиовсплесков характерны различные особенности в структурах. Так для всплесков I типа характерна топология дрейфа, показывающая неоднородность процесса и медленное изменение параметров. Для радиовсплесков II типа структура рекуррентной диаграммы по топологии является контрастной, это говорит о резком изменении динамики процесса, о его нестационарности. Полученные результаты хорошо согласуются с физической теорией радиовсплесков.

**Ключевые слова:** всплеск, радиоизлучение, нелинейный анализ, фазовый портрет, рекуррентная диаграмма, топология, текстура.

Alimgazinoва N.Sh.,  
Naurzbayeva A.Zh.,  
Manapbayeva A.B.,  
Tleubayeva I.S.

**Recurrent analysis of Solar radio  
bursts**

In this work it is offered a new method for analysis of time series based on the fundamental property of dissipative dynamical systems – recurrence (repeatability conditions). The aim is to describe dynamic behavior of solar radio bursts by the method of recurrent diagrams. Recurrent diagrams are a graphical instrument which detect a number of basic structures responsible for one or other character of a system development. It is shown that different types of radio bursts have various features in structures. So bursts of type I are characterized by drift topology, showing heterogeneity of a process and a slow change of parameters. For radio bursts of type II a structure of recurrent diagram on topology is contrast, this indicates about a sharp change of a process dynamics, about its non stationarity. The received results are well coordinated with physical theory of radio bursts.

**Key words:** burst, radio emission, nonlinear analysis, phase portrait, recurrent diagram, topology, texture.

Алимгазинова Н.Ш.,  
Наурзбаева А.Ж.,  
Манапбаева А.Б.,  
Тлеубаева И.С.

**Күн радиосәулеленуінің  
жарқылдарының рекуррентті  
талдау**

Жұмыста диссипативті динамикалық жүйелердің іргелі қасиетіне – рекурренттілікке (күйдің қайталануы) негізделген, уақыт қатарларын талдаудың жаңа әдісі ұсынылды. Жұмыстың мақсаты Күннің радиожарқылдарының динамикасын рекуррентті диаграммалар әдісімен бейнелеу болып табылады. Рекуррентті диаграммаларындағы негізгі құрылым қатарлары арқылы жүйенің дамуының сипатын анықтауға болады. Жұмыста радиожарқылдардың әртүрлі типтері үшін құрылымдардың әртүрлі ерекшеліктер сипаты көрсетілген. Топология бойынша I типті жарқылдарға дрейф топологиясы сәкес келеді, осы кезде процессті біртекті емес және параметрлердің баяу түрде өзгеруі байқалады. Жарқылдардың II типі үшін топология бойынша рекуррентті диаграмманың құрылымы кереғар болып табылады, процесстің динамикасының кенет өзгеруі, оның тұрақсыз екендігін көрсетіп тұр. Алынған нәтижелер радиожарқылдардың физикалық теориясымен жақсы келіседі.

**Түйін сөздер:** жарқыл, радиосәулелену, бейсызық талдау, фазалық бейне, рекуррентті диаграмма, топология, текстура.

**РЕКУРРЕНТНЫЙ  
АНАЛИЗ ВСПЛЕСКОВ  
РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ  
СОЛНЦА****Введение**

В последние десятилетия наряду с традиционными методами исследования временных рядов используются различные методы нелинейной физики. Большое количество исследований посвящено оценке нелинейных характеристик и свойств различных естественных и искусственных систем, которые определяют характер процессов (стохастичность, хаотичность, периодичность и т.д.) и выявляют особенности эволюции. Однако большинство таких методов требуют либо длинных, либо стационарных рядов данных, которые не всегда возможно получить при реальных наблюдениях природного процесса.

В настоящее время многие исследователи различных отраслей науки широко применяют визуальный метод – метод рекуррентных диаграмм, разработанный Дж. Экманом, О. Кампостом и Д. Рюэллем [1-4]. Это новый инструмент, основанный на фундаментальных свойствах диссипативных динамических систем, использование которого не предъявляет особых требований к временным рядам данных и позволяет увидеть динамическую картину процесса в целом.

Практически все природные явления обладают ярко выраженным рекуррентным поведением, поэтому целью дипломной работы является исследование динамического поведения всплесков солнечного радиоизлучения различного типа с помощью визуального метода нелинейного анализа – метода рекуррентных диаграмм.

**Всплески радиоизлучения Солнца**

Солнечное радиоизлучение исследуется в широком диапазоне, начиная с миллиметровых волн и кончая волнами длиной несколько десятков метров. Со стороны длинных волн диапазон ограничен увеличивающейся с ростом длины волны непрозрачностью ионосферы, тогда как прием миллиметровых волн становится затруднительным вследствие поглощения радиоволн молекулами  $O_2$  и  $H_2O$  в атмосфере Земли. Кроме того, при исследовании длинноволнового сол-

нечного радиоизлучения существенную роль играют трудности, связанные с выделением радиоизлучения Солнца на фоне интенсивного космического излучения.

Уровень радиоизлучения невозмущенного Солнца и повышенного радиоизлучения, связанного с активными областями, никогда не остается постоянным в течении сколько-нибудь значительного промежутка времени. На фоне этого излучения возникают многочисленные всплески, обладающие различными «временами жизни», интенсивностью и частотным спектром [5].

Всплеск радиоизлучения, в большинстве случаев начинающийся во время хромосферной вспышки, происходит часто внезапно и почти одновременно в широком спектре частот. По-

следующее развитие всплеска характеризуется огромным разнообразием в общем поведении при различных длинах волн. Существует несколько типов кратковременных всплесков, наблюдаемых в широком диапазоне от волн длиной менее 1 см до 50 м, длительностью от долей секунд до нескольких часов. Для наглядности на одной диаграмме в координатах «время – длина волны» в виде заштрихованных областей изображены всплески спектральной классификации, которая была еще в 50-х годах прошлого века впервые введена Дж. Уайлдом (рис.1). Однако данная классификация радио-всплесков Солнца основана на анализе экспериментальных данных и носит, как видно из рисунка 1, более качественный характер, нежели количественный.

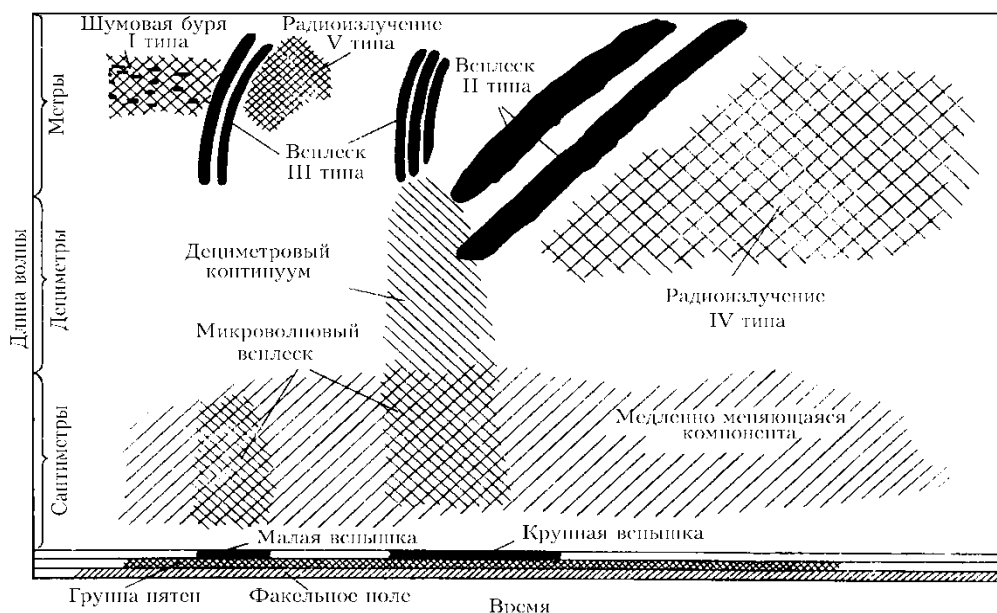


Рисунок 1 – Типы спорадического радиоизлучения Солнца [5]

**Всплески I типа.** Ярким проявлением солнечной активности в метровом диапазоне являются всплески I типа – солнечные шумовые бури. Солнечной шумовой бурей называется повышенное радиоизлучение, захватывающее широкую полосу частот метрового диапазона волн (80–200 МГц), с налагающимися на этот уровень многочисленными короткоживущими всплесками с длительностью от 0,1 до 3 с. В периоды сильной активности Солнца сотни всплесков могут появляться каждый час, а шумовая буря может продолжаться несколько дней. Диаметр источников шумовых бурь составляет и

увеличивается с уменьшением частоты. Высота области генерации над фотосферой ~ 400000 км. Яркостная температура излучения порядка  $10^8 \div 10^{10}$  К. Излучение шумовых бурь сильно поляризовано по кругу, что соответствует обыкновенной волне.

Радиовсплески I типа связаны с магнитными полями солнечных пятен в активных областях. Они возникают в результате конверсии плазменных волн на квазистационарных структурах, создаваемых самими плазменными волнами, которые возбуждаются потоками быстрых электронов, ускоренных ударными



волнами в магнитном поле. Излучение всплесков магнитотормозное в магнитном поле пятна из области выше «плазменного зеркала». Такой процесс оказывается эффективным при достаточно низком уровне плазменной турбулентности.

**Всплески II типа.** Солнечные радиовсплески II типа представляют собой сигналы электромагнитных процессов без столкновений, распространяющиеся радиально наружу в солнечной атмосфере. Они сравнительно редки и появляются в результате сильных хромосферных вспышек (один раз в несколько суток). В основном, всплески с временем жизни порядка 3 – 30 минут возникают в полосе частот от 10 до 150 МГц (метровые волны) и имеют слабую степень поляризации. Их средний поток достигает  $\sim 10^7$  Ян, а максимальные значения достигают  $10^{11}$  Ян.

Механизм возникновения всплесков II типа плазменные колебания, которые возбуждаются на фронте ударной волной распространяющейся из области хромосферной вспышки. Часть энергии колебаний переходит в энергию электромагнитных волн, которые наблюдаются в виде всплеска II типа. При подъеме ударной волны в более высокие слои короны Солнца, где меньше электронная концентрация и, соответственно, ниже плазменная частота, всплеск дрейфует к более низким частотам. Поэтому основными спектральными характеристиками всплесков II типа являются медленный систематический дрейф от высоких к низким частотам со скоростями  $\sim 200$  кГц/с, узкий диапазон частот, резко очерченные особенности. Всплески II типа часто встречаются в виде двух медленно дрейфующих полос излучения с частотным соотношением 1:2. Это можно объяснить наличием магнитного поля, т.е. может происходить модуляция сигнала на плазменной частоте гирочастотой [5].

### Метод рекуррентных диаграмм

Рекуррентные диаграммы являются графическим инструментом, по которым можно выявить ряд основных структур, отвечающих за тот или иной характер развития системы. Впервые в 1987 году в работе Экмана и др. [1] предложен способ отображения  $m$  – мерной фазовой траектории состояний  $x(t)$  на двумерную квадратную двоичную матрицу размером  $N \times N$ , в которой 1 (черная точка) соответствует повторению состояния при некотором времени  $i$  в некоторое другое время  $j$ . Диаграмма

имеет координатные оси являющиеся осями времени. Так получается рекуррентная диаграмма, которая описывается соотношением:

$$R_{i,j}^{m,\varepsilon_i} = \Theta(\varepsilon_i - \|x_i - x_j\|),$$

где  $\{x_j\} = \{x_1, x_2, \dots\} \in R^m$ ,  $i, j = 1, 2, \dots, N$ ,  $N$  – количество рассматриваемых состояний наблюдаемого процесса  $x_i$ ,  $\varepsilon_i$  – размер окрестности точки  $x_i$  в момент  $i$ ,  $\|x_i - x_j\|$  – нормированное расстояние между точками,  $\Theta$  – функция Хэвисайда.

Поскольку  $R_{i,j} = 1 (i = 1 \dots N)$  по определению, то рекуррентная диаграмма содержит черную диагональную линию – линию тождественности, под углом  $\frac{\pi}{4}$  к координатным осям. произвольно взятая рекуррентная точка  $i, j$  не несет какой-либо полезной информации о состояниях во времена  $i$  и  $j$ . Только вся совокупность рекуррентных точек позволяет восстановить свойства системы [6].

Для реальных временных рядов почти невозможно обнаружить абсолютно рекуррентные состояния в том смысле, что  $x_i \equiv x_j$ , по этой причине состояние  $x_i$  рекуррентно состоянию  $x_j$ , если они располагаются достаточно близко друг к другу. Критерием близости выступает граничное расстояние  $\varepsilon_i$ . Это означает, что векторы  $x_j$ , попадающие в  $m$  – мерную окрестность радиусом  $\varepsilon_i$ , являются рекуррентными, тогда  $x_j$  называют рекуррентными точками.

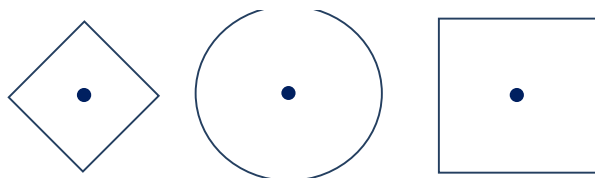
Существуют два способа задания окрестности:

$$\begin{aligned} \varepsilon_i &= \varepsilon \forall i, & R_{i,j} &= R_{j,i}, \\ \varepsilon_i &\neq \varepsilon, & R_{i,j} &\neq R_{j,i}. \end{aligned}$$

В первом случае окрестность задается в виде шара с фиксированным радиусом и с центром в точке  $x_i$ . Данный способ гарантирует симметричность рекуррентной картины относительно главной диагонали, так как  $x_i$  близко расположено к  $x_j$ , и наоборот. во втором случае окрестность определяется так, чтобы в нее попало строго фиксированное число состояний  $x_j$ , т.е. для каждого  $x_i (i = 1, \dots, N)$  выбирается свое расстояние окрестности  $\varepsilon_i$ . Величина  $R_{i,j} \neq R_{j,i}$ , так как окрестность для  $x_i$  не совпадает с окрестностью  $x_j$ . На рекуррентной диаграмме наблюдается асимметрия относительно главной диагонали, однако все колонки массива диаграммы имеют одинаковую плотность рекуррентности. Выбор задания окрестности точки  $x_i$  выбирается исследователем по усмотрению [6].



Для построения рекуррентной диаграммы необходимо выбрать норму: евклидову ( $L_1, L_2$ ) или максимальную ( $L_\infty$ ). Выбор нормы определяет и форму окрестности (рис.2).



**Рисунок 2** – Типы норм в двумерном пространстве:  
 $L_1$ - норма (а),  $L_2$ - норма (б),  $L_\infty$  – норма (в)[7]

При построении рекуррентной диаграммы с фиксированным значением  $\varepsilon_i$ , в окрестность с  $L_\infty$  – нормой может попасть наибольшее количество близлежащих векторов фазового пространства по сравнению с  $L_1$  - и  $L_2$  – нормами, а при выборе  $L_1$  – нормы, наоборот, меньше. Выбор нормы зависит от целей исследования.  $L_\infty$  - норма не зависит от размерности фазового пространства, поэтому она удобна при вычислениях.  $L_1$  – норма обеспечивает наиболее устойчивую рекуррентность состояний.

Выбор пороговой величины  $\varepsilon_i$  обусловлен присутствием шумовой компоненты в реальных данных. Чаще всего рекомендуется выбирать фиксированный радиус окрестности не более 10% от значения максимального диаметра фазового пространства.

Основным преимуществом рекуррентных диаграмм является способность визуализировать многомерные фазовые траектории даже в случае коротких и нестационарных рядов, а по виду геометрических структур можно проследить эволюцию во времени выбранного процесса. В работе Экмана и других [1] были введены два основных класса структур: топология и текстура. Топология соответствует крупномасштабным структурам на графиках, текстура – мелкомасштабным структурам. Подробное описание каждого класса структур приведено в работах [1, 6, 7].

Очевидно, что образуемые структуры рекуррентных диаграмм можно анализировать и численно. В работах [2-4, 8] разработаны инструменты вычисления ряда мер на основе подсчета плотности рекуррентных точек, вертикальных и горизонтальных линий и т.д. Можно рассчитать коэффициент самоподобия, предсказуемость, энтропию, тренд, среднюю длину диагональных

линий и горизонтальных структур.

## Результаты исследования

В связи с тем, что спектральная классификация всплесков основана на анализе многих экспериментальных данных и носит более качественный характер на вышепредставленной диаграмме (рис.1), нежели количественный, и нет однозначных критериев разделения всплесков во временных потоках излучения, нами в данном исследовании показана возможность применения нового анализа нестационарных временных рядов для разделения всплесков по их физической природе.

В исследованиях были использованы временные потоки радиоизлучения Солнца на частотах от 245 МГц до 15400 МГц по данным четырех станций мировой сети солнечных радиотелескопов (RSTN): Palehua (Hawaii), Sagamore Hill (Massachusetts), Learmonth (Western Australia) и San Vito (Italy) [9]. В соответствии с общепринятой спектральной классификацией всплесков, из временного ряда были выделены сигналы, соответствующие событиям I и II типов радиовсплесков.

В данной работе представлены результаты исследования для двух типичных всплесков I и II типов, зарегистрированных в 2006 году в обсерватории San Vito (Italy). Временные диаграммы исследуемых сигналов радиоизлучения Солнца и соответствующие им фазовые портреты представлены на рисунках 3, 4.

При анализе структур фазовых траекторий мы видим, что для радиовсплесков I типа фазовая траектория меняется хаотическим образом, в то время как для радиовсплесков II типа наблюдается некоторая структурность и закономерность в поведении фазовой траектории. Это скорее всего связано с тем, что всплески I типа явление шумоподобное и равновесное, а всплески II типа – результат процесса самоорганизации в активной области Солнца.

Для построения рекуррентных диаграмм были использованы значения размерности вложения и запаздывания по времени равные 1, окрестность точки была задана в виде шара с фиксированным радиусом  $\varepsilon = 0.15$ . При расчете для двумерного пространства была использована евклидова норма.

На рисунках 5-8 представлены типичные рекуррентные диаграммы для различных типов радиовсплесков.

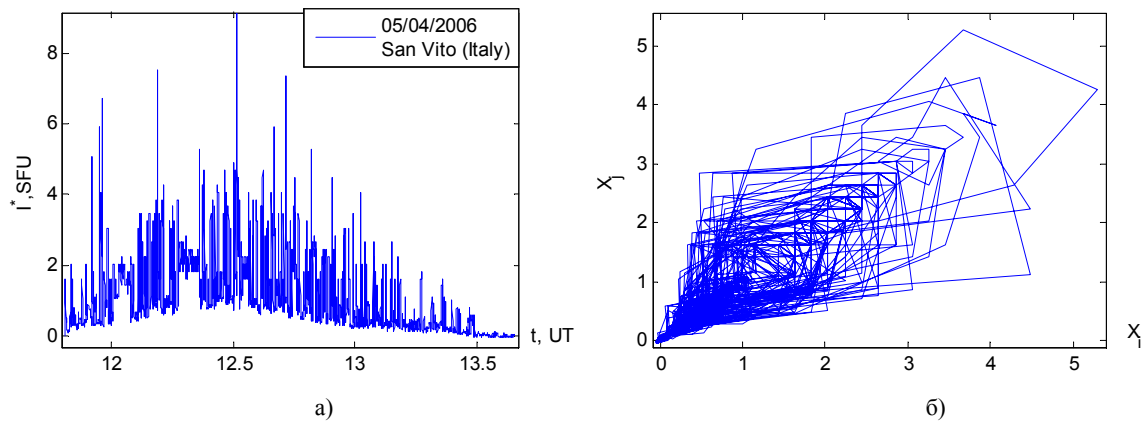


Рисунок 3 – Радиовсплеск I типа: график изменения во времени (а) и фазовый портрет (б)

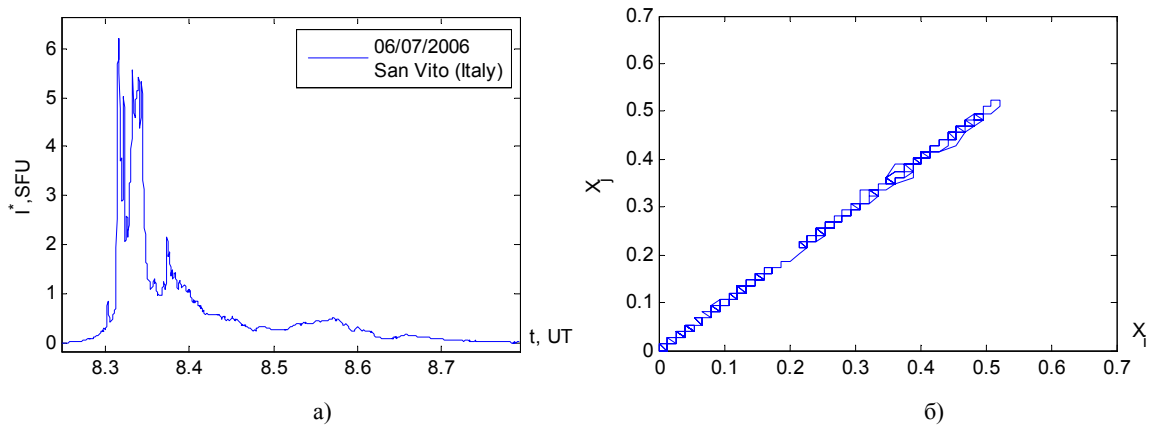


Рисунок 4 – Радиовсплеск II типа: график изменения во времени (а) и фазовый портрет (б)

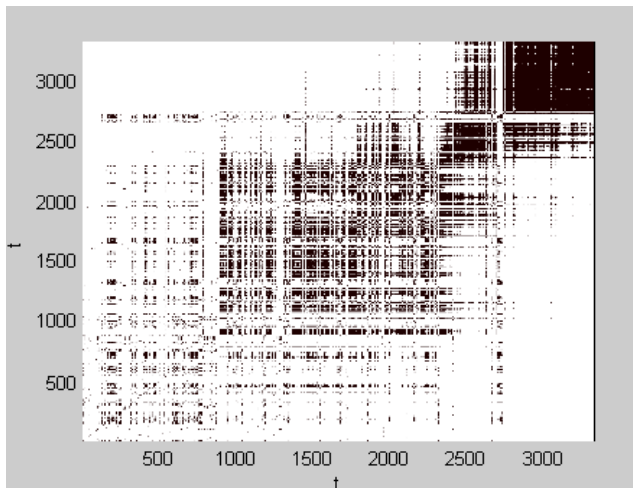


Рисунок 5 – Топология на рекуррентной диаграмме радиовсплеска I типа

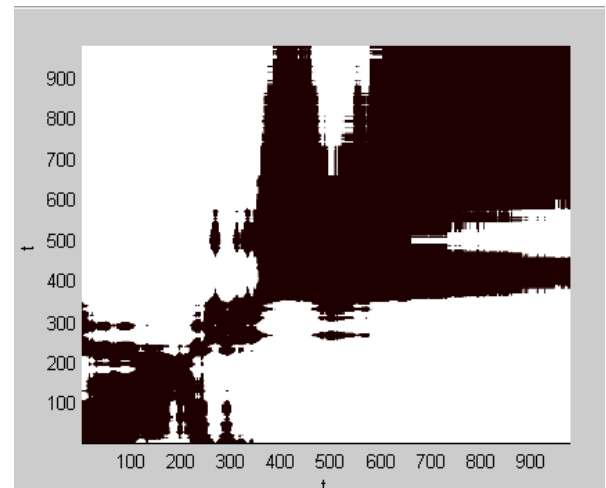
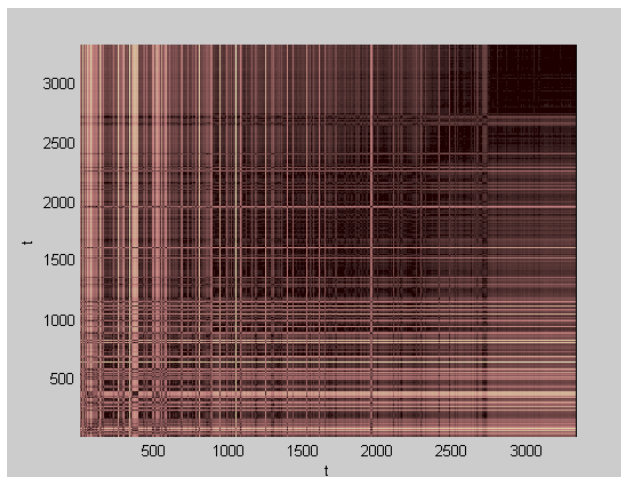
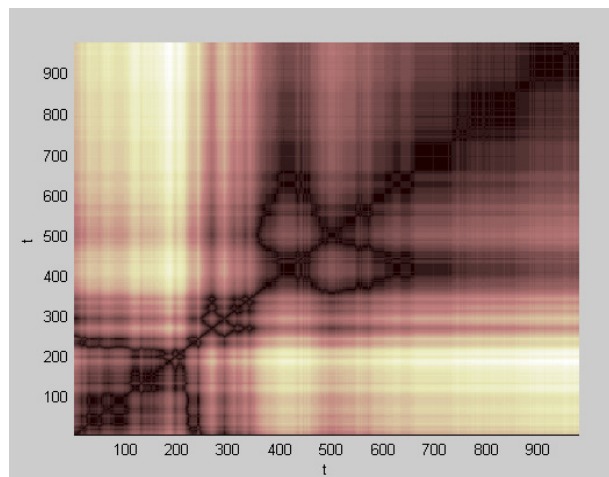


Рисунок 6 – Топология на рекуррентной диаграмме радиовсплеска II типа



**Рисунок 7** – Текстура на рекуррентной диаграмме радиовсплеска I типа



**Рисунок 8** – Текстура на рекуррентной диаграмме радиовсплеска II типа

На рисунке 5 мы видим, что для радиовсплесков I типа мы наблюдаем характерное изменение яркости изображения от нижнего правого и верхнего левого углов. Этот вид крупных структур относится к топологии дрейфа. Дрейф характерен для динамических систем, не обладающих абсолютной неоднородностью, но содержащих медленно изменяющиеся параметры.

Анализируя текстуру, мы видим смешанный вид текстуры, с одной стороны на интервалах времени от начала события до времени равным  $\approx 2750$  секунд наблюдаются скопления светлых вертикальных и горизонтальных линий. На диаграмме рисунка 7, с увеличением времени скопления светлых полос наблюдаются все реже. Такая текстура соответствует состояниям системы, которая незначительно изменяется с течением времени. Кроме того, нерегулярное появление черных зон, соответствующих скоплениям вертикальных и горизонтальных линий, а также белых зон, указывает на нерегулярность процесса, скорее всего на коррелированность шумов. Действительно, это характерно для всплесков данного типа.

Рекуррентная диаграмма, построенная для радиовсплесков II типа (рис. 6) по топологии является контрастной. В этом случае, это говорит о резком изменении динамики процесса. Яркие выраженные белые зоны на рекуррентной диаграмме говорят о нестационарности происходящего процесса. Действительно, всплески II типа возникают вследствие нестационарных и высокоэнергетических процессов в атмосфере Солнца.

При рассмотрении геометрических структур на малых масштабах (рис. 8) мы видим также смешанные разновидности текстуры: на интервалах времени менее  $\approx 350$  секунд наблюдаются как диагональные, так и горизонтальные, и вертикальные линии под некоторым углом к основной диагонали. Появление диагональных линий соответствует ситуации, когда некая часть фазовой траектории протекает параллельно другой, действительно, это наблюдается на рисунке 4,б. На больших интервалах времени диагональные линии не наблюдаются. Нерегулярное появление диагональных линий указывает на то, что рассматриваемый процесс – хаотический.

Наличие вертикальных и горизонтальных линий и их скопление в черных зонах, проявляющихся нерегулярно на диаграмме, указывает на то, что процесс радиовсплесков II типа нерегулярен, что и соответствует действительности. Всплески II типа являются довольно не частым явлением по сравнению со всплесками других типов.

Анализируя рекуррентные диаграммы мы видим, что для каждого типа всплеска нельзя однозначно наблюдать ярко выраженную периодичность в подпроцессах исследуемого события. Для радиовсплесков I типа периодичность наблюдается лишь на малых интервалах времени (порядка нескольких секунд) в начале события, а для всплесков II типа периодичность не наблюдается.

Для других исследованных сигналов, соответствующих всплескам I и II типа, наблю-

даются схожие особенности в рекуррентных диаграммах.

### Заключение

В работе были исследованы временные потоки радиоизлучения Солнца с применением метода визуального анализа нестационарных временных рядов – метода рекуррентных диаграмм,

который позволил выявить характерные особенности в динамическом поведении исследуемых сигналов.

Далее планируется проведение более детального численного анализа рекуррентных диаграмм радиовсплесков различных типов с целью выявления количественных критериев их классификации по одной временной зависимости плотности потока излучения.

### Литература

- 1 Eckmann J.-P., Kamphorst S.O., Ruelle D. Recurrence Plots of Dynamical Systems // *Europhysics Letters* 5. – 1987. – P. 973-977.
- 2 March T.K., Chapman S.C., Dendy R.O. Recurrence plot statistics and the effect of embedding // *Physica D*, 2005. – Vol. 200. – P. 171-184.
- 3 Marwan N., Romano M. C., Thiel M., Kurths J. Recurrence Plots for the Analysis of Complex Systems // *Physics Reports*, 2007. – Vol. 438(5-6). – P. 237-329.
- 4 Kulkarni A., Marwan N., Parrott L., Proulx R., Webber Jr. C. L. Recurrence plots at the crossroad between theory and application // *International Journal of Bifurcation and Chaos*, 2011. – Vol. 21(4). – P. 997-1001.
- 5 Алимгазина Н.Ш. Информационно-энтропийный анализ радиоизлучения Солнца: дисс... канд. физ.-мат. наук: 01.03.02 / Казахский национальный ун-т им. аль-Фараби. – Алматы, 2010. – 98 с.
- 6 Киселев В. Б. Рекуррентный анализ – теория и практика // *Научно-технический вестник СПбГУ ИТМО*. – 2006. – Вып. 29. – С. 118-127.
- 7 Золотова Н. В., Понявин Д.И. Нелинейный анализ климатических временных рядов и солнечной активности посредством рекуррентных и кросс-рекуррентных графиков // *Вопросы геофизики*, 2005. – №38 (438). – С. 203-231.
- 8 Zbilut J.P., Giuliani A., Webber Jr.C.L. Detecting deterministic signals in exceptionally noisy environments using cross – recurrence quantification // *Phys. Lett. A*, 1998. – Vol. 246. – P. 122-128.
- 9 National Geophysical Data Center. – <http://www.ngdl.noaa.gov/stp/SOLAR>.

### References

- 1 J.-P. Eckmann, S.O. Kamphorst, D. Ruelle, *Europhysics Letters*, 5, 973-977, (1987).
- 2 T.K. March, S.C. Chapman, R.O. Dendy, *Physica D*, 200, 171-184, (2005).
- 3 N. Marwan, M.C. Romano, M. Thiel, J. Kurths, *Physics Reports*, 438(5-6), 237-329, (2007).
- 4 A. Kulkarni, N. Marwan, L. Parrott, R. Proulx, Jr. C.L. Webber, *International Journal of Bifurcation and Chaos*, 21(4), 997-1001, (2011).
- 5 N.Sh. Alimgazina, *Informatsionno-entropiynyy analiz radioizlucheniya Solntsa: diss... kand. fiz.-mat. nauk: 01.03.02 / Kazakhskiy natsional'nyy un-t im.al'-Farabi*, Almaty, 2010. – 98 s. (in russ).
- 6 V.B. Kiselev, *Nauchno-tekhnicheskiiy vestnik SPbGU ITMO*, 29, 118-127, (2006) (in russ).
- 7 H.V. Zolotova, D.I. Ponyavin, *Voprosy geofiziki*, 38(438), 203-231, (2005) (in russ).
- 8 J.P. Zbilut, A. Giuliani, Jr.C.L. Webber, *Phys. Lett. A*, 246, 122-128, (1998).
- 9 National Geophysical Data Center. – <http://www.ngdl.noaa.gov/stp/SOLAR>.

Демченко Б.И., Комаров А.А.,  
Усольцева Л.А.

**Устойчивый метод  
определения орбит  
геостационарных спутников  
при недостатке данных**

Изложен алгоритм определения кеплеровских элементов орбит ГСС с учетом априорной информации. Для этого предлагается использовать регулярную систему элементов  $E_i$  ( $i=1, \dots, 6$ ). Это – вспомогательная система, свободная от той известной математической неопределенности элементов Кеплера, которая связана с их неортогональностью. Элементы предлагаемой вспомогательной системы вычисляются итерационным методом дифференциальных поправок. При этом имеется возможность учесть априорные ограничения и повысить устойчивость алгоритма.

**Ключевые слова:** кеплеровские элементы, сферические координаты, критериальная функция, дифференциальные поправки.

---

Demchenko B.I., Komarov A.A.,  
Ussoltseva L.A.

**Robust method for determining  
the orbits of geostationary  
satellites with a lack of data**

The algorithm determining the Keplerian orbit elements GSS is presented taking into account a priori information. For it is proposed to use a regular system of elements  $E_i$  ( $i = 1, \dots, 6$ ). It is support system, free from that famous mathematical uncertainty elements of Kepler, which is associated with their non-orthogonality. Elements of the proposed support system are calculated by iterative method of differential corrections. In this case it is possible to consider a priori limitations and increase the stability of the algorithm.

**Key words:** Keplerian elements, spherical coordinates, criterion function, differential corrections.

---

Демченко Б.И., Комаров А.А.,  
Усольцева Л.А.

**Деректер жетіспеген кезде  
геостационарлық серіктердің  
орбитасын анықтау орнықты  
әдіс**

Мақалада априорлық ақпаратты ескеру арқылы геостационарлық серіктердің орбитасының кеплерлік элементтерін анықтау алгоритмі берілген. Ол үшін  $E_i$  ( $i=1, \dots, 6$ ) элементтер тұрақты жүйесін қолдану ұсынылды. Бұл – қосымша жүйе, белгілі Кеплер элементтерінің математикалық анықталмағандықтан еркін, және олардың ортогоналдық еместігімен байланысты. Ұсынылып отырған қосымша жүйенің элементтері дифференциалдық түзетпелік итерациялық әдіспен есептеледі. Бұл ретте априорлық шектеулерді ескеру және алгоритмнің тұрақтығын жоғарлатуға мүмкіндік бар.

**Түйін сөздер:** кеплерлік элементтер, сфералық координаттар, өлшемдік функция, дифференциалдық түзетпелер.



## УСТОЙЧИВЫЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ОРБИТ ГЕОСТАЦИОНАРНЫХ СПУТНИКОВ ПРИ НЕДОСТАТКЕ ДАННЫХ

### Введение

Для идеального геостационарного спутника (ГСС) кеплеровские элементы орбиты  $a, e, i, \Omega, \omega, M_0$  равны:

– большая полуось  $a \approx 42165$  км;

– эксцентриситет  $e = 0$ ;

– наклон плоскости орбиты к плоскости экватора  $i = 0$ .

– долгота восходящего узла  $\Omega = 0$ ;

– аргумент перигея  $\omega = 0$ ;

– средняя аномалия  $M_0$  на начальный момент  $t_0$  задает положение конкретного ГСС на орбите и может быть любой.

При  $e = i = 0$  долгота восходящего узла  $\Omega$  и аргумент перигея  $\omega$  не определены, поэтому их естественно считать нулевыми, как это указано выше. Реальные ГСС практически никогда не соответствуют идеальным. Обычно к классу геостационаров относят объекты с периодами от 22 ч до 26 ч, эксцентриситетами до 0.1 и наклонами до  $15^\circ$ .

Кеплеровские элементы имеют ясный геометрический смысл, однако они неудобны для их непосредственного вычисления из наблюдений, прежде всего из-за упомянутой выше неопределенности при малых  $e, i$ , что как раз и характерно для ГСС. Это чисто математическая неопределенность, связанная с неортогональностью элементов Кеплера. Мы используем следующую вспомогательную систему элементов  $E_i$  ( $i = 1, \dots, 6$ ), свободную от этого недостатка:

$$\begin{aligned} E_1 = \ln(a); & \quad E_2 = \operatorname{tg}(i/2) \cdot \sin(\Omega); & \quad E_3 = \operatorname{tg}(i/2) \cdot \cos(\Omega); \\ E_4 = e \cdot \sin(\Omega + \omega); & \quad E_5 = e \cdot \cos(\Omega + \omega); & \quad E_6 = \Omega + \omega + M_0. \end{aligned} \quad (1)$$

Вместо множителя  $\operatorname{tg}(i/2)$  в формулах для  $E_2, E_3$  можно поставить  $\sin(i)$  или просто  $\operatorname{tg}(i)$ . Некоторые из нижеприведенных формул при этом изменятся, однако суть метода останется прежней.

Если параметры  $E_i$  известны, то кеплеровские элементы определяются из следующих формул:

$$\begin{aligned} a = \exp(E_1); & \quad e = \sqrt{E_4^2 + E_5^2}; & \quad i = 2 \cdot \operatorname{arctg} \left( \sqrt{E_2^2 + E_3^2} \right); \\ \Omega = \operatorname{arctg} \frac{E_2}{E_3}; & \quad \omega = \operatorname{arctg} \frac{E_4}{E_5} - \Omega; & \quad M_0 = E_6 - \Omega - \omega. \end{aligned} \quad (2)$$

### Вычисление элементов $E_i$

Для вычисления элементов  $E_i$  предлагается использовать итерационный метод дифференциальных поправок с дополнениями, которые позволяют учесть априорные ограничения и повышают устойчивость алгоритма.

Пусть известны приближенные начальные значения элементов  $E_i$ . В качестве таковых можно взять значения для орбиты идеального ГСС, а среднюю аномалию определить по наблюдению хотя бы одной точки. Их поправки обозначим через  $\xi_i$ , так что на следующей итерации уточ-

ненные значения будут равны  $E_i + \xi_i$ . Для поиска  $\xi_i$  используется условие минимума специальной критериальной функции  $S$ , состоящей из трех слагаемых [1]:

$$S = S_0 + S_1 + S_2 . \quad (3)$$

Их формульные выражения таковы:

$$S_0 = \sum_{i=1}^N [(\Delta\alpha_i \cdot \cos(\delta_i))^2 + (\Delta\delta_i)^2]$$

( $N$  – количество наблюдений),

$$S_1 = \beta_1 \cdot (E_1 + \xi_1 - E_{10})^2 + \beta_2 \cdot [(E_2 + \xi_2)^2 + (E_3 + \xi_3)^2] + \beta_3 \cdot [(E_4 + \xi_4)^2 + (E_5 + \xi_5)^2], \quad (4)$$

$$S_2 = \beta_4 \cdot \xi_1^2 + \beta_5 \cdot (\xi_2^2 + \xi_3^2) + \beta_6 \cdot (\xi_4^2 + \xi_5^2) + \beta_7 \cdot \xi_6^2.$$

Здесь  $S_0$  – основное слагаемое, обеспечивающее согласованность расчетов с наблюдениями;  $S_1$  – первое дополнительное слагаемое, позволяющее учесть априорные знания относительно класса наблюдаемых объектов;  $S_2$  – второе дополнительное слагаемое, которое обеспечивает устойчивость алгоритма. Такой прием часто используется при решении задач, некорректных по Адамару [2]. Через  $\alpha$ ,  $\delta$  обозначены сферические топоцентрические экваториальные координаты объекта;  $\Delta\alpha$ ,  $\Delta\delta$  – разности наблюдаемых и вычисленных координат в момент  $t_i$ ;  $E_{10}$  – постоянная величина, численно равная значению элемента  $E_1$  для идеального ГСС (например,  $E_{10} = \ln 42165$ );  $\beta_k$  – заранее заданные малые множители, варьируя которые можно добиться желаемого компромисса

между согласованностью с исходными данными, устойчивостью алгоритма и степенью учета априорных ограничений. Если все  $\beta_k$  задать равными нулю, то мы получим стандартный метод дифференциальных поправок. Заметим, что дополнительные слагаемые  $S_1$ ,  $S_2$  квадратичны относительно  $\xi_i$ . Следовательно, они не нарушают линейности метода наименьших квадратов. Мы выбрали дополнительные слагаемые в виде (4), хотя это необязательно. Если имеется какая-то иная априорная информация, то формулы (4) можно соответственно изменить, исходя из количества и качества этой информации.

С точностью до членов первого порядка малости, разности наблюдаемых и вычисленных координат выражаются следующими формулами [3]:

$$\rho \cdot \cos(\delta) \cdot \Delta\alpha = -\sin(\alpha) \cdot \Delta X + \cos(\alpha) \cdot \Delta Y, \quad (5)$$

$$\rho \cdot \Delta\delta = -\sin(\delta) \cdot [\cos(\alpha) \cdot \Delta X + \sin(\alpha) \cdot \Delta Y] + \cos(\delta) \cdot \Delta Z,$$

где  $\Delta X$ ,  $\Delta Y$ ,  $\Delta Z$  – дифференциальные поправки к геоцентрическим прямоугольным координатам  $X$ ,  $Y$ ,  $Z$ ;  $\rho$  – вычисленное топоцентрическое расстояние до ГСС. Параметры  $X$ ,  $Y$ ,  $Z$ ,  $\rho$ , а также используемые ниже производные  $X'$ ,  $Y'$ ,  $Z'$  вычисляются на каждый момент по известным

формулам небесной механики [3]. Эти формулы здесь не приводятся. Напомним, что координаты  $X$ ,  $Y$ ,  $Z$  отсчитываются от центра Земли, а  $\rho$  – от точки на ее поверхности.

Далее, в линейном приближении поправки  $\Delta X$ ,  $\Delta Y$ ,  $\Delta Z$  могут быть записаны в виде:

$$\Delta X = \sum_{k=1}^6 \left( \frac{\partial X}{\partial E_k} \right) \cdot \xi_k; \quad \Delta Y = \sum_{k=1}^6 \left( \frac{\partial Y}{\partial E_k} \right) \cdot \xi_k; \quad \Delta Z = \sum_{k=1}^6 \left( \frac{\partial Z}{\partial E_k} \right) \cdot \xi_k. \quad (6)$$



Выражения частных производных орбиты выглядят следующим образом через время, координаты и элементы [1,3]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial X}{\partial E_1} &= X - 1.5 \cdot (t - t_0) \cdot X'; & \frac{\partial Y}{\partial E_1} &= Y - 1.5 \cdot (t - t_0) \cdot Y'; & \frac{\partial Z}{\partial E_1} &= Z - 1.5 \cdot (t - t_0) \cdot Z'; \\ \frac{\partial X}{\partial E_2} &= Z - X \cdot W_1; & \frac{\partial Y}{\partial E_2} &= X \cdot W_2; & \frac{\partial Z}{\partial E_2} &= -X \cdot W_3; \\ \frac{\partial X}{\partial E_3} &= Y \cdot W_1; & \frac{\partial Y}{\partial E_3} &= -Z - Y \cdot W_2; & \frac{\partial Z}{\partial E_3} &= Y \cdot W_3; \\ \frac{\partial X}{\partial E_4} &= u_x A - g_x B + r_x C + h_x D; & \frac{\partial Y}{\partial E_4} &= u_y A - g_y B + r_y C + h_y D; & \frac{\partial Z}{\partial E_4} &= u_z A - g_z B + r_z C + h_z D; \\ \frac{\partial X}{\partial E_5} &= r_x A - h_x B + u_x C + g_x D; & \frac{\partial Y}{\partial E_5} &= r_y A - h_y B + u_y C + g_y D; & \frac{\partial Z}{\partial E_5} &= r_z A - h_z B + u_z C + g_z D; \\ \frac{\partial X}{\partial E_6} &= \frac{X'}{n}; & \frac{\partial Y}{\partial E_6} &= \frac{Y'}{n}; & \frac{\partial Z}{\partial E_6} &= \frac{Z'}{n}. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь введены такие обозначения:

$$X' = \frac{dX}{dt}; \quad Y' = \frac{dY}{dt}; \quad Z' = \frac{dZ}{dt} \text{ – производные от } X, Y, Z \text{ по времени;}$$

$$\begin{aligned} W_1 &= \sin(i) \cdot \sin(\Omega); & W_2 &= \sin(i) \cdot \cos(\Omega); & W_3 &= 1 + \cos(i); \\ u_x &= a \cdot \sin(\Omega + \omega) \cdot Q_x; & u_y &= a \cdot \sin(\Omega + \omega) \cdot Q_y; & u_z &= a \cdot \sin(\Omega + \omega) \cdot Q_z; \\ g_x &= a \cdot \sin(\Omega + \omega) \cdot P_x; & g_y &= a \cdot \sin(\Omega + \omega) \cdot P_y; & g_z &= a \cdot \sin(\Omega + \omega) \cdot P_z; \\ r_x &= a \cdot \cos(\Omega + \omega) \cdot Q_x; & r_y &= a \cdot \cos(\Omega + \omega) \cdot Q_y; & r_z &= a \cdot \cos(\Omega + \omega) \cdot Q_z; \\ h_x &= a \cdot \cos(\Omega + \omega) \cdot P_x; & h_y &= a \cdot \cos(\Omega + \omega) \cdot P_y; & h_z &= a \cdot \cos(\Omega + \omega) \cdot P_z; \end{aligned} \quad (8)$$

$$P_x = \cos(\Omega) \cdot \cos(\omega) - \sin(\Omega) \cdot \sin(\omega) \cdot \cos(i); \quad P_y = \sin(\Omega) \cdot \cos(\omega) + \cos(\Omega) \cdot \sin(\omega) \cdot \cos(i);$$

$$P_z = \sin(\omega) \cdot \sin(i);$$

$$Q_x = -\cos(\Omega) \cdot \sin(\omega) - \sin(\Omega) \cdot \cos(\omega) \cdot \cos(i); \quad Q_y = -\sin(\Omega) \cdot \sin(\omega) + \cos(\Omega) \cdot \cos(\omega) \cdot \cos(i);$$

$$Q_z = \cos(\omega) \cdot \sin(i);$$

$$A = \frac{\sin(E) \cdot [\cos(E) - e]}{V_2 \sqrt{1 - e^2}}; \quad B = \frac{1 + \sin^2(E)}{V_2};$$

$$C = \frac{\cos(E) \cdot [e - \cos(E) + V_1] - 1}{V_2}; \quad D = \frac{\sin(E) \cdot [V_1 + \cos(E)\sqrt{1-e^2}]}{V_2}$$

$$V_1 = \frac{e}{1 + \sqrt{1-e^2}}; \quad V_2 = 1 - e \cdot \cos(E).$$

Эксцентрическая аномалия  $E$  связана с текущим временем  $t$  уравнением Кеплера

$$E - e \cdot \sin(E) = M_0 + n \cdot (t - t_0),$$

среднее движение  $n$  дается формулой

$$n = \sqrt{\mu/a^3},$$

где  $\mu = 398600.5 \text{ км}^3/\text{с}^2$  – гравитационный параметр Земли.

Подставляя формулы (4)-(8) в (3), мы получим критериальную функцию  $S$  в виде квадратичной формы относительно искомым величин  $\xi_1, \xi_2, \xi_3, \xi_4, \xi_5, \xi_6$ . Приравнявая соответствующие частные производные к нулю, сведем задачу к решению нормальной системы из шести линейных

уравнений с шестью неизвестными. Для оценки погрешностей можно использовать метод, изложенный в [3] или в других руководствах по методу наименьших квадратов.

Численные значения множителей  $\beta_k$  обычно лежат в пределах от  $10^{-6}$  до  $10^{-3}$ . Вначале их можно определить любым из методов, предложенных в работах [2,4], а затем уточнить по статистике наблюдений.

### Заключение

Используя итерационный метод дифференциальных поправок с дополнениями, вычислены элементы  $E_i$  регулярной системы. Это сделано с возможностью учета априорных ограничений и повышения устойчивости алгоритма.

### Литература

- 1 Демченко Б.И. Об определении параметров орбит ГСС по коротким временным рядам наблюдений // Изв. НАН РК. – 2007. – №4 (254). – С. 97-99.
- 2 Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. Методы решения некорректных задач. – М.: Наука, 1974. – 323 с.
- 3 Справочное руководство по небесной механике и астродинамике. Под ред. Г.Н. Дубошина. – М.: Наука, 1976. – 864 с.
- 4 Арефьева М.В. Решение уравнения типа свертки методом регуляризации с применением быстрого преобразования Фурье и критерия невязки // Вычислительные методы и программирование. – 1981. – Вып.35. – С. 51-68.

### References

- 1 B.I. Demchenko, Izv. NAN RK. Ser. fiz.-mat., №4(254), (2007).
- 2 A.N. Tihonov, V.Ja. Arsenin, Methods for solving incorrect problems. M., Nauka, 1974, 323.
- 3 Reference Guide to celestial mechanics and astrodynamics. Under edition of G.N. Duboshin. M., Nauka, 1976, 864.
- 4 M.V. Aref'eva, Numerical Methods and Programming, 35, 51-68, (1981).

5-бөлім  
**ЖОҒАРЫ ОҚУ ОРНЫНДА  
ФИЗИКАНЫ ОҚЫТУ ӘДІСТЕМЕСІ**

---

Раздел 5  
**МЕТОДИКА ПРЕПОДАВАНИЯ ФИЗИКИ  
В ВЫСШЕЙ ШКОЛЕ**

---

Section 5  
**METHODS OF TEACHING  
HIGH SCHOOL PHYSICS**

Ерланұлы Е., Кенжебаев Н.Б.,  
Данияров Т.Т., Досболаев М.К.,  
Рамазанов Т.С., Габдуллин М.Т.

**Аппаратно-программный  
комплекс в образовательном  
процессе по курсу  
«Электричество и магнетизм»**

Yerlanuly Ye., Kenzhebaev N.B.,  
Daniyarov T.T., Dosbolaev M.K.,  
Ramazanov T.S., Gabdullin M.T.

**Hardware-software complex  
in educational process on  
the course «Electricity and  
Magnetism»**

Ерланұлы Е., Кенжебаев Н.Б.,  
Данияров Т.Т., Досболаев М.К.,  
Рамазанов Т.С., Габдуллин М.Т.

**Білім беру үдерісіндегі  
«Электр және магнетизм»  
курсы бойынша  
аппарат-бағдарламалық кешен**

В данной работе рассматривается метод применения информационных технологий на лабораторных занятиях по физике, также стимулирующий обучающихся к изучению физических законов из раздела «Электричество и магнетизм». Для достижения этой цели авторы данной статьи предлагают использовать инновационный аппаратно-программный комплекс, который состоит из двух блоков: оригинальной лабораторной установки и информационной системы, позволяющей хранить полученные результаты и обрабатывать их.

**Ключевые слова:** Аппаратно-программный комплекс, информационные технологии, электричество, магнетизм, лабораторная установка, информационная система.

In this paper the method of application of information technologies in the laboratory studies of physics is considered along with using it to stimulate students to study the physical laws of electricity and magnetism. To achieve it the authors of the article suggest using innovative hardware and software package, which consists of two parts: the original laboratory installation and information system which allows storing and processing the results.

**Key words:** Hardware-software system, information technology, electricity, magnetism, laboratory installation, information system.

Бұл жұмыста ақпараттық технологияларды физика пәні бойынша зертханалық сабақтарда пайдаланудың әдісі және сол арқылы оқушылардың электр-магнетизм курсынағы физикалық құбылыстарды оқып-үйренуге қызығушылықтарын арттыру қарастырылады. Алға қойылған мақсатқа жету үшін мақаланың авторлары инновациялық-аппараттық-программалық кешенді қолданды ұсынады. Аталған кешен екі блоктан тұрады: лабораториялық қондырғы мен алынған мәліметтерді сақтап және оны өңдеуге арналған информациялық жүйеден құралады.

**Түйін сөздер:** Аппарат-бағдарламалық кешен, ақпараттық технологиялар, электр, магнетизм, лабораториялық қондырғы, ақпараттық жүйе.

**АППАРАТНО-  
ПРОГРАММНЫЙ  
КОМПЛЕКС  
В ОБРАЗОВАТЕЛЬНОМ  
ПРОЦЕССЕ ПО КУРСУ  
«ЭЛЕКТРИЧЕСТВО И  
МАГНЕТИЗМ»**

**Введение**

На сегодняшний день во всем мире в образовательных процессах используются информационные технологии.

Информационными технологиями называют различные способы, механизмы и устройства обработки и передачи информации. Основное средство для этого – персональный компьютер, дополнительные – специальное программное обеспечение, возможность обмена информацией посредством сети интернет и сопутствующее оборудование [1-2].

Как мы знаем, одной из важных частей курса физики является изучение электрических и электромагнитных явлений. Одним из методов обучения – лабораторные и практические занятия, где ученики могут экспериментально убедиться в справедливости физических законов, закрепить на практике теоритические знания, подробно ознакомиться с различными измерительными приборами, устройствами и их принципами работы [3-4].

**Аппаратно-программный комплекс**

Для проведения лабораторных занятий с помощью информационных технологий нами был разработан аппаратно-программный комплекс (рис. 1). АПК – это комплексное решение для задач, связанных с проведением лабораторных работ по курсу «Электричество и магнетизм», визуализацией процессов, а также хранением, обработкой и анализом полученных данных.

Данный комплекс даст возможность проводить лабораторные занятия в новом формате, тем самым непосредственно способствуя развитию учащегося в процессе образования.

Комплекс состоит из двух частей: лабораторной установки и информационной среды для обработки и хранения экспериментальных данных.

Лабораторная установка (1) универсальна, к тому же очень удобна при эксплуатации (автономна, т.е. имеет возможность использования при обучении на дому). Источником питания

служит литий-ионная батарея (12В), элементы электрических цепей сконструированы в одну платформу (в стенд). Стенд имеет минимально возможные размеры. Элементной базой стенда являются интегральные микросхемы широко распространенных серий, имеющие малое потребление. Уникальностью данного стенда является его многофункциональность, обеспечивающая выполнение свыше 20 лабораторных работ.

Программно-информационная система будет сохранять данные, снятые с лабораторной установки и позволит учащимся обрабатывать их (вычислять мощность в цепи, определять ток и напряжение на отдельных участках, а также получать вольтамперную характеристику цепи или определенного элемента).

Установка собрана в чемодан для удобства эксплуатации и транспортировки. Функциональная схема лабораторной установки (рис. 2) включает в себя следующие элементы:

– модуль питания, обеспечивающий подачу низковольтных напряжений питания –12В

постоянного и переменного напряжения  $\sim 9В$  (1). Для получения переменного напряжения будет использоваться преобразователь из постоянного напряжения -12В в переменное  $\sim 9В$ ;

– измерительный модуль (2) (цифровые мультиметры, стрелочные амперметры и вольтметры);

– наборное поле (3), принципиальная схема которого выполняется в виде схем отдельных узлов, представленных на лицевой панели. На нем учащийся за короткое время может построить электрическую цепь с помощью минимодулей, выполнить работы в целом и выполнить основные задания;

– комплект минимодулей и соединительных проводов (4). Комплект минимодулей включает в себя следующие элементы: резистор, конденсатор, катушка индуктивности, потенциометр, диод, тумблер, трансформатор, транзистор, полосовые магниты, магнитная стрелка, лампочка и т.д. Все эти перечисленные элементы используются в промышленности на сегодняшний день.

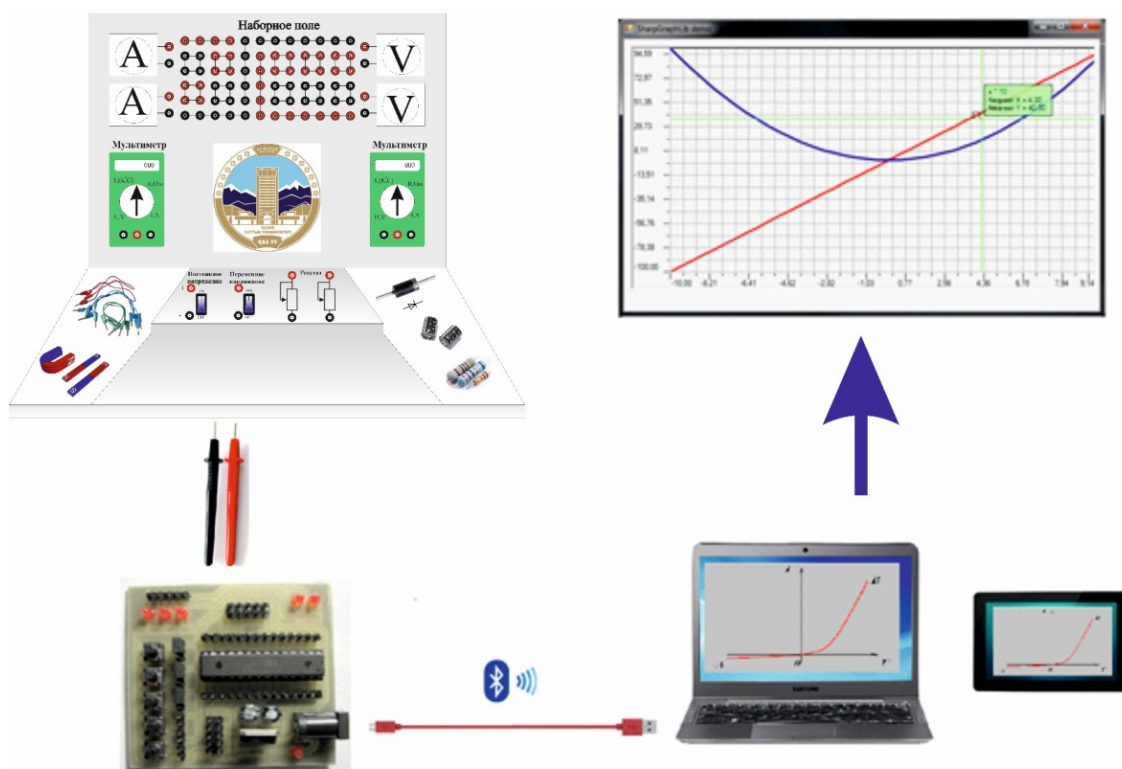


Рисунок 1 – Функциональная схема аппаратно-программного комплекса

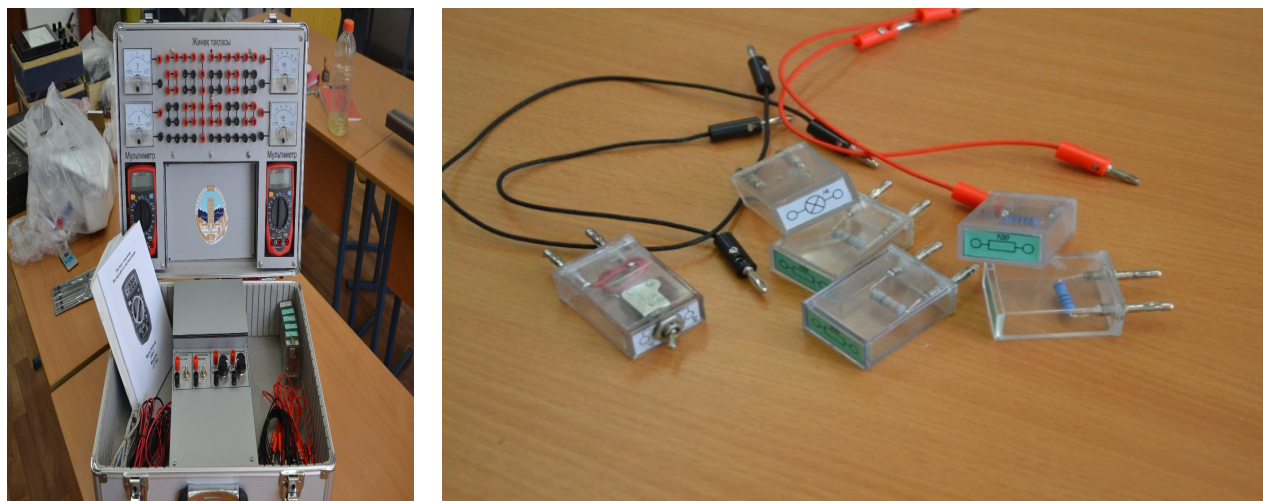


Рисунок 2 – Лабораторная установка по электромагнитным явлениям

Также был создан первоначальный интерфейс информационной среды (рис. 3), который был создан при помощи С# (visualstudio 2013). Данная программа будет работать как windows приложение. С помощью него также можно по-

лучить табличные данные и построить график в другой программе, например, в Origin или Excel. В приложение входят функция для измерения напряжения, силы тока и сопротивления на любом отрезке цепи.

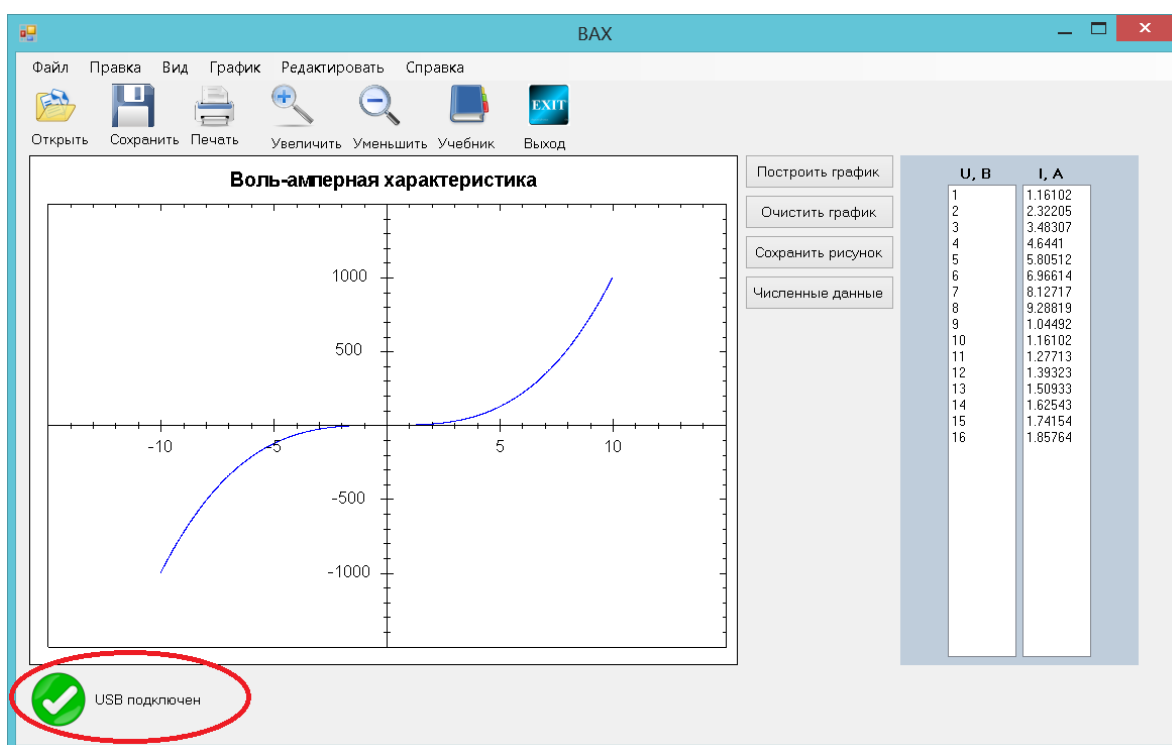


Рисунок 3 – Интерфейс информационной системы АПК



Программа будет считывать и обрабатывать экспериментальные данные, также выводить графики вольт-амперной характеристики в заданной электрической цепи. Вначале нужно подключить USB-кабель к порту компьютера, после подключения внизу должно появиться сообщение, иначе программа выдаст ошибку. Всю информацию о подключении и работе по программе можно прочитать в разделе *справка*.

После подключения нужно нажать на кнопку *построить график*, и программа автоматически получит численные данные эксперимента и выведет их на экран в виде таблицы в правой стороне экрана. С помощью мышки можно уменьшить, увеличить, а также масштабировать рисунок. Чтобы раздвинуть график, нужно удерживать левой кнопкой мыши и изменить положение, а для того, чтобы масштабировать, надо прокрутить ролик мыши.

В данной программе можно отредактировать график, например, можно сохранить рисунок, распечатать, копировать и т.д. Для того чтобы очистить график, нужно нажать на кнопку *очистить график*. Также можно получить численные данные в виде таблицы в формате .dat. Для этого нажмите на кнопку *численные данные*. Для получения справочного материала по вольт-

амперной характеристике был создан раздел *учебник*. Где учащийся может ознакомиться с описанием ВАХ.

### Вывод

В настоящей работе была разработана структура инновационного аппаратно-программного комплекса, которая состоит из лабораторной установки для проведения экспериментальных работ и информационной системы для хранения и обработки полученных экспериментальных данных на лабораторных занятиях по курсу «Электричество и магнетизм». Схематически была спроектирована лабораторная установка и созданы программы и интерфейс информационной системы. Были рассмотрены варианты передачи данных от лабораторной установки к информационно-программной среде. На языке программирования C++ был написан исходный код для преобразователя, на языке C# – интерфейс информационной системы. Таким образом, был создан аппаратно-программный комплекс для изучения электромагнитных явлений в образовательном процессе по общему курсу физики в образовательных учреждениях.

### Литература

- 1 Досболаев М.К. Электр және магнетизм: оқу құралы. – Алматы: Қазак университеті, 2014. – 94 б.
- 2 Бородяно В.Н., Непопалов В.Н., Шулдяков В.В. Электрические цепи: методическое указание к проведению лабораторных работ на минимодульном стенде «Электрические цепи и основы электротехники». – Челябинск: Учтех-Профи, 2013.
- 3 Cleborne D. Maddux, Information Technology in Education: The Need for Skepticism // International Journal of Technology in Teaching and Learning. – 2009. – № 5(2). – P. 182-190.
- 4 Mikre F. The Roles of Information Communication Technologies in Education: Review Article with Emphasis to the Computer and Internet // Ethiopian Journal of Education and Sciences. – 2011. – Vol 6, No 2. – P.109-126.

### References

- 1 M.K. Dosbolayev Elektr zhane magnetizm; oku kuraly, Almaty: Kazak universiteti, 2014. 94 b. (in kaz.).
- 2 V.N. Borodyanko, V.N. Nepopalov, V.V. Shuldyakov *Elektricheskiye tsepi: metodicheskoye ukazaniye k provedeniyu laboratornykh rabot na minimodul'nom stende «Elektricheskiye tsepi i osnovy elektrotekhniki»*, Chelyabinsk: Uchtekh-Profi, 2013 (in russ.).
- 3 D. Cleborne, International Journal of Technology in Teaching and Learning, 5(2), 182-190. (2009).
- 4 F. Mikre, Ethiopian Journal of Education and Sciences, 6(2), 109-126. (2011).



Кашкаров В.В.  
**Общая система естественной  
классификации**

Приводятся результаты исследования общих закономерностей, возникающих при количественном описании свойств и отношений между объектами различной природы.

Предлагается развитие метода экспертных оценок, основанное на относительных оценках объектов изучения и естественных свойствах множества всех оценок как совокупности.

Новый способ классификации объектов выявляет структуру их взаимосвязей и количественно определяет место каждого объекта в этой структуре.

Полученные результаты могут найти применение во многих областях, где используются методы квалиметрии.

**Ключевые слова:** классификация, квалиметрия, естественная структура, инварианты.

---

Kashkarov V.V.  
**The general system for natural  
classification**

There are the results of study the general laws that arise in the quantitative description of the properties and relationships between objects of different nature.

It is proposed to develop a method of expert estimations, based on relative estimates of the objects and the natural properties of the set of estimates as a whole.

A new method of object's classification reveals their structure and relationships so the location of each object in this structure can be determined qualitatively.

The results can be applied in many fields, where the methods of qualitymetry used.

**Key words:** classification, quality, natural structure, invariants.

---

Кашкаров В.В.  
**Жаратылыс танымының жалпы  
жүйелік классификациясы**

Табиғаты әртүрлі кешендер арасындағы қатынастар мен қасиеттерді сандық сипаттау кезіндегі туындайтын жалпы заңдылықтарды зерттеу нәтижелері келтірілген.

Эксперименттік талдау әдістерін дамыту ұсынылады: зерттеу кешендерін салыстырмалы бағалауға негізделген және барлық бағалауды табиғи қасиеттердің жиынтығы ретінде.

Кешендерді классификациялаудың жаңа әдісі: құрылымдарды анықтайды және олардың өзара байланысын және әрбір кешеннің осы құрылымдағы орнын анықтайды.

Алынған нәтижелер көптеген салалардағы квалиметрия әдістерін пайданылануда қолданылуы мүмкін.

**Түйін сөздер:** классификация, квалиметрия, табиғи құрылым, инварианттар.

## **ОБЩАЯ СИСТЕМА ЕСТЕСТВЕННОЙ КЛАССИФИКАЦИИ**

### **Введение**

Настоящее исследование предпринято с целью изучения общих закономерностей, присущих количественному описанию свойств и отношений между объектами различной природы. Такими объектами могут быть, например, материальные объекты, свойства и отношения между которыми описываются количественно с помощью физических величин и законов.

В образовании количественному описанию подвергаются знания учащихся, которые измеряются при проведении специальных контролей. В области маркетинга проводят количественную оценку качества товаров и услуг. В спорте объектами количественного описания выступают спортсмены, демонстрирующие свои достижения в соревнованиях. Даже научные проекты и достигнутые результаты исследований сейчас подвергаются попыткам количественного измерения. Существует множество и других подобных примеров, с которыми можно встретиться на практике.

Характерной общей чертой такого рода описания является наличие двух конечных дискретных множеств: множества объектов изучения и множества экспертов, которые дают количественные оценки свойствам объектов.

Количественная характеристика объекта, его оценка, получается в результате процедуры измерения при взаимодействии эксперта с объектом изучения. При этом оценки выражаются, как правило, целыми числами.

Физические измерительные приборы, наборы тестовых заданий, эксперты по оценке качества товаров, бригада спортивных арбитров – вот некоторые примеры множеств, элементы которых выступают в роли экспертов. Оценки являются субъективными характеристиками, так как эталоны и шкалы выбираются экспертами произвольно. Однако, это, по-видимому, единственный способ квантизации свойств объектов, поскольку сама Природа, как правило, не предоставляет готовых количественных оценок.

Можно ли избавиться от этой субъективности? В настоящей работе предлагается метод, позволяющий перейти от субъективного описания к такому, которое основано на относитель-

ных характеристиках самих объектов изучения и естественных связях между ними.

**Матрица оценок**

Пусть есть матрица экспертных оценок множества объектов  $\{q_i\}$ :

$$\mathbf{A} \equiv \begin{matrix} & q_1 & q_2 & \dots & q_n \\ \begin{matrix} p_1 \\ p_2 \\ \dots \\ p_m \end{matrix} & \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} & \dots & a_{1n} \\ a_{21} & a_{22} & \dots & a_{2n} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ a_{m1} & a_{m2} & \dots & a_{mn} \end{pmatrix} \end{matrix}$$

Элементы матрицы  $\mathbf{A}$  – это оценки  $a_{\alpha i}$  объектов  $q_i$ , данные экспертами  $p_\alpha$ . Как уже отмечалось, это набор действительных (чаще – целых) чисел.

Будем рассматривать эту матрицу как две совокупности взаимосвязанных векторов: первая – это  $n$  столбцов матрицы  $\vec{q}_i = [a_{1i}, a_{2i}, \dots, a_{mi}]$ , вторая – это  $m$  её строк  $\vec{p}_\alpha = (a_{\alpha 1}, a_{\alpha 2}, \dots, a_{\alpha n})$ . Компоненты этих векторов преобразуются при изменении системы координат по известным правилам. При этом нас в первую очередь будут интересовать инварианты – величины, не зависящие от выбора системы координат.

Особенность матрицы оценок состоит ещё и в том, что она не изменяет своего смысла при любых перестановках её столбцов или строк. Такие перестановки соответствуют замене нумерации объектов и экспертов, которая выполнена нами произвольно и потому не может влиять на объективные отношения между оценками.

Таким образом, любые рассматриваемые ниже функции от матрицы оценок, характеризующие свойства объектов, должны быть инвариантны относительно таких преобразований.

Эта инвариантность есть проявление одного из фундаментальных Принципов Природы:

*Принципа Единообразия (Uniformity) – равноправия природных объектов по отношению к закону, выражающему некоторое их общее свойство как совокупности.*

Ю.И. Кулаков, который впервые сформулировал этот принцип для физических объектов [1], позднее назвал его *принципом холотропной симметрии* [2].

Все допустимые и соответствующие этому принципу типы количественных взаимосвязей между физическими величинами он назвал *физическими структурами* и поставил задачу их

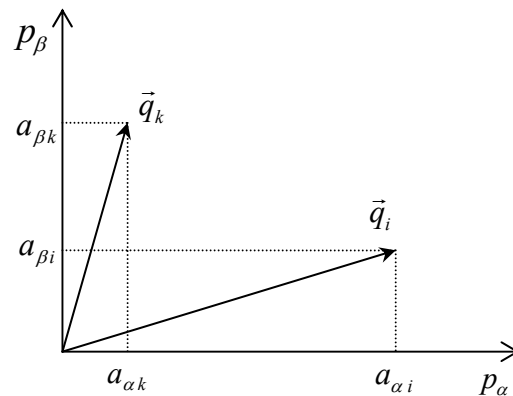
отыскания. Получив ответы для отдельных случаев [2], он нашёл соответствующие физические структуры и показал успешность нового подхода в описании физических явлений, в том числе на ряде конкретных физических задач.

Г.Г. Михайличенко доказал [3], что в соответствии с принципом холотропной симметрии Ю.И. Кулакова, на множестве действительных чисел существует только четыре (!) типа бинарных физических структур, нашёл для них явные аналитические выражения и провёл их полную классификацию.

В данной работе мы будем иметь дело с физическими структурами Ю.И. Кулакова ранга  $(m, m)$ .

**Пространство представления оценок**

Рассмотрим матрицу оценок как совокупность  $n$  векторов  $\vec{q}_i = [a_{1i}, a_{2i}, \dots, a_{mi}]$ , – столбцов матрицы – в  $m$ -мерном линейном векторном пространстве.



**Рисунок 1** – Векторы оценок объектов в пространстве представления

Введём систему координат в пространстве представления оценок в виде  $m$  взаимно-перпендикулярных осей, каждая из которых соответствует шкале одного из экспертов  $p_\alpha$ . Теперь оценке каждого объекта соответствует точка (вектор) в этом пространстве.

Ранг матрицы оценок определяет размерность многообразия оценок в пространстве представления.

В дальнейшем нас будет интересовать относительное взаимное расположение оценок объектов в пространстве представления, которое не должно зависеть от выбора положения начала отсчёта и направлений осей координат.

Определим *тензор дисперсии* оценок как матрицу Грама, образованную из скалярных произведений векторов-строк  $\vec{p}_\alpha$  матрицы оценок  $\mathbf{A}$ :

$$D_{\alpha\beta} \equiv \frac{1}{n} \mathbf{A} \mathbf{A}^T = \frac{1}{n} \vec{p}_\alpha \cdot \vec{p}_\beta = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n a_{\alpha i} a_{\beta i}$$

Через этот тензор можно выразить некоторые интегральные характеристики множества оценок, которые будут инвариантны относительно преобразований системы координат в пространстве представления.

Дисперсия относительно начала отсчёта «*o*» определяется как средний квадрат расстояний всех оценок до этой точки:

$$\sigma_o^2 \equiv \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \vec{q}_i^2 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \sum_{\alpha=1}^m a_{\alpha i} a_{\alpha i} = D_{\alpha\beta} \delta_{\alpha\beta} = D_{\alpha\alpha},$$

и является инвариантным шпуром тензора дисперсии.

Дисперсия вдоль заданной прямой  $\vec{\tau}$  определяется средним квадратом проекций векторов оценок на эту прямую:

$$\sigma_{\vec{\tau}}^2 \equiv \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (\vec{q}_i, \vec{\tau})^2 = D_{\alpha\beta} \tau_\alpha \tau_\beta,$$

и также является скаляром, независимым от направления осей координат.

Из определения дисперсии множества оценок относительно некоторой точки «*o*»:

$$\sigma_o^2 \equiv \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \vec{q}_i^2$$

следует, что она (дисперсия) зависит от расположения точек множества и выбора начала отсчёта «*o*».

Ясно, что существует такая точка «*c*», относительно которой дисперсия данного множества точек минимальна.

Будем называть её *центральной точкой* множества оценок. Найдём эту точку.

Пусть положения оценок относительно центральной точки  $\vec{q}_c$  задаются относительноными векторами  $\vec{q}'_i$ , т.е.:

$$\vec{q}_i = \vec{q}_c + \vec{q}'_i,$$

тогда дисперсия относительно центральной точки будет:

$$\sigma_c^2 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n q_i'^2 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (\vec{q}_i - \vec{q}_c)^2 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \{q_i^2 - 2(\vec{q}_c, \vec{q}_i) + q_c^2\}$$

Условие минимума означает, что вариация  $\delta \vec{q}_c$  положения центральной точки не изменяет (в первом порядке) величины дисперсии:

$$\delta \sigma_c^2 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \{-2\vec{q}_i + 2\vec{q}_c\} \cdot \delta \vec{q}_c = 0,$$

откуда, ввиду произвольности смещения  $\delta \vec{q}_c$ , следует формула, определяющая положение центральной точки:

$$\vec{q}_c = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \vec{q}_i.$$

Центральная точка множества соответствует *среднестатистической оценке* всей совокупности объектов.

Дисперсия относительно произвольной точки «*o*» связана с дисперсией относительно центральной точки «*c*» формулой Пифагора:

$$\sigma_o^2 = \sigma_c^2 + q_o^2,$$

где  $q_{oc}^2$  – квадрат расстояния между точками «*o*» и «*c*».

В дальнейшем будем полагать, что начало отсчёта системы координат выбрано именно в центральной точке множества оценок. Для этого необходимо в матрице оценок перейти от абсолютных векторов  $\vec{q}_i$  оценок к векторам  $\vec{q}'_i = \vec{q}_i - \vec{q}_c$ . Такое описание, однако, всё ещё содержит субъективные оценки, данные каждым экспертом. Чтобы избавиться от этой субъективности необходимо нормировать абсолютные оценки экспертов на некоторые эталоны, выраженные в тех же единицах. Такими естественными эталонами являются дисперсии оценок.

Размерную оценку, содержащую «подпись» данного эксперта, необходимо разделить на корень (содержащий ту же «подпись») из дисперсии всех его оценок:

$$g_{ai} = \frac{a_{ai} - q_{ac}}{\sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (a_{ai} - q_{ac})^2}} = \frac{\Delta a_{ai}}{\sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (\Delta a_{ai})^2}}.$$

Матрица относительных оценок

$$\mathbf{G} = \begin{pmatrix} g_{11} & g_{12} & \dots & g_{1n} \\ g_{21} & g_{22} & \dots & g_{2n} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ g_{m1} & g_{m2} & \dots & g_{mn} \end{pmatrix},$$



нормированных на соответствующие дисперсии, уже не содержит никаких размерных величин и состоит из набора действительных чисел  $g_{\alpha i}$ , обладающих свойствами:

$$\sum_{i=1}^n g_{\alpha i} = 0 \text{ и } \sum_{i=1}^n g_{\alpha i}^2 = n \forall \alpha .$$

Теперь тензор дисперсии относительных оценок:

$$D_{\alpha\beta} = \frac{1}{n} \mathbf{G} \mathbf{G}^T = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n g_{\alpha i} g_{\beta i}$$

принимает вид:

$$D_{\alpha\beta} = \begin{pmatrix} 1 & c_{12} & \dots & c_{1m} \\ c_{21} & 1 & \dots & c_{2m} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ c_{m1} & c_{m2} & \dots & 1 \end{pmatrix},$$

где  $c_{\alpha\beta} = \frac{\vec{g}_\alpha \cdot \vec{g}_\beta}{n} = \cos(\phi_{\alpha\beta})$  – косинусы углов  $\phi_{\alpha\beta}$  между векторами-строками  $\vec{g}_\alpha = (g_{\alpha 1}, g_{\alpha 2}, \dots, g_{\alpha n})$  и  $\vec{g}_\beta = (g_{\beta 1}, g_{\beta 2}, \dots, g_{\beta n})$  матрицы  $\mathbf{G}$  относительных оценок.

Каждая такая строка относится к конкретному эксперту. Если мнения каких-либо двух экспертов совпадают (или противоположны), то векторы их оценок оказываются параллельными (антипараллельными) и косинус угла между ними будет равен единице (минус единице). Это означает линейную зависимость между строками матрицы относительных оценок, что приводит к равенству нулю детерминанта тензора дисперсии. Будем исключать линейно зависимые строки и столбцы из тензора дисперсии, поскольку они не несут никакой новой информации. После такого исключения определитель тензора дисперсии будет отличен от нуля.

Взаимное расположение точек в пространстве кроме центральной точки выделяет в нём особые направления – *главные оси дисперсии*, относительно которых симметричный тензор дисперсии

$$D_{\alpha\beta} = \frac{1}{n} \mathbf{G} \mathbf{G}^T = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n g_{\alpha i} g_{\beta i}$$

принимает диагональный вид:

$$D_{\alpha\beta} = \begin{pmatrix} \sigma_1^2 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & \sigma_2^2 & \dots & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & 0 & \dots & \sigma_m^2 \end{pmatrix}.$$

Ортогональная система главных центральных осей  $\vec{\gamma}_1, \vec{\gamma}_2, \dots, \vec{\gamma}_m$  дисперсии с началом в центральной точке образует *естественный базис* пространства представления данного множества оценок. Будем полагать, что каждая главная центральная ось дисперсии соответствует некоторому *независимому свойству*, присущему в той или иной мере каждому объекту. Вектор оценки конкретного объекта  $i$  в указанном базисе:

$$\vec{\rho}_i = \rho_{1i} \vec{\gamma}_1 + \rho_{2i} \vec{\gamma}_2 + \dots + \rho_{mi} \vec{\gamma}_m$$

состоит из ортогональных компонент, количественно характеризующих все его независимые свойства. Проекция вектора оценки на соответствующую ось базиса отражает количественное содержание данного свойства у объекта.

Естественным масштабом – эталоном для каждой оси  $\vec{\gamma}$  является продольная дисперсия  $\sigma_\gamma^2$  всей совокупности оценок вдоль этой оси (точнее – квадратный корень из этой дисперсии).

В соответствии с этим можно ввести относительный безразмерный вектор оценки объекта:

$$\vec{\xi}_i = \xi_{1i} \vec{\gamma}_1 + \xi_{2i} \vec{\gamma}_2 + \dots + \xi_{mi} \vec{\gamma}_m ,$$

где компоненты  $\xi_{\gamma i} = \rho_{\gamma i} / \sigma_\gamma$  являются действительными числами, характеризующими значения данного свойства у объекта в относительных единицах, задаваемых соответствующими дисперсиями оценок вдоль этих осей для всей совокупности объектов.

Таким образом, с помощью изложенного алгоритма можно перейти от субъективного описания свойств объектов посредством шкал абсолютных экспертных оценок к описанию, содержащему лишь относительные характеристики множества самих объектов.

### Интегральные характеристики многообразия оценок

Рассмотрим тензор, являющийся обратным к тензору дисперсии:

$$Q_{\alpha\beta} = D_{\alpha\beta}^{-1}.$$

Такой тензор существует, если матрица тензора дисперсии не является особенной.

Физический смысл тензора  $Q_{\alpha\beta}$  состоит в том, что он является *метрическим тензором* для пространства с различными эталонами вдоль различных направлений.



Будем называть это пространство *квалиметрическим*.

Квадрат расстояния между двумя точками в таком пространстве определим через координаты  $\rho_\alpha, \rho_\beta$  этих точек как

$$\Delta s^2 = Q_{\alpha\beta} \Delta \rho_\alpha \Delta \rho_\beta.$$

Введём потенциал объекта  $\Phi = \Phi(\vec{\rho})$ , зависящий от всей совокупности значений его свойств, в виде квадратичной формы:

$$\Phi(\vec{\rho}) \equiv \frac{1}{2} Q_{\alpha\beta} \rho_\alpha \rho_\beta = \frac{1}{2} \left( \frac{\rho_1^2}{\sigma_1^2} + \frac{\rho_2^2}{\sigma_2^2} + \dots + \frac{\rho_m^2}{\sigma_m^2} \right).$$

На поверхности эллипсоида равных значений потенциала (эквипотенциальной поверхности) находятся объекты, равноудалённые от начала координат в пространстве с разными эталонами в различных направлениях.

В относительных переменных  $\xi_\gamma = \rho_\gamma / \sigma_\gamma$ :

$$\Phi(\xi^2) \equiv \frac{1}{2} (\xi_1^2 + \xi_2^2 + \dots + \xi_m^2)$$

потенциал  $\Phi(\xi^2)$  является симметричной квадратичной формой, которая определяет сферическую поверхность равной удалённости оценок от центральной точки.

Введённая таким образом функция является интегральной характеристикой степени *неординарности* объекта, количественно выражающая его удалённость от среднестатистического объекта всей совокупности.

Нетрудно видеть, что потенциал инвариантен относительно следующих преобразований системы координат: поворотов, отражений и перестановок её осей.

Введём также вектор градиента потенциала:

$$\vec{\Gamma}(\vec{\rho}) \equiv \vec{\nabla} \Phi(\vec{\rho}),$$

$$\Gamma_\alpha(\vec{\rho}) = Q_{\alpha\beta} \rho_\beta, \text{ или}$$

$$\vec{\Gamma}(\vec{\rho}) = \frac{\rho_1 \vec{\gamma}_1}{\sigma_1^2} + \frac{\rho_2 \vec{\gamma}_2}{\sigma_2^2} + \dots + \frac{\rho_m \vec{\gamma}_m}{\sigma_m^2},$$

где  $\sigma_\gamma^2$  – дисперсии оценок вдоль главных осей  $\gamma$ .

Система «силовых» линий градиента и эквипотенциальных поверхностей образует новую криволинейную ортогональную систему координат в квалиметрическом пространстве, в котором объекты классифицируются значениями потенциала и градиента.

Таким образом, мы переходим от декартовой системы координат к криволинейной системе, в которой квадрат расстояния от начала отсчёта характеризует потенциал объекта, а линии градиента потенциала – геодезические линии кратчайшего расстояния от данного объекта до начала координат.

### Инвариантные подмножества объектов

Потенциал совокупности свойств объекта  $\vec{\rho}$ :

$$\Phi(\vec{\rho}) \equiv \frac{1}{2} \left( \frac{\rho_1^2}{\sigma_1^2} + \frac{\rho_2^2}{\sigma_2^2} + \dots + \frac{\rho_m^2}{\sigma_m^2} \right)$$

обладает симметрией по отношению к замене знака переменных  $\rho_\gamma$ . Такой же симметрией обладают модули градиента и радиус-вектора объекта.

В пространстве представления эти преобразования соответствуют изменениям направлений осей системы координат на противоположные (инверсии). Такая симметрия пространства оценок для потенциала означает равноправие противоположных значений для каждого конкретного свойства.

Группа дискретных преобразований, соответствующая указанной симметрии, содержит  $N(m) = 2^m$  элементов, где  $m$  – размерность многообразия оценок в квалиметрическом пространстве. Эта группа является группой симметрии  $m$  – мерного параллелепипеда.

Теперь свойства и отношения оцениваемых объектов, обладающих одинаковым потенциалом и модулями градиента и радиус-вектора, могут быть классифицированы в соответствии с этой дискретной группой симметрии.

Для одномерного случая группа содержит только два элемента  $N(1) = 2$ . В этом случае матрица оценок имеет ранг равный единице. Все объекты характеризуются только одним свойством. Каждому объекту можно сопоставить другой объект – с противоположным значением этого свойства. Такой тип отношений известен как *диалектика*. Он характерен для большинства физических величин, описываемых одним параметром.

Для двумерного случая группа симметрии содержит четыре элемента  $N(2) = 2^2 = 4$ . Это группа симметрии (так называемая четверная группа Клейна) двумерного параллелепипеда – прямоугольника. Она описывает специфическую структуру комплементарных отношений

между двумя парами объектов, каждый из которых характеризуется двумя значениями из двух независимых свойств. Матрица оценок в этом случае имеет ранг равный двум.

Будем называть этот тип структуры *тетрадой*. Эта структура характерна для множества кодонов генетического кода, для множества состояний гармонического осциллятора в фазовом пространстве, некоторых специальных наборов физических величин и объектов.

Для трёхмерного случая группа симметрии содержит восемь элементов  $N(3) = 2^3 = 8$ . Это группа симметрии трёхмерного параллелепипеда. Она описывает структуру отношений между восемью объектами, каждый из которых характеризуется тремя значениями из трёх независимых свойств. Матрица оценок в этом случае имеет ранг равный трём. Назовём этот тип структуры *октавой*. Пример реализации такой структуры соответствует классификации цветных объектов в переменных: Красный – Зелёный – Синий (RGB) и переменных: Яркость – Насыщенность – Цвет (Intensity – Saturation – Hue). Цветовая сфера в квалиметрическом пространстве.

Таким образом, всё множество оцениваемых

объектов разбивается на сумму независимых инвариантных подмножеств (с одинаковым значением потенциала и модуля градиента), состоящих из минимальных наборов представителей, отвечающих данной структуре (эллипсоиду дисперсии оценок) множества объектов в целом. Эти подмножества являются *базисными*, неприводимыми подмножествами всего множества исходных объектов.

### Выводы

Множество экспертных оценок для набора объектов формирует квалиметрическое пространство с определёнными свойствами, в котором каждый объект, в свою очередь, занимает своё конкретное место. Эта структура их взаимного расположения количественно характеризует свойства оцениваемых объектов.

Предложенный способ классификации объектов, проявляющий структуру их взаимосвязей и количественно определяющий положение каждого объекта в этой структуре, является *естественным* и независимым от субъективных шкал экспертов, дававших исходные оценки объектам.

### Литература

- 1 Кулаков Ю.И. О новом виде симметрии, лежащем в основании физических теорий феноменологического типа // ДАН СССР. – 1971. – Т. 201, №3. – С.570-572.
- 2 Кулаков Ю.И. Теория физических структур. – Новосибирск: Альфа Виста, 2003. – 632 с.
- 3 Михайличенко Г.Г. Математический аппарат теории физических структур. – Горно-Алтайский госуниверситет, Горно-Алтайск, 1997. – 144 с.

### References

- 1 Yu.I. Kulakov, DAN SSSP, 201(3), 570-572, (1971) (in russ).
- 2 Yu.I. Kulakov, Teorija fizicheskikh struktur, Novosibirsk, Alfa Vista, 2003, 632 s. (inruss).
- 3 G.G. Mihajlichenko. Matematicheskij apparat teorii fizicheskikh struktur. Gorno-Altajskij gosuniversitet, Gorno-Altajsk, 1997, 144 s. (in russ).

# МАЗМҰНЫ – СОДЕРЖАНИЕ

## 1-бөлім Раздел 1 Плазма физикасы Физика плазмы

*Молдабеков Ж.А., Рамазанов Т.С., Габдулин А.Ж.*  
Структурные свойства заряженных пылевых частиц с дипольными моментами ..... 4

*Молдабеков Ж.А., Рамазанов Т.С., Габдулин А.Ж.*  
Продольные колебания в системе заряженных частиц с дипольным моментом ..... 10

## 2-бөлім Раздел 2 Жылу физикасы және Теплофизика и теориялық жылу техникасы теоретическая теплотехника

*Асқарова Ә.С., Бөлегенова С.Ә., Максимов В.Ю., Усербаев Б.Ж., Нахитова Ф.*  
БКЗ-420 қазандығының жану камерасындағы физика-химиялық процестерді математикалық модельдеу ..... 20

*Асқарова А.А., Бөлегенова С.А., Оспанова Ш.С., Зинеш А.Х.*  
Компьютерное моделирование влияния скорости впрыска на процесс горения жидкого топлива различного вида при высоких давлениях ..... 26

*Дробышев А.С., Соколов Д.Ю., Абдуллаева Ф.А., Кантаева М.Н., Дуйсебаев Т.С.*  
Коэффициенты преломления тонких пленок криовакуумных конденсатов метана ..... 34

*Толеуов Г., Исатаев М.С., Оспанова Ш.С.*  
Расчет влияния сопротивления трения торцовых пластин на затухание плоской струи ..... 42

## 3-бөлім Раздел 3 Ядро және элементар Физика ядра и бөлшектер физикасы элементарных частиц

*Буртебаев Н., Керимкулов Ж.К., Юшков А.В., Зазулин Д.М., Алимов Д.К., Джансейтов Д.М., Мухамеджанов Е.С., Насурлла М., Шакиров А.К., Паттаев А.*  
Измерение дифференциальных сечений упругого рассеяния протонов ядрами  $^{14}\text{N}$  при  $E_{p, \text{лаб.}} = 0.7 - 1.1$  МэВ ..... 52

*Панова Е.Н., Буленова К.Ж., Блынский П.А., Кенжина И.Е.*  
Исследование ионообменных свойств природного клиноптилолита в качестве сорбента Cs-137 ..... 58

*Әбілдаев Ә.Х., Смадиева П.А., Шинбулатов С.К.*  
Жұқа полимер қабықшалардың ішкі құрылымын альфа-спектрометриялық әдістің көмегімен зерттеу ..... 66

*Мамыкенов Д.Т., Темірәлиев Т.*  
Энергиялары 22,4 Гэв/с Және 32 Гэв/с -тағы серпімсіз антипротон-протондық әрекеттесулеріндегі ұжымдық айнымалыларды зерттеу ..... 72

## 4-бөлім Раздел 4 Бейсызық физика және электроника. Нелинейная физика и электроника. Астрофизика Астрофизика

*Темірбаев А.А., Иманбаева А.К., Карибаев Б.А., Намазбаев Т.А., Капурнова С.Т., Тлеубаева И.С.*  
Исследование планарных фрактальных антенн ..... 80

*Дауменов Т.Д., Хизирова М.А., Бисариева Ж.Б.*  
Электростатическая фокусировка для объемных резонаторов ..... 94

*Наурызбаева А.Ж., Касымханова Г.С., Конысбаев Т.К.*  
Нелинейный анализ пространственного распределения галактик ..... 100

*Қантай Г.Ф., Кенжина И.Е., Чебакова Е.А., Борецкий О.М.*  
Исследование пространственного распределения солнечных космических лучей ..... 106

---

*Алимгазинова Н.Ш., Наурызбаева А.Ж., Манапбаева А.Б., Тлеубаева И.С.*  
Рекуррентный анализ всплесков радиоизлучения Солнца ..... 112

*Демченко Б.И., Комаров А.А., Усольцева Л.А.*  
Устойчивый метод определения орбит геостационарных спутников при недостатке данных ..... 120

**5-бөлім    Раздел 5**  
**Жоғары оқу орнында    Методика преподавания**  
**физиканы оқыту әдістемесі    физики в высшей школе**

*Ерланұлы Е., Кенжебаев Н.Б., Данияров Т.Т., Досболаев М.К., Рамазанов Т.С., Габдуллин М.Т.*  
Аппаратно-программный комплекс в образовательном процессе по курсу «Электричество и магнетизм» ..... 126

*Кашкаров В.В.*  
Общая система естественной классификации ..... 132

---

## CONTENTS

### Section 1 Plasma physics

<i>Moldabekov Zh.A., Ramazanov T.S., Gabdulin A.Zh.</i> Structural properties of charged dust particles with dipole moments.....	4
<i>Moldabekov Zh.A., Ramazanov T.S., Gabdulin A.Zh.</i> Longitudinal oscillations in system of charged particles with dipole moment.....	10

### Section 2 Thermal physics and theoretical thermal engineering

<i>Askarova A.S., Bolegenova S.A., Maximov V.V., Userbaev B.Z., Nahipova F.</i> Mathematical modeling of physical and chemical processes in the combustion chamber of the boiler BKZ-420.....	20
<i>Askarova A.S., Bolegenova S.A., Ospanova Sh.S., Zinesh A.Kh.</i> Computer modeling of the effect of speed on the process of injection combustion of liquid fuels of various types at high pressures .....	26
<i>Drobyshev A.S., Sokolov D.Yu., Abdullayeva F.A., Kantayeva M.N., Duisebayev T.S.</i> The refractive indices of thin films of vacuum condensates cryo methane .....	34
<i>Toleuov G., Isatayev M.S., Ospanova Sh.S.</i> Calculation of the influence of friction resistance face plate attenuation plane jet .....	42

### Section 3 Nuclear and elementary particle physics

<i>Burtebayev N., Kerimkulov Zh.K., Yushkov A.V., Zazulin D.M., Alimov D.K., Janseitov D.M., Mukhamejanov E.S., Nassurlla M., Shakirov A.K., Pattayev A.</i> Measurement of differential cross sections of elastic scattering of protons by nuclei $^{14}\text{N}$ at $E_{p, \text{lab.}} = 0.7 - 1.1$ MeV .....	52
<i>Panova E.N., Bulenova K.Zh., Blynskiy P.A., Kenzhina I.E.</i> Investigation of ion exchange properties of natural clinoptilolite as a sorbent of Cs-137 .....	58
<i>Abildaev A.H., Smadiyeva P.A., Shinbulatov S.K.</i> Study of the internal structure of thin polymer skins with alpha-spectrometric method.....	66
<i>Mamykenov D.T., Temiraliev T.</i> Investigation of collective variables in inelastic antiproton-proton interaction at 22.4 GeV/c and 32 GeV/c energies.....	72

### Section 4 Nonlinear physics and electronics. Astrophysics

<i>Temirbayev A.A., Imanbayeva A.K., Karibayev B.A., Namazbayev T.A., Kapurnova S.T., Tleubayeva I.S.</i> Investigation of planar fractal antennas .....	80
<i>Daumenov T.D., Khizirova M.A., Bisarieva Zh.B.</i> Electrostatic Focusing for cavity resonators .....	94
<i>Nayrbayeva A.Z., Kassymkhanova G.S., Konyzbayev T.K.</i> Informational and entropic analysis of the spatial distribution of galaxies .....	100
<i>Kantay G.G., Kenzhina I.E., Chebakova E.A., Boretskiy O.M.</i> Investigation of spatial distribution of solar cosmic rays .....	106
<i>Alimgazinova N.Sh., Naurzbayeva A.Zh., Manapbayeva A.B., Tleubayeva I.S.</i> Recurrent analysis of Solar radio bursts .....	112

---

*Demchenko B.I., Komarov A.A., Ussoltseva L.A.*

Robust method for determining the orbits of geostationary satellites with a lack of data..... 120

**Section 5**  
**Methods of teaching high school physics**

*Yerlanuly Ye., Kenzhebaev N.B., Daniyarov T.T., Dosbolaev M.K., Ramazanov T.S., Gabdullin M.T.*

Hardware-software complex in educational process on the course «Electricity and Magnetism»..... 126

*Kashkarov V.V.*

The general system for natural classification..... 132