



ӘЛ-ФАРАБИ атындағы ҚАЗАҚ ҰЛТТЫҚ УНИВЕРСИТЕТІ КАЗАХСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ имени АЛЬ-ФАРАБИ AL-FARABI KAZAKH NATIONAL UNIVERSITY

ХАБАРШЫ

ФИЗИКА СЕРИЯСЫ

ВЕСТНИК

СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ

RECENT CONTRIBUTIONS
TO PHYSICS

1(88)2024

ISSN 1563-0315; eISSN 2663-2276

ӘЛ-ФАРАБИ атындағы ҚАЗАҚ ҰЛТТЫҚ УНИВЕРСИТЕТІ

ХАБАРШЫ

Физика сериясы

КАЗАХСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ имени АЛЬ-ФАРАБИ

ВЕСТНИК

Серия физическая

AL-FARABI KAZAKH NATIONAL UNIVERSITY

RECENT CONTRIBUTIONS TO PHYSICS

№1 (88)

Алматы
«Қазақ университеті»
2024



ISSN 1563-0315; eISSN 2663-2276

ХАБАРШЫ

ФИЗИКА СЕРИЯСЫ №1 (88) желтоқсан



04.05.2017 ж. Қазақстан Республикасының Ақпарат және коммуникация министрлігінде тіркелген

Қуәлік № 14498-Ж

Журнал жылына 4 рет жарыққа шығады
(наурыз, маусым, қыркүйек, желтоқсан)

ЖАУАПТЫ ХАТШЫ

Иманбаева А.К., ф.-м.ғ.к. (Қазақстан)

Телефон: +7(727) 377-33-46

E-mail: physicskaz@gmail.com

РЕДАКЦИЯ АЛҚАСЫ:

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

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

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

Асқарова Ә.С., ф.-м.ғ.д., профессор (Қазақстан)

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

Алдияров А.У., ф.-м.ғ.д., профессор (Қазақстан)

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

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

Буфенди Лайфа, профессор (Франция)

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

Ишицука Эцуо, доктор (Жапония)

Лунарска Элина, профессор (Польша)

Сафарик П., доктор (Чехия)

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

Кеведо Эрнандо, профессор (Мексика)

ТЕХНИКАЛЫҚ ХАТШЫ

Дьячков В.В., ф.-м.ғ.к. (Қазақстан)

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



Жоба менеджері

Гульмира Шапкозова

Телефон: +7 701 724 2911

E-mail: Gulmira.Shakozova@kaznu.kz

Пішімі 60x84/8. Көлемі 4,3 б.т.

Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университетінің «Қазақ университеті» баспа үйі.

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

1-Бөлім
Теориялық физика. Ядро және элементар бөлшектер
физикасы. Астрофизика

Section 1
Theoretical Physics. Nuclear and Elementary Particle Physics.
Astrophysics

Раздел 1
Теоретическая физика. Физика ядра и элементарных
частиц. Астрофизика

N.A. Beissen^{1*} , D.S. Utepova^{1,2*} , V.N. Kossov² ,
S. Toktarbay^{1,3} , M.K. Khassanov¹ , T. Yernazarov¹ , M. Seydalieva¹ 

¹Al-Farabi Kazakh National University, Kazakhstan, Almaty

²Abai Kazakh National Pedagogical University, Kazakhstan, Almaty

³Kazakh National Women's Teacher Training University, Kazakhstan, Almaty

*e-mail: utepova_daniya@mail.ru

THE INFLUENCE OF DEFORMATION IN COMPACT OBJECTS ON REDSHIFT AND RADAR ECHO DELAY

The analogy between optics and mechanics not only provides a cohesive framework to understand particle motion in mechanics and light propagation in geometrical optics, but it also extends to the intricate realm of general relativity, especially when considering static metrics. Recent scholarly publications have fortified the notion that such an analogy is remarkably applicable to general relativity's complex scenarios. In the research presented in this paper, we delve into the material medium approach, which allows us to deduce the refractive index correlated with the gravitational field emanating from a compact celestial object endowed with a quadrupole moment. Exploring within the confines of this approach, we scrutinize the influence of the quadrupole parameter on the frequency modulation of photons, adhering strictly to the relativistic approximation parameters. This scrutiny leads us to a deeper investigation of the renowned redshift phenomenon, a pivotal concept in the general theory of relativity. Furthermore, leveraging the calculated refractive index, we probe into the nuances of radar echo delay, conscientiously accounting for the quadrupole moment's impact. The findings may offer insights that could potentially be useful in further theoretical investigations of GR.

Keywords: compact object, refractive index, gravitational redshift, radar echo delay, material medium approach.

Н.А. Бейсен¹, Д.С. Утепова^{1,2*}, В.Н. Косов²,
С. Токтарбай^{1,3}, М.К. Хасанов¹, Т. Ерназаров¹, М. Сейдалиева¹

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

²Казахский национальный педагогический университет имени Абая, Казахстан, г. Алматы

³Казахский национальный женский педагогический университет, Казахстан, г. Алматы

*e-mail: utepova_daniya@mail.ru

Влияние деформации компактных объектов на красное смещение и задержку радиолокационного эха

Аналогия между оптикой и механикой не только обеспечивает целостную структуру для понимания движения частиц в механике и распространения света в геометрической оптике, но и распространяется на запутанную область общей относительности, особенно при рассмотрении статических метрик. Недавние научные публикации укрепили представление о том, что такая аналогия удивительно применима к сложным случаям общей теории относительности. В исследовании, представленном в этой статье, мы рассматриваем подход материальной среды, который позволяет нам вывести показатель преломления, коррелирующий с гравитационным полем, исходящим от компактного небесного объекта, наделенного квадрупольным моментом. Исследуя в рамках этого подхода, мы тщательно изучаем влияние квадрупольного параметра на частотную модуляцию фотонов, строго придерживаясь параметров релятивистского приближения. Этот анализ приводит нас к более глубокому исследованию известного явления красного смещения - ключевой концепции общей теории относительности. Кроме того, используя вычисленный коэффициент преломления, мы исследуем нюансы задержки радиолокационного эха, учитывая влияние квадрупольного момента. Полученные

результаты могут дать представление о том, что потенциально может быть полезно в дальнейших теоретических исследованиях ОТО.

Ключевые слова: компактный объект, показатель преломления, гравитационное красное смещение, задержка радиолокационного эха, подход материальной среды.

Н.Ә. Бейсен¹, Д.С. Утепова^{1,2*}, В.Н. Косов²,
С. Тоқтарбай^{1,3}, М.К. Хасанов¹, Т. Ерназаров¹, М. Сейдалиева¹

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

²Абай атындағы Қазақ ұлттық педагогикалық университеті, Қазақстан, Алматы қ.

³Қазақ ұлттық қыздар педагогикалық университеті, Қазақстан, Алматы қ.

*e-mail: utepova_daniya@mail.ru

Ықшам объектілерде деформацияның қызыл ығысу мен радар эхо кешігуіне әсері

Оптика мен механика арасындағы үйлестік механикадағы бөлшектердің қозғалысын және геометриялық оптикадағы жарықтың таралуын түсіну үшін біртұтас негізді қамтамасыз етіп қана қоймай, сонымен қатар ол жалпы салыстырмалылықтың күрделі саласына, әсіресе статикалық метриkanı қарастырғанда таралады. Соңғы ғылыми жұмыстар мұндай ұқсастық жалпы салыстырмалық теориясының күрделі жағдайларына қолдану өте қолайлы деген түсінікті бекітті. Осы жұмыста ұсынылған зерттеуде біз квадрупольді моменті бар ықшам аспан объектісінен шығатын гравитациялық өріспен корреляциялық сыну көрсеткішін шығаруға мүмкіндік беретін материалдық орта тәсілін қарастырамыз. Осы тәсілдің шеңберінде зерттей отырып, біз релятивистік жуықтау параметрлерін қатаң сақтай отыра, фотондардың жиілік модуляциясына квадрупольдік параметрдің әсерін мұқият зерттейміз. Бұл зерттеу жалпы салыстырмалылық теориясындағы негізгі тұжырымдамасы болып табылатын әйгілі қызыл ығысу құбылысын тереңірек зерттеуге көмектеседі. Сонымен қатар квадрупольді моменттің әсерін саналы түрде есептей отырып, радар эхо кешігуінің ерекшеліктерін есептелген сыну көрсеткішін қолдана отырып зерттейміз. Алынған нәтижелер жалпы салыстырмалы теориясының одан әрі теориялық зерттеулерінде пайдалы болуы мүмкін түсініктерді ұсына алады.

Түйін сөздер: ықшам объект, сыну көрсеткіші, гравитациялық қызыл ығысу, радиолокациялық эхо кешігуі, материалдық ортаға жақындау.

Introduction

One well-known and trustworthy method for investigating gravitational effects is the material medium approach, initially employed by Tamm [1] and subsequently utilized by Balazs [2] to compute how a rotating object influences the polarization of light. In this approach, the gravitational influence on the path of light is simplified into the problem of wave propagation within a material medium within a flat spacetime. This principle forms the foundation of the material medium approach. This technique is appealing since it implies that classical optics is just as valid as Riemannian geometry when examining electromagnetic effects within a weak gravitational field.

Gravitational redshift is one of the consequences of the general theory of relativity [3], but its origin predates the development of this theory. Just three years after Einstein created the special theory of relativity, he predicted the effect of gravitational

redshift [4], which was due to the equivalence principle [4, 5]. Thus, testing the gravitational redshift is also considered as testing the equivalence principle [6]. The demonstration of determining the gravitational redshift from the refractive index can be found in [7, 8].

Radar echo delay in the context of general relativity (GR), this phenomenon refers to the influence of the gravitational field on the propagation of electromagnetic signals such as radar waves. In the presence of a gravitational field (such as near a planet or star), radar waves are bent and slowed down, causing a delay in receiving an echo. Thus, in the context of general relativity, the delay of a radar echo is due to the influence of gravity on space-time and, therefore, on the speed and path of propagation of radar waves.

In Einstein's theory, when dealing with a vacuum, a gravitational field that possesses spherical symmetry is mathematically represented by the Schwarzschild solution. According to Birkhoff's

theorem, this solution is considered unique. When deviations from this spherical symmetry occur, they are typically described using multipole moments, with the quadrupole moment being the most significant. In situations involving an axially symmetric mass distribution with a quadrupole moment, there is no theorem guaranteeing uniqueness, and as a result, various metrics can be used to describe the corresponding gravitational field [9–12].

In fact, compact objects deviate from spherical symmetry and have their own rotation, and the effect of this deformation on redshift and radar echo delay is often neglected. In this work, we study the contribution of deformation to relativistic redshift effect, radar echo delay within the framework of the material medium approach. The deviation from the spherical symmetry is described by a quadrupole parameter [13–15].

Methods

Refractive index for static deformed objects

A specific straightforward metric was introduced in [16]. This metric suggested using the Zipoy–Voorhees transformation [17, 18] to create a quadrupolar vacuum solution. This metric is commonly referred to in scholarly works as the Zipoy-Voorhees metric, δ -metric, γ -metric, and q -metric [17–24]. Interior quadrupole solutions were discovered in [25], and a technique for generating perfect-fluid quadrupolar solutions was outlined in [26]. Preliminary interior solutions and characteristics of the outer q -metric were discussed in [9, 27, 28]. Recently, in [29], six varied adaptations of the Schwarzschild metric with quadrupole were examined. A notable trait of these metrics is that the hypersurface $r = 2m$ is always singular. It's possible that other precise solutions to Einstein's equations in a vacuum share these characteristics.

In a recent study presented in [9], an alternative approximate extension of the Schwarzschild metric incorporating quadrupole was formulated. This can be expressed as:

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

where in m represents the mass and q denotes the quadrupole parameter.

Conversely, a curvature singularity emerges at $r = m$, in addition to the central singularity situated at $r = 0$, a feature also observed in the Schwarzschild spacetime. To our current understanding, this metric represents the sole instance with a quadrupole devoid of singularities at $r = 2m$. This unique characteristic alone warrants a deeper investigation into this metric.

To further analyze the physical meaning of the solution (1), we calculate the corresponding Newtonian limit. To this end, we perform a coordinate transformation of the form $(r, \theta) \rightarrow (R, v)$ defined by the equations [30, 31].

$$r = R \left[1 - q \frac{m}{R} \left[1 + \frac{m}{R} (\beta_1 + \sin^2 v) + \frac{m^2}{R^2} (\beta_2 - \sin^2 v) + \dots\right] \sin^2 v\right] \quad (2)$$

and

$$\theta = v - q \frac{m^2}{R^2} \left(1 + 2 \frac{m}{R} + \dots\right) \sin v \cos v \quad (3)$$

where the β_1 and β_2 are constants and we have neglected terms of the order higher than m^3/R^3 . Inserting the above coordinates into the metric (1), we obtain the approximate line element

$$ds^2 = (1 + 2\Phi) dt^2 - \frac{dR^2}{1 + 2\Phi} - U(R, v) R^2 (dv^2 + \sin^2 v d\varphi^2) \quad (4)$$

with

$$\Phi = -\frac{GM}{R} + \frac{GQ}{R^3} P_2(\cos v), \quad (5)$$

$$U(R, v) = 1 - 2 \frac{GM}{R^3} P_2(\cos v), \quad (6)$$

where $P_2(\cos v)$ is the Legendre polynomial of degree 2, and we have chosen the free constants as $\alpha_2 = -2$, $\beta_1 = 1/3$, and $\beta_2 = 5/3$. We recognize the metric (4) as the Newtonian limit of general relativity, where Φ represents the Newtonian potential. Moreover, the constants

$$M = (1 + q)m, Q = \frac{2}{3} qm^2 \quad (7)$$

can be interpreted as the Newtonian mass and quadrupole moment of the corresponding mass distribution.

To compute the associated refractive index, we shall express the aforementioned approximate metric in isotropic coordinates denoted as $(t, \rho, \theta, \varphi)$. In pursuit of this objective, we shall delve into the coordinate transformation:

$$r = \rho \left(1 + \frac{m}{2\rho} \right) + qh(\rho). \quad (8)$$

In which the supplementary auxiliary function $h(\rho)$ represents the deviation from spherical symmetry. By incorporating this transformation into the line element denoted by (1) and approximating to the first order with respect to q , the ensuing function $h(\rho)$ can be articulated as:

$$h(\rho) = \frac{m^2(m^2 - 4\rho^2)}{4\rho(m^2 + 4\rho^2)}. \quad (9)$$

Ultimately, the line element can be reformulated in the following manner:

$$ds^2 = \frac{(m - 2\rho)^2}{(m + 2\rho)^2} \left[1 + q \frac{4m\rho}{m^2 - 4\rho^2} \right] dt^2 - \frac{1}{16} \frac{(m + 2\rho)^4}{\rho^4} \left[1 + q \frac{2m}{m + \rho} \right] d\vec{\rho}^2. \quad (10)$$

We have introduced a notation as follows:

$$d\vec{\rho}^2 = d\rho^2 + \rho^2 d\theta^2 + \rho^2 \sin^2 \theta d\varphi^2, \quad (11)$$

In the special scenario where $q = 0$, the aforementioned metric converges to the Schwarzschild metric presented in its isotropic representation [32, 33] Introduced by Senin [33] applicable to static fields. Evaluating the path of a light ray under the condition $ds^2 = 0$, the velocity $v(\rho)$ of the light ray can be deduced from the subsequent expression:

$$v^2(\rho) = \frac{d\vec{\rho}^2}{dt^2}. \quad (12)$$

Additionally, the velocity of the light ray, when articulated in terms of the radial coordinate r , can be derived as:

$$v(r) = v(\rho) \left(\frac{dr}{d\rho} \right), \quad (13)$$

wherein the term $dr/d\rho$ can be deduced from the given equations. (8) and (9) as

$$\frac{dr}{d\rho} = 1 - \frac{m^2}{4\rho^2} + \frac{qm^2(16m^2\rho^2 - m^4)}{4\rho^2(m^2 + 4\rho^2)^2}. \quad (14)$$

Employing the inverse transformation, the novel coordinate ρ can be expressed in the form:

$$\rho = \frac{1}{2}(2r - 3m) + \frac{qm^2}{4(r - m)}. \quad (15)$$

Conclusively, the refractive index bears a relationship with the velocity, expressed as:

$$n(r) = \frac{1}{v(r)}. \quad (16)$$

Then, from Eqs.13, 14, and 16 we take

$$n(r) = \frac{r}{r - 2m} \left[1 + \frac{q}{2} \frac{m(2r - 3m)}{(r - m)^2} \right]. \quad (17)$$

Specifically, within the weak field approximation, the refractive index can be delineated using an endlessly converging series.

$$n(r)_{weak} \approx 1 + \frac{2m}{r} + q \frac{m}{r} + \dots. \quad (18)$$

For scenarios where the quadrupole parameter approaches zero, the aforementioned expression aligns with the refractive index postulated by various scholars in the context of the weak field approximation for the Schwarzschild metric, as referenced in [33–35].

Gravitational redshift

Gravitational redshift is conceptualized as an alteration in the photon's frequency corresponding to a change in the intensity of the gravitational field it occupies. Specifically, as the gravitational field's strength diminishes, the photon's frequency concurrently decreases, resulting in a redshift.

We restore all normalized units within the framework of the General Theory of Relativity, the equation delineating this frequency shift is presented as:

$$\omega = \frac{\omega_0}{g_{00}} \approx \omega_0 \left(1 + \frac{2\gamma m}{rc^2} \right). \quad (19)$$

In this context, ω_0 denotes the consistent frequency of the photon, gauged in world time, which remains unaltered as the light ray advances. Meanwhile, ω symbolizes the frequency of that same photon, yet gauged in proper time, displaying variability across distinct spatial points. For instance, when a photon is emitted from a massive star, its frequency near the star at reduced r values is observed to exceed that at greater r values distant from the star. At the asymptotic boundary, within a flat space domain devoid of gravitational influence, world time aligns with proper time,

rendering ω_0 as the discernible photon frequency. Now, let's approach the issue from the perspective of the material medium.

Under these circumstances, the photon's frequency within the field and its frequency within the vacuum are interconnected through a specific relationship.

$$\omega = \omega_0 \cosh \theta = \omega_0 n. \quad (20)$$

Upon substituting Equation 18 into Equation 20, we obtain the following expression:

$$\omega = \omega_0 n = \omega_0 \left(1 + \frac{2\gamma m}{rc^2} + q \frac{\gamma m}{rc^2} \right). \quad (21)$$

In limiting cases, when the quadrupole parameter is set to zero, the above expression reduces to the expression for a spherically symmetric gravitational source.

Radar echo delay

The radar echo delay formula, as per the material medium approach, is based on Fermat's principle of least time, which takes into account the influence of a varying refractive index $n(r)$. This principle posits that light (or radar signals) follow the path that minimizes the time required to travel between two points.

$$\Delta t = 2 \left(\int_{R_1}^{R_2} \frac{n(r)}{c} dr - \int_{R_1}^{R_2} \frac{1}{c} dr \right). \quad (22)$$

The expression (22), represents the time it takes for the radar signal to travel through the medium with a varying refractive index $n(r)$ from the point of transmission R_1 to the point of reception R_2 . This integral accounts for the effects of the medium's refractive index. The second integral, represents the time it would take for the radar signal to travel the same path in a vacuum (i.e., without any medium or refractive effects) from R_1 to R_2 . This formula reflects the difference in travel times between the actual path through the medium with refractive effects and the hypothetical path in a vacuum. It considers the influence of the medium's refractive index on the radar signal's propagation and echo delay in the presence of gravity. Substituting (18) into (22) equations and restoring normalized units we obtain the result.

$$\Delta t = \frac{2\gamma m}{c^2} \ln \left(\frac{R_2}{R_1} \right)^{2+q}. \quad (23)$$

In specific scenarios, when $q = 0$, expression (23) coincides with the formula obtained in previous works [36–38].

Results and Discussion

The formula represents the effective refractive index corresponding to the spacetime governed by the approximate quadrupolar metric (1). As anticipated, when $q = 0$, this metric converges to the refractive index associated with the Schwarzschild spacetime as indicated in [32], given by $n_0 = r/(r - 2m)$. The subsequent term arises from the minor deviation of the central gravitational entity from perfect spherical symmetry. It is noteworthy to mention that the divergences found at $r = m$ and $r = 2m$ stem from the curvature singularity of the metric (1) and the Schwarzschild horizon, respectively.

The results (17), (21) and (23) show that the quadrupole parameter affects the photon frequency the redshift and the radar echo delay within the relativistic approximation. In specific scenarios, when $q = 0$, all obtained expressions coincide with the formula obtained in the case of spherically symmetric cases [36–38].

Conclusion

In summary, we applied a material medium approach to investigate the effects of general relativity such as redshift and radar echo delay in the gravitational field with quadrupole mass distribution. As we can see, the effects under consideration completely coincide with the results obtained for the Schwarzschild field when $q = 0$. The advantage of this method is its intuitive clarity and ease of calculation. Despite the fact that applying our results to objects like the Earth and the Sun may seem less relevant due to their relatively weak deformations and gravitational fields, they can be very useful during the study of compact objects such as neutron stars, white dwarfs and black holes. This is particularly true with the advent of unique sky research instruments like the Event Horizon Telescope. However, for a more general case, these effects also should be considered in the off equatorial plane.

Acknowledgments

This research has been funded by the Ministry of Science and Higher Education of the Republic of Kazakhstan (Grant No. AP14972943).

References

- 1 Tamm I.E. Electrodynamics of anisotropic medium in the special theory of relativity // *Journal Russian Physical-Chemical Society*. – 1924. – No 56. – P.268.
- 2 Balazs N. Effect of a Gravitational Field, Due to a Rotating Body, on the Plane of Polarization of an Electromagnetic Wave // *Physical Review*. – 1958. – No 110(1). – P.236.
- 3 Einstein A. The foundation of the general theory of relativity // *Annalen Physics* – 1916. – No49. – P. 769-822.
- 4 Einstein A. Über das Relativitätsprinzip und die aus demselben gezogenen Folgerungen // *Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik*. – 1908. – No 4. – P.411-462.
- 5 Einstein A. Über den einfluß der schwerkraft auf die ausbreitung des lichtet // *Annalen der Physik*. – 1911. – No 35. – P.898-908.
- 6 Delva P., Puchades N., Schönemann E., Dilssner F., Courde C., Bertone S. A new test of gravitational redshift using Galileo satellites: The GREAT experiment // *Comptes Rendus Physique*. – 2019. – Vol.20(3). – P.176-182.
- 7 Feng G., Huang J. An optical perspective on the theory of relativity -III: Gravitational redshift // *Optik*. – 2020. – No 165684.
- 8 Yi Y.G. Optical approach to gravitational redshift // *Astrophysics and Space Science*. – 2010. – Vol.336(2). – P.347 -355.
- 9 Toktarbay S., Quevedo H., Abishev M., Muratkhan A. Gravitational field of slightly deformed naked singularities// *European Physical Journal C*. – 2022. – Vol.82(4). – P.382.
- 10 Quevedo H., Toktarbay S., Aimuratov Y., Quadrupolar gravitational fields described by the q-metric // *International Journal of Mathematics and Physics*. – 2012. – Vol. 3(2). – P. 133-139.
- 11 Muratkhan A., Orazymbet A., Zhakipova M., Assylbek M., Toktarbay S. A shadows from the static black hole mimickers // *International Journal of Mathematics and Physics*. – 2023. – Vol.13(2). – P. 44–49.
- 12 Beissen N., Abishev M., Toktarbay S., Yernazarov T., Utepova D., Zhakipova M. The Exploring nonlinear vacuum electrodynamics beyond Maxwell's Equations // *International Journal of Mathematics and Physics*. – 2023. – Vol.14(1). – P. 61-70.
- 13 Beissen N., Utepova D., Abishev M., Quevedo H., Khassanov M., Toktarbay S. Gravitational refraction of compact objects with quadrupoles // *Symmetry*. – 2023. – Vol.15(614).
- 14 Beissen N., Utepova D., Muratkhan A., Orazymbet A., Khassanov M., Toktarbay S. Application of GBT theorem for gravitational deflection of light by compact objects // *Recent Contributions to Physics*. – 2023. – Vol.(84). – P.15-22.
- 15 Beissen N., Yernazarov T., Khassanov M., Toktarbay S., Taukenova A., Talkhat A. Bending of Light by Magnetars within Generalized Born–Infeld Electrodynamics: Insights from the Gauss–Bonnet Theorem // *Symmetry*. – 2024. – Vol.6 (1).
- 16 Quevedo H., Mass Quadrupole as a Source of Naked Singularities // *Int. J. Mod. Phys. D*. – 2011. – Vol.20. – P.1779-1787.
- 17 Zipoy D.M. Topology of some spheroidal metrics // *J. Math. Phys.* – 1966. – Vol.7. – P.1137-1143.
- 18 Voorhees B.H. Static axially symmetric gravitational fields // *Phys. Rev. D*. – 1970. – Vol.2(10). – P. 2119-2122.
- 19 Malafarina D., Magli G., Herrera L. Static Axially Symmetric Sources of the Gravitational Field // *General Relativity and Gravitational Physics, American Institute of Physics: Conf. Series*. – 2005. – Vol.751. – P. 185–187.
- 20 Abishev M., Boshkayev K., Quevedo H., Toktarbay S. Accretion disks around a mass with quadrupole // *Gravitation, Astrophysics, and Cosmology*. – 2016. – P.185-186.
- 21 Boshkayev K., Gasperin E., Gutierrez- Pineres A.C., Quevedo H., Toktarbay S. Motion of test particles in the field of a naked singularity // *Phys. Rev. D*. – 2016. – Vol.93 – Art.No.024024.
- 22 Boshkayev K., Quevedo H., Toktarbay S., Zhami B., Abishev M. On the equivalence of approximate stationary axially symmetric solutions of the Einstein field equations // *Grav. Cosmol.* – 2016. – Vol.22(4). – P.305-311.
- 23 Benavides-Gallego C.A., Abdujabbarov A., Malafarina D., Ahmedov B., Bambi C. Charged particle motion and electromagnetic field in gamma spacetime // *Phys. Rev. D*. – 2019. – Vol.99. – Art.No.044012.
- 24 Turimov B., Ahmedov B., Kolos M., Stuchlik Z. Axially symmetric and static solutions of Einstein equations with self-gravitating scalar field // *Phys. Rev. D*. – 2018. – Vol.98(14). – Art.No. 084039.
- 25 Stewart B.W., Papadopoulos D., Witten L., Berezhdivin R., Herrera L. An interior solution for the gamma metric // *General Relativity and Gravitation*. – 1982. – Vol.14(1). – P. 97-103.
- 26 Quevedo H., Toktarbay S. Generating static perfect-fluid solutions of Einstein's equations // *J. Math. Phys.* – 2015. – Vol.56. – Art.No.052502.
- 27 Sakai N., Saida H., Tamaki T. Gravastar shadows // *Phys. Rev. D*. – 2014. – Vol.90(10). – Art.No.104013.
- 28 Arrieta-Villamizar J.A., Vel´asquez-Cadavid J.M, Pimentel O.M., Lora-Clavijo F.D., Guti´errez-Pin´eres A.C. Shadows around the q-metric // *Classical and Quantum Gravity*. – 2021. – Vol.38(1). – Art.No.015008.
- 29 Frutos-Alfaro F., Quevedo H., Sanchez P.A. On relativistic multipole moments of stationary space-times // *Royal Society Open Science*. – 2018. – Vol.5(5). – Art.No.170826.
- 30 Abishev M., Beissen N., Belissarova F., Boshkayev K., Mansurova A., Muratkhan A., Quevedo H., Toktarbay S. Approximate perfect fluid solutions with quadrupole moment // *International Journal of Modern Physics D*. – 2021. –

Vol.30(13). – Art.No.2150096.

- 31 Allahyari A., Firouzjahi H., Mashhoon B. Quasinormal modes of a black hole with quadrupole moment // *Phys. Rev. D.* – 2018. – Vol.99. – P. 044005.
- 32 Landau L.D., Lifshitz E.M., *The Classical Theory of Fields*, 4th edn. – Butterworth-Heinemann, 1980.
- 33 Sen A.K. A more exact expression for the gravitational deflection of light, derived using material medium approach // *Astrophysics.* – 2010. – Vol.53(4). – P.560-569.
- 34 Fischbach E, Freeman B.S. Second-order contribution to the gravitational deflection of light // *Phys. Rev. D.* – 1980. – Vol.22. – P.2950-2952.
- 35 Roy S., Sen A. Trajectory of a light ray in Kerr field: a material medium approach // *Astrophysics and Space Science.* – 2015. – Vol.360.
- 36 Okun L.B. Photons and static gravity // *ITEP.* – Vol.117218. – 2000.
- 37 Weinberg S., *Gravitation and Cosmology.* – John Wiley and Sons Inc., 1972.
- 38 Andreev V., Tsypenyuk D. Optical-mechanical analogy and gravitational effects in the extended space model. – Brief communications on physics of the Physical Institute named after. P.N. Lebedev Russian Academy of Sciences, 2004.

References

- 1 I.E. Tamm, *Journal Russian Physical-Chemical Society* 56, 268 (1924).
- 2 N. Balazs, *Physical Review*, 110(1), 236 (1958).
- 3 A. Einstein, *Annalen Phys.*, 49 769–822 (1916).
- 4 A. Einstein, *Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik*, Band 4, Seite 411-462 (1908).
- 5 A. Einstein, *Annalen der Physik* 35, 898–908 (1911).
- 6 P. Delva, N. Puchades, E. Schönmann, F. Dilssner, C. Courde, S. Bertone, *Comptes Rendus Physique* 20(3), 176–182 (2019).
- 7 G. Feng, J. Huang, *Optik*, 165684 (2020).
- 8 Y.G. Yi, *Astrophysics and Space Science*, 336(2), 347–355 (2010).
- 9 S. Toktarbay, H. Quevedo, M. Abishev, A. Muratkhan, *European Physical Journal C* 82(4), 382 (2022).
- 10 H. Quevedo, S. Toktarbay, Y. Aimuratov, *International Journal of Mathematics and Physics* 3(2), 133 (2012).
- 11 A. Muratkhan, A. Orazymbet, M. Zhakipova, M. Assylbek, S. Toktarbay, *International Journal of Mathematics and Physics* 13(2), 44 (2023)/
- 12 N. Beissen, M. Abishev, S. Toktarbay, T. Yernazarov, D. Utepova, M. Zhakipova, *International Journal of Mathematics and Physics* 14(1), 61 (2023)/
- 13 N. Beissen, D. Utepova, M. Abishev, H. Quevedo, M. Khassanov, S. Toktarbay, *Symmetry* 15(614) (2023).
- 14 N. Beissen, D. Utepova, A. Muratkhan, A. Orazymbet, M. Khassanov, S. Toktarbay, *Recent Contributions to Physics*, 1(84) (2023).
- 15 N. Beissen, T. Yernazarov, M. Khassanov, S. Toktarbay, A. Taukenova, A. Talkhat, *Symmetry*, 16(1) (2024).
- 16 H. Quevedo, *Mass Quadrupole as a Source of Naked Singularities*, *Int. J. Mod. Phys. D* 20, 1779–1787 (2011).
- 17 D.M. Zipoy, *Topology of some spheroidal metrics*, *J. Math. Phys.*, 7, 1137–1143 (1966)
- 18 B.H. Voorhees, *Static axially symmetric gravitational fields*, *Phys. Rev. D* 2, 2119–2122 (1970).
- 19 D. Malafarina, G. Magli, L. Herrera, in *General Relativity and Gravitational Physics*, American Institute of Physics Conference Series, 751, 185–187 (2005).
- 20 M. Abishev, K. Boshkayev, H. Quevedo, S. Toktarbay, *Gravitation, Astrophysics, and Cosmology*, 185-186 (2016)
- 21 K. Boshkayev, E. Gasperin, A.C. Gutiérrez-Pinères, H. Quevedo, S. Toktarbay, *Motion of test particles in the field of a naked singularity*. *Phys. Rev. D* 93, 024024 (2016)
- 22 K. Boshkayev, H. Quevedo, S. Toktarbay, B. Zhami, M. Abishev, *Grav. Cosmol.* 22(4), 305 (2016)
- 23 C.A. Benavides-Gallego, A. Abdujabbarov, D. Malafarina, B. Ahmedov, C. Bambi, *Phys. Rev. D* 99, 044012 (2019). DOI 10.1103/PhysRevD.99.044012.
- 24 B. Turimov, B. Ahmedov, M. Kološ, Z.c.v. Stuchlík, *Phys. Rev. D* 98, 084039 (2018). DOI 10.1103/PhysRevD.98.084039.
- 25 B.W. Stewart, D. Papadopoulos, L. Witten, R. Berezdivin, L. Herrera, *General Relativity and Gravitation* 14(1), 97 (1982).
- 26 H. Quevedo, S. Toktarbay, *Generating static perfect-fluid solutions of Einstein's equations*. *J. Math. Phys.* 56,052502 (2015)
- 27 N. Sakai, H. Saida, T. Tamaki, *Phys. Rev. D* 90(10), 104013 (2014).
- 28 J.A. Arrieta-Villamizar, J.M. Velásquez-Cadavid, O.M. Pimentel, F.D. Lora-Clavijo, A.C. Gutiérrez-Pinères, *Classical and Quantum Gravity* 38(1), 015008 (2021). DOI 10.1088/1361-6382/abc223
- 29 F. Frutos-Alfaro, H. Quevedo, P.A. Sanchez, *Royal Society Open Science* 5(5), 170826 (2018).
- 30 M. Abishev, N. Beissen, F. Belissarova, K. Boshkayev, A. Mansurova, A. Muratkhan, H. Quevedo, S. Toktarbay, *International Journal of Modern Physics D* 30(13), 2150096 (2021).
- 31 Allahyari, H. Firouzjahi, B. Mashhoon, *Quasinormal modes of a black hole with quadrupole moment*. *Phys.*

Rev. D 99, 044005 (2018).

32 L.D. Landau, E.M. Lifshitz, *The Classical Theory of Fields*, 4th edn. (Butterworth- Heinemann, 1980).

33 A.K. Sen, *Astrophysics* 53(4), 560 (2010).

34 E. Fischbach, B.S. Freeman, *Phys. Rev. D* 22, 2950 (1980).

35 S. Roy, A. Sen, *Astrophysics and Space Science* 360 (2015).

36 L.B. Okun, ITEP, 117218 (2000)

37 S. Weinberg, *Gravitation and Cosmology* (John Wiley and Sons Inc., 1972)

38 V. Andreev, D. Tsypenyuk, *Brief communications on physics of the Physical Institute named after. P.N. Lebedev Russian Academy of Sciences* (2004).

Article history:

Received 5 December 2023

Received in revised form 15 February 2024

Accepted 28 February 2024

Мақала тарихы:

Түсті – 05.12.2023

Түзетілген түрде түсті – 25.01.2024

Қабылданды – 28.02.2024

Information about authors:

1. **Nurzada Beissen** – Cand. of Phys. and Math. Sc., Ass.Prof., Al-Farabi Kazakh National University (Almaty, Kazakhstan, email: nurzada.beissen@kaznu.edu.kz).

2. **Daniya Utepova** (corresponding author) – PhD student, Al-Farabi Kazakh National University, Abai Kazakh National Pedagogical University (Almaty, Kazakhstan, email: utepova_daniya@mail.ru).

3. **Vladimir Kossov** – Dr. of Phys. and Math. Sc., Prof., Abai Kazakh National Pedagogical University (Almaty, Kazakhstan, email: kosov_vlad_nik@list.ru).

4. **Saken Toktarbay** – PhD, Al-Farabi Kazakh National University, Kazakh National Women’s Teacher Training University (Almaty, Kazakhstan, email: Saken.Toktarbay@kaznu.edu.kz).

5. **Manas Khassanov** – PhD, Al-Farabi Kazakh National University (Almaty Kazakhstan, email: Manas.Khassanov@kaznu.edu.kz).

6. **Tursynbek Yernazarov** – PhD student, Al-Farabi Kazakh National University (Almaty Kazakhstan, email: Tursynbek.Yernazarov@kaznu.edu.kz).

7. **Madina Seydalieva** – PhD student, Al-Farabi Kazakh National University (Almaty Kazakhstan, email: Madina.Seydalieva@kaznu.edu.kz).

Авторлар туралы мәлімет:

1. **Нұрзада Бейсен** – физ.-мат.ғыл. канд, қауымд.проф., әл-Фараби ат. Қазақ ұлттық университеті (Алматы қ., Қазақстан, email: nurzada.beissen@kaznu.edu.kz).

2. **Дания Өтепова** (автор корреспондент) – PhD студенті, Абай ат. Қазақ ұлттық педагогикалық университеті, әл-Фараби ат. Қазақ ұлттық университеті (Алматы қ., Қазақстан, email: utepova_daniya@mail.ru).

3. **Владимир Косов** – физ.-мат.ғыл.докт., проф., Абай ат. Қазақ Ұлттық педагогикалық университеті (Алматы қ., Қазақстан, email: kosov_vlad_nik@list.ru).

4. **Сәкен Тоқтарбай** – PhD, әл-Фараби ат. Қазақ ұлттық университеті, Қазақ ұлттық қыздар педагогикалық университеті (Алматы қ., Қазақстан, email: Saken.Toktarbay@kaznu.edu.kz).

5. **Манас Хасанов** – PhD, әл-Фараби ат. Қазақ ұлттық университеті (Алматы қ., Қазақстан, email: Manas.Khassanov@kaznu.edu.kz).

6. **Тұрсынбек Ернараров** – PhD студенті, әл-Фараби ат. Қазақ ұлттық университеті (Алматы қ., Қазақстан, email: Tursynbek.Yernazarov@kaznu.edu.kz).

7. **Мадина Сейдалиева** – PhD студенті, әл-Фараби ат. Қазақ ұлттық университеті (Алматы қ., Қазақстан, email: Madina.Seydalieva@kaznu.edu.kz).

Ж.Ж. Тюлемисов^{1,2*} , А.Е. Тюлемисова^{1,2} , А.Н. Исадыков^{1,2} 

¹Объединенный институт ядерных исследований, Российская Федерация, г.Дубна

²Институт ядерной физики, Казахстан, г.Алматы

*e-mail: zhomart161@mail.ru

НЕЛЕПТОННЫЙ РАСПАД Ω -ГИПЕРОНА В РАМКАХ КОВАРИАНТНОЙ МОДЕЛИ КВАРКОВ

Ω^- -гиперон – это адрон с массой $M_\Omega = 1.67245$ ГэВ, спином $J^P = 3/2^+$ и состоящим из трёх s -кварков. Основными каналами распада данного бариона являются слабые моды $\Omega^- \rightarrow \Lambda^0 K^-$ и $\Omega^- \rightarrow \Xi^0 \pi^-$. Экспериментальные данные в рамках коллаборации BESIII в 2021 году сподвигли физиков-теоретиков к новым изучением данного бариона. Мы решили сфокусироваться на нелептонной моде слабого распада $\Omega \rightarrow \Xi^0 \pi^-$. Так как Ω состоит из трёх s -кварков, он обладает симметрией относительно их перестановок. Распад $\Omega \rightarrow \Xi^0 \pi^-$ описывается факторизуемым вкладом типа Ia, т.е. его можно разделить на две части: слабый барион-барионный переход и излучение константы лептонного распада. В качестве подхода для изучения данного распада будем использовать математический аппарат ковариантной модели кварков, который был удачно апробирован на очарованных и дважды очарованных барионах. Ковариантная модель кварков позволяет эффективно учитывать размеры барионов и мезонов, участвующих в распаде. В результате вычислений было показано, что в узком диапазоне размерного параметра Ω -гиперона есть хорошее согласие с экспериментальными данными. Данный результат свидетельствует о том, что описание нелептонных распадов Ω -гиперона возможно без учета полюсных диаграмм.

Ключевые слова: стандартная модель, релятивистская модель, ковариантная модель кварков, слабые распады.

Ж.Ж. Тюлемисов^{1,2*}, А.Е. Тюлемисова^{1,2}, А.Н. Исадыков^{1,2}

¹Біріккен ядролық зерттеу институты, Ресей, Дубна қ.

²Ядролық физика институты, Қазақстан, Алматы қ.

*e-mail: zhomart161@mail.ru

Ковариантты шектелген кварк моделіндегі Ω -гиперондың лептонсыз ыдырауы

Ω^- -гиперон – массасы $M_\Omega = 1,67245$ ГэВ, спині $J^P = 3/2^+$ және үш s -кварктан тұратын адрон. Бұл барионның негізгі ыдырау арналары $\Omega^- \rightarrow \Lambda^0 K^-$ және $\Omega^- \rightarrow \Xi^0 \pi^-$ әлсіз режимдері болып табылады. 2021 жылы BESIII ынтымақтастығынан алынған эксперименттік деректер теориялық физиктерді осы барионға жаңа зерттеулер жүргізуге итермеледі. Біз $\Omega^- \rightarrow \Xi^0 \pi^-$ әлсіз ыдырауының лептоникалық емес режиміне тоқталуды шештік. Ω үш s -кварктан тұратындықтан, олардың ауыстырылуына қатысты симметрияға ие. $\Omega^- \rightarrow \Xi^0 \pi^-$ ыдырауы Ia типті факторланатын үлеспен сипатталады, яғни. оны екі бөлікке бөлуге болады: әлсіз барион-барион ауысуы және лептонның ыдырау константасының эмиссиясы. Бұл ыдырауды зерттеу тәсілі ретінде біз шарланған және екі еселенген бариондарда сәтті сыналған ковариантты шектелген кварк моделінің математикалық аппаратын қолданамыз. Ковариантты шектелген кварк моделі ыдырауға қатысатын бариондар мен мезондардың өлшемдерін тиімді есепке алуға мүмкіндік береді. Есептеулер нәтижесінде Ω -гиперон өлшемі параметрінің тар диапазонында тәжірибелік мәліметтермен жақсы сәйкестік бар екені көрсетілді. Бұл нәтиже Ω -гиперонның лептоникалық емес ыдырауын сипаттау полюстік диаграммаларды есепке алмай-ақ мүмкін болатынын көрсетеді.

Түйін сөздер: стандартты модель, релятивистік модель, ковариантты шектелген кварк моделі, әлсіз ыдыраулар.

Z.Z. Tyulemisov^{1,2*}, A.E. Tyulemisova^{1,2}, A.N. Issadykov^{1,2}

¹Joint Institute for Nuclear Research, Russia, Dubna

²Institute of Nuclear Physics, Kazakhstan, Almaty

*e-mail: zhomart161@mail.ru

Nonleptonic decay of Ω -hyperon in the framework of covariant confined quark model

Ω^- -hyperon is a hadron with mass $M_\Omega = 1.67245$ GeV, spin $J^P = 3/2^+$ and consisting of three s -quarks. The main decay channels of this baryon are the weak modes $\Omega^- \rightarrow \Lambda^0 K^-$ and $\Omega^- \rightarrow \Xi^0 \pi^-$. Experimental data from the BESIII collaboration in 2021 prompted theoretical physicists to conduct new studies of this baryon. We decided to focus on the nonleptonic mode of the weak decay $\Omega^- \rightarrow \Xi^0 \pi^-$. Since Ω consists of three s -quarks, it has symmetry with respect to their permutations. The decay $\Omega^- \rightarrow \Xi^0 \pi^-$ is described by a factorizable contribution of type Ia, i.e., it can be divided into two parts: the weak baryon-baryon transition and the emission of the leptonic decay constant. As an approach to study this decay, we will use the mathematical apparatus of the covariant confined quark model, which was successfully tested on charmed and doubly charmed baryons. The covariant confined quark model makes it possible to effectively take into account the sizes of baryons and mesons involved in decay. As a result of calculations, it was shown that in a narrow range of the Ω -hyperon size parameter there is good agreement with experimental data. This result indicates that the description of nonleptonic decays of the Ω -hyperon is possible without taking into account the pole diagrams.

Keywords: standard model, relativistic model, covariant quark model, weak decays.

Введение

Легкие барионы со спином $J^P = 3/2^+$ объединяются в барионный декуплет представленный на рисунке 1. Данные барионы состоят только из легких (u -, d -, s -) кварков. Существование таких барионов как Δ^- , Δ^+ и Ω^- -барионов потребовало введение дополнительного квантового числа – «цвет». Изоспиновые мультиплеты (частицы с одинаковыми $I = \max |I_3|$) связаны следующими соотношениями: $\Delta^- = \frac{1}{\sqrt{3}} \Delta^0 = \frac{1}{\sqrt{3}} \Delta^+ = \Delta^{++}$, $\Sigma^{*-} = \frac{1}{\sqrt{2}} \Sigma^{*0} = \Sigma^{*+}$, $\Xi^{*-} = \Xi^{*0}$. Спинор соответствующий изосинглету Ω -гиперона симметричен по перестановкам кварков и удовлетворяет уравнению Рариты-Швингера.

Обнаружение частицы со странностью $S = -3$ [1] было первым открытием, подтверждающим справедливость кварковой модели Гелл-Мана и Цвейга [2-3]. С тех пор интерес физиков-теоретиков и экспериментаторов привлечен к изучению данной частицы, т.к. этот гиперон распадается по слабому нелептонному каналу [4]. Следовательно, данные адроны пригодны не только для изучения матричных элементов матрицы Кабиббо-Кобаяши-Маскавы, но и для исследования природы слабых распадов барионов со спином $3/2$.

Изучение распадных свойств этих барионов удобно тем, что они обладают симметрией по

перестановкам кварков. Данное условие позволяет описать слабые переходы только с учётом самых простых – факторизуемых диаграмм.

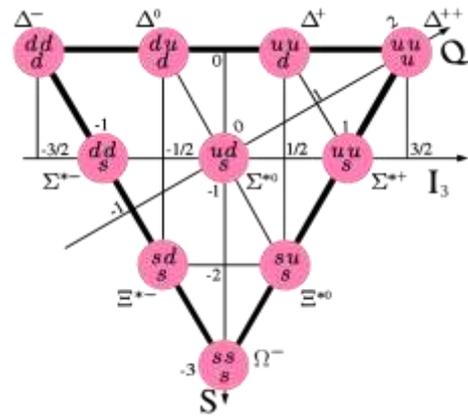


Рисунок 1 – Декуплет барионов со спином $3/2$, состоящий из легких кварков. Ось Q – заряд бариона, I_3 – проекция изоспина, S – странность.

Исследованием Ω^- -гиперона занимались различные ученые. Одна из работ была посвящена матрице спиновой плотности [5]. Другие авторы в рамках киральной кварк-солитонной модели изучали влияние каонного облака на электромагнитные и аксиально-векторные форм-факторы Ω^- -гиперона [6]. Для описания спектра Ω^- -гиперона до состояния $N = 2$ Liu с соавторами использовали потенциальную модель нерелятивистских конституентных кварков [7].

Экспериментальное открытие [8] в 2020 году новой моды распада $\Omega^- \rightarrow \Lambda^0 K^-$ дало толчок для новых теоретических исследований.

В рамках данной статьи будет рассматриваться слабый нелептонный распад $\Omega^- \rightarrow \Xi^0 \pi^-$. В качестве подхода будет использован математический аппарат ковариантной модели кварков, удачно апробированный для вычисления факторизуемых и нефакторизуемых W -обменных вкладов [9]. Мы хотим описать данный распад с учетом нелокальности взаимодействующих адронов. Для этого мы будем использовать вершинные функции, которые описывают их размеры. Работа разделена на следующие части: метод исследования, где будет представлен математический аппарат ковариантной модели кварков, и результаты, где перечислены основные параметры модели и приведены полученные результаты.

$$\bar{J}_\Omega(x) = \int dx F(x; x_1, x_2, x_3) \varepsilon^{a_1 a_2 a_3} [\bar{s}^{a_3}(x_3) \Gamma_2 C \bar{s}^{a_2}(x_2)] \bar{s}^{a_1}(x_1) \Gamma_1,$$

$$J_\Xi(y) = \int dy F(y; y_1, y_2, y_3) \varepsilon^{b_1 b_2 b_3} \gamma_\mu \gamma_5 u^{b_1}(y_1) [s^{b_2}(y_2) C \gamma^\mu s^{b_3}(y_3)], \quad (2)$$

$$J_\pi(v) = \int dv F(v; x_1, v_2) \delta^{c_1 c_2} [\bar{u}^{c_1}(v_1) i \gamma_5 d^{c_2}(v_2)]$$

где $\Gamma_2 \otimes \Gamma_1 = [\gamma^\nu \otimes I + \frac{i}{2} \sigma^{\nu\alpha} \otimes \gamma^\alpha]$, подробнее см. [11]. Данному лагранжиану соответствует следующая диаграмма Фейнмана (рис.2).

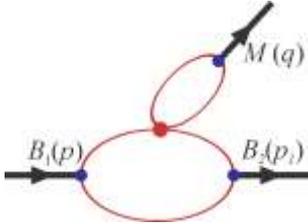


Рисунок 2 – Слабый двухчастичный распад $\Omega^- \rightarrow \Xi^0 + \pi^-$.

Матричный элемент после всех математических операций в импульсном пространстве будет иметь следующий вид:

$$\begin{aligned} T(p_1; p_2) &= 4\pi \delta^4(p_1 - p_2 - q) M(p_1; p_2), \\ M(p_1; p_2) &= f_\pi q^\mu \int \frac{d^4 k_1}{(2\pi)^4 i} \int \frac{d^4 k_2}{(2\pi)^4 i} \bar{\Phi}_\Omega[-\vec{Q}_q^2] \bar{\Phi}_\Xi[-\vec{Q}_r^2] \\ &\quad \gamma_\mu \gamma_5 S_u(k_1 + p_2) \cdot \quad (3) \\ &\quad \cdot O_L S_s(k_1 + p_1) \Gamma_1 \text{tr}[S_s(k_1 + k_2) \gamma^\mu S_s(k_2) \Gamma_2] \end{aligned}$$

Используя пропагаторы Фока-Швингера, повороты Вика записываем петлевые импульсы в качестве дифференциалов и проинтегрируем экспоненту по Гауссу. Затем программируя в

Методы исследования

Лагранжиан взаимодействия и эффективный гамильтониан

Двухчастичный нелептонный распад Ω -бариона описывается лагранжианом вида:

$$\mathcal{L}_{int} = g_\Omega \mathbf{B}_1(x) \bar{J}_\Omega(x) + g_\Xi \bar{\mathbf{B}}_2(y) J_\Xi(y) + g_\pi \bar{\mathbf{M}}(v) J(v) + H_{eff}(z). \quad (1)$$

Здесь

$$\begin{aligned} H_{eff}(z) &= \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{us}^* V_{ud} [C_1 (\bar{u}_a O_L s_b) (\bar{d}_b O_L u_a) + \\ &\quad + C_2 (\bar{u}_a O_L s_a) (\bar{d}_b O_L u_b)] \end{aligned}$$

– эффективный гамильтониан слабого взаимодействия с коэффициентами Вильсона $C_1 = -0.625$ и $C_2 = 1.361$ [10]:

программном пакете FORM и FORTRAN окончательно получим

$$\begin{aligned} \langle B_2 M_\pi | M(p_1, p_2) | B_1 \rangle &= \\ = \bar{u}^\nu(p_1) p_2^\nu (A + B \gamma_5) u(p_2), \quad (4) \end{aligned}$$

где A, B – это инвариантные матричные элементы.

Ширину нелептонного двухчастичного распада можно записать как

$$\begin{aligned} \Gamma(\Omega^- \rightarrow \Xi^0 \pi^-) &= \frac{G_F^2}{48\pi} \frac{|\mathbf{p}_2|^3}{m_1^2} |V_{us}^* V_{ud}|^2 \cdot \\ &\cdot (Q_+ A^2 + Q_- B^2) \cdot ((m_1 + m_2)^2 - q^2), \quad (5) \end{aligned}$$

где $Q_+ = (m_1 + m_2)^2 - q^2$,

$$Q_- = (m_1 - m_2)^2 - q^2.$$

Тогда брэнчинг данного распада будет иметь вид:

$$\text{Br}(\Omega^- \rightarrow \Xi^0 \pi^-) = \frac{\Gamma(\Omega^- \rightarrow \Xi^0 \pi^-)}{\Gamma_{tot}} \cdot 100\%. \quad (6)$$

Результаты и обсуждение

В рамках ковариантной модели кварков мы использовали следующие модельные параметры (см. таблицы 1 и 2).

Таблица 1 – Параметры модели

λ	Λ_π	Λ_Ξ	Λ_Ω	$m_{u,d}$	m_s
0.181	0.87	0.6925	0.7	0.241	0.428

Таблица 2 – Массы адронов, константа лептонного распада и полная ширина распада [4].

Параметр	Значение (ГэВ)
M_Ω	1.67245
M_Ξ	1.31486
M_π	0.13957
f_π	0.130
Γ_Ω	$0.8017 \cdot 10^{-14}$

Использование параметров модели из Таблицы 1 и величин из Таблицы 2 для вычисления инвариантных матричных элементов позволяет вычислить такие параметры как ширина и брэнчинг слабого двухчастичного распада $\Omega^- \rightarrow \Xi^0 \pi^-$. Численные значения, полученные интегрированием в FORTRAN трехпетлевых выражений, приведены в Таблице 3.

Таблица 3 – Сравнение с экспериментальными данными

Модель	Значение брэнчинга (в %)
KMK	25.8 ± 2.9
PDG [4]	23.6 ± 0.7
CERN-SPS [12]	23.4 ± 1.3

При заданном выборе параметров $\Omega^- \rightarrow \Xi^0 \pi^-$ согласуется с экспериментальными значениями.

Ошибки нашей модели составляют порядка 10%, что является удовлетворительным описанием экспериментальных данных и согласуется с ошибками, полученными в наших ранних работах, что свидетельствует о стабильности модельных решений в независимости от адронов участвующих в распаде.

Заключение

В данной работе был получен размерный параметр для нелептонного распада $\Omega^- \rightarrow \Xi^0 \pi^-$, который будет использован для будущих исследований Ω^- . Уравнения Рариты-Швингера, тождества Фирца, математический аппарат ковариантной модели кварков и программные пакеты FORM и FORTRAN позволили описать экспериментальные данные на основании только факторизуемых вкладов. Следовательно, это является убедительным фактом того, что распады барионов со спином $J^P = 3/2^+$ не должны учитывать полюсных вкладов, в отличие от слабых распадов октета барионов основного состояния.

Благодарность, конфликт интересов

Авторы выражают благодарность Иванову М.А. за плодотворные обсуждения, в результате которых были сформулированы основные идеи данной статьи.

Работа выполнена в рамках проекта (грант №AP19680084) при поддержке Министерства образования и науки Республики Казахстан.

Литература

- 1 Barnes V.E., Connolly P.L., Crennell D.J., Culwick B.B., Delaney W.C., Fowler W.B., Hagerty P.E., Hart E.L., Horwitz N. and Hough P.V.C., et al. Observation of a Hyperon with Strangeness Minus Three //Phys. Rev. Lett. – 1964. – Vol.12. – P.204-206.
- 2 Gell-Mann M. A Schematic Model of Baryons and Mesons //Phys. Lett. – 1964. – Vol.8. – P.214-215.
- 3 Zweig G. An SU(3) model for strong interaction symmetry and its breaking. Version 2,” CERN-TH-412.
- 4 Workman R.L. et al. [Particle Data Group] //Review of Particle Physics. PTEP. – 2022. – Art.No 083C01.
- 5 Zhang Z. and Song J.J. Spin density matrix for Ω^- and its polarization alignment in $\psi(3686) \rightarrow \Omega^- \bar{\Omega}^{*+}$ // Chin. Phys. C. – 2023. – Vol.47, No.9. – Art.No 093101.
- 6 Jun Y.S., Kim H.C., Kim J.Y. and Suh J.M. //Structure of the Ω baryon and the kaon cloud //PTEP. – 2022. – No.4. – Art.No 49302.
- 7 Liu M.S., Wang K.L., Lu Q.F. and Zhong X.H. Ω baryon spectrum and their decays in a constituent quark model //Phys. Rev. D. – 2020. – Vol.101, No.1. – Art.No 016002.
- 8 Ablikim M. et al. [BESIII]. Model-Independent Determination of the Spin of the Ω^- and Its Polarization Alignment in $\psi(3686) \rightarrow \Omega^- \bar{\Omega}^+$ // Phys. Rev. Lett. – 2021. – Vol.126, No.9. – Art.No 092002.
- 9 Gutsche T., Ivanov M.A., Korner J.G., Lyubovitskij V.E. and Tyulemisov Z. Ab initio three-loop calculation of the W-exchange contribution to nonleptonic decays of double charm baryons // Phys. Rev. D. – 2019. – Vol.99, No.5. – Art.No 056013.
- 10 Buchalla G., Buras A.J. and Lautenbacher M.E. Weak decays beyond leading logarithms // Rev. Mod. Phys. – 1996. – Vol.68. – P.1125-1144.

11 Ivanov M.A., Nurbakova G. and Tyulemissov Z. Δ Isobar decay in covariant quark model // Phys. Part. Nucl. Lett. – 2018. – Vol.15, No. 1. – P.1-11.

12 Bourquin M. et al. [Bristol-Geneva-Heidelberg-Orsay-Rutherford-Strasbourg]. First Measurement of the Ω^- Decay Branching Ratios // Phys. Lett. B. – 1979. – Vol.88. – P.192-198

References

- 1 V.E. Barnes, P.L. Connolly, et al. Phys. Rev. Lett. 12, 204-206 (1964).
- 2 M. Gell-Mann, Phys. Lett. 8, 214-215 (1964).
- 3 G. Zweig, An SU(3) model for strong interaction symmetry and its breaking. Version 2, CERN-TH-412.
- 4 R.L. Workman, et al. [Particle Data Group], Review of Particle Physics, PTEP 2022, 083C01 (2022).
- 5 Z. Zhang and J.J. Song, Chin. Phys. C 47 (9), 093101 (2023).
- 6 Y.S. Jun, H.C. Kim, J.Y. Kim and J.M. Suh, PTEP 2022, 4, 49302 (2022).
- 7 M.S. Liu, K.L. Wang, Q.F. Lu and X.H. Zhong, Phys. Rev. D 101 (1), 016002 (2020).
- 8 M. Ablikim, et al. [BESIII], Phys. Rev. Lett. 126 (9), 092002 (2021).
- 9 T. Gutsche, M.A. Ivanov, J.G. Korner, V.E. Lyubovitskij, and Z. Tyulemissov, Phys. Rev. D 99 (5), 056013 (2019).
- 10 G. Buchalla, A.J. Buras, and M.E. Lautenbacher, Rev. Mod. Phys. 68, 1125-1144 (1996).
- 11 M.A. Ivanov, G. Nurbakova, and Z. Tyulemissov, Phys. Part. Nucl. Lett. 15 (1), 1-11 (2018).
- 12 M. Bourquin, et al. [Bristol-Geneva-Heidelberg-Orsay-Rutherford-Strasbourg], Phys. Lett. B 88, 192-198 (1979).

История статьи:

Поступила 21 октября 2023 г.

Принята 28 февраля 2024 г.

Мақала тарихы:

Түсті – 21.10.2023

Қабылданды – 28.02.2024

Информация об авторах:

1. **Жомарт Тюлемисов** (автор корреспондент) – канд. физ.-мат. наук, Объединенный институт ядерных исследований (Россия, г. Дубна), Институт ядерной физики (Казахстан, г. Алматы, email: zhomart161@mail.ru)

2. **Акмарал Тюлемисова** – Объединенный институт ядерных исследований (Россия, г. Дубна), Институт ядерной физики (Казахстан, г. Алматы, email: akmaral_1996@mail.ru)

3. **Айдос Исадыков** – PhD, Объединенный институт ядерных исследований (Россия, г. Дубна), Институт ядерной физики (Казахстан, г. Алматы, email: issadykov.a@gmail.com)

Information about authors:

1. **Zhomart Tyulemissov** – (corresponding author) Cand. of Phys. and Math. Sc., Joint Institute for Nuclear Research (Russia, Dubna), Institute of Nuclear Physics (Almaty, Kazakhstan, email: zhomart161@mail.ru).

2. **Akmaral Tyulemissova** – Joint Institute for Nuclear Research (Russia, Dubna), Institute of Nuclear Physics (Almaty, Kazakhstan, email: akmaral_1996@mail.ru).

3. **Aidos Issadykov** – PhD, Joint Institute for Nuclear Research (Russia, Dubna), Institute of Nuclear Physics (Almaty, Kazakhstan, email: issadykov.a@gmail.com).

МРНТИ 29.15.19; 29.15.33; 29.15.17

<https://doi.org/10.26577/RCPH.2024v88i1a03>С.Б. Дубовиченко¹ , Н.А. Буркова^{1,2} , А.С. Ткаченко¹ ,Д.М. Зазулин^{2*} , Б.У. Бейсенов² ¹Астрофизический институт им. В.Г. Фесенкова АКК РК, Казахстан, г. Алматы²Казахский национальный университет имени аль-Фараби, Казахстан, г. Алматы*e-mail: denis_zazulin@mail.ru

Скорость реакции $p^{14}\text{C}$ захвата в области от 0.01 до 10 T_9

Реакция $^{14}\text{C}(p,\gamma)^{15}\text{N}$ представляет интерес в ядерной астрофизике. Эта реакция является одной из реакций производства ^{15}N в звездах. Скорость реакции $^{14}\text{C}(p,\gamma)^{15}\text{N}$ играет важную роль при образовании ядер с атомной массой более 14. В настоящее время эта реакция при низких энергиях изучена недостаточно хорошо, как экспериментально, так и теоретически. Поэтому, в данной работе, в рамках модифицированной потенциальной кластерной модели с классификацией орбитальных состояний кластеров по схемам Юнга и с учетом разрешенных и запрещенных состояний рассмотрена возможность описания имеющихся экспериментальных данных для полных сечений радиационного $p^{14}\text{C}$ захвата на основное состояние ядра ^{15}N . Проведенные расчеты учитывают широкий резонанс при 1.4 МэВ в ц.м. и выполнены при энергиях до 5 МэВ. Показано, что только на основе $E1$ -перехода из состояния $p^{14}\text{C}$ рассеяния вполне удастся объяснить величину и форму экспериментального астрофизического S -фактора. В работе приведены сравнения найденных нами астрофизических S -факторов радиационного $p^{14}\text{C}$ захвата на основное состояние ядра ^{15}N с имеющимися в литературе экспериментальными данными. На основе полученных полных сечений рассчитана скорость этой реакции в области температур от 0.01 до 10.0 T_9 . Расчетные результаты для скоростей аппроксимируются простым выражением, что упрощает их использование в астрофизических исследованиях.

Ключевые слова: ядерная астрофизика, $p^{14}\text{C}$ -система, низкие и астрофизические энергии, радиационный захват, астрофизический S -фактор, потенциальная кластерная модель, схемы Юнга.

С.Б. Дубовиченко¹, Н.А. Буркова², А.С. Ткаченко¹, Д.М. Зазулин^{2*}, Б.У. Бейсенов²¹В.Г. Фесенков атындағы астрофизика институты, Қазақстан, Алматы қ.²Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Қазақстан, Алматы қ.*e-mail: denis_zazulin@mail.ru

0.01÷10 T_9 температуралық аймақта $p^{14}\text{C}$ ұстау реакциясының жылдамдығы

Ядролық астрофизикада $^{14}\text{C}(p,\gamma)^{15}\text{N}$ реакциясы қызығушылық тудырады. Бұл реакция жұлдыздарда ^{15}N түзетін реакциялардың бірі болып саналады. Атомдық массасы 14-тен жоғары ядролардың түзілуінде $^{14}\text{C}(p,\gamma)^{15}\text{N}$ реакциясының жылдамдығы маңызды рөл атқарады. Қазіргі уақытта төмен энергиялардағы бұл реакция тәжірибе жүзінде де, теориялық тұрғыдан да жеткілікті жақсы түрде зерттелмеген. Сондықтан, осы жұмыста біз Юнг схемалары бойынша орбиталық күйлерді жіктеумен өзгертілген кластерлік модель шеңберінде және рұқсат етілген және тыйым салынған күйлерді ескере отырып, 5 МэВ дейінгі энергиялар кезінде ^{15}N ядросының негізгі күйіне түсірудің радиациялық $p^{14}\text{C}$ толық қималары үшін қолда бар эксперименттік деректерді сипаттау мүмкіндігін қарастырдық. Есептеулер 1.4 МэВ кең резонансты ескереді (массалық жүйенің центрінде). Тек $p^{14}\text{C}$ шашырау күйінен $E1$ өту негізінде ғана тәжірибелік астрофизикалық S -фактордың шамасы мен пішінін толық түсіндіруге болатыны көрсетілген. Бұл мақалада біз тапқан ^{15}N ядросының негізгі күйіне $p^{14}\text{C}$ сәулеленуінің астрофизикалық S -факторлары әдебиеттегі эксперименттік деректермен салыстырылды. Алынған жалпы көлденең қималар негізінде бұл реакцияның жылдамдығы 0.01-ден 10.0 T_9 -ға дейінгі

температура диапазонында есептелді. Жылдамдықтар үшін есептелген нәтижелер оларды астрофизикалық зерттеулерде қолдануды жеңілдететін қарапайым өрнекпен жуықталады.

Түйін сөздер: Ядролық астрофизика, $p^{14}\text{C}$ -жүйесі, төмен және астрофизикалық энергиялар, радиацияны түсіру, астрофизикалық S -фактор, потенциалды кластерлік модель, Юнг схемасы.

S.B. Dubovichenko¹, N.A. Burkova^{1,2}, A.S. Tkachenko¹, D.M. Zazulin^{2*}, B.U. Beisenov²

¹Fesenkov Astrophysical Institute, Kazakhstan, Almaty

²Al-Farabi Kazakh National University, Kazakhstan, Almaty

*e-mail: denis_zazulin@mail.ru

Reaction rate of radiative $p^{14}\text{C}$ capture in the region from 0.01 to 10 T_9

The $^{14}\text{C}(p,\gamma)^{15}\text{N}$ reaction is of considerable interest in nuclear astrophysics. This reaction is one of the reactions of ^{15}N production in the stars. The rate of the $^{14}\text{C}(p,\gamma)^{15}\text{N}$ reaction plays an important role in the formation of nuclei with an atomic mass of more than 14. Currently, this reaction at low energies has not been studied well enough, both experimentally and theoretically. Therefore, in this work, within the framework of a modified potential cluster model with a classification of orbital states according to Young's diagrams and taking into account allowed and forbidden states, we examined the possibility of describing the available experimental data for the total cross sections of the radiative $p^{14}\text{C}$ capture to the ground state of the ^{15}N nucleus. The calculations carried out take into account the wide resonance at 1.4 MeV in c.m. and performed at energies up to 5 MeV. It is shown that only on the basis of the $E1$ transition from the $p^{14}\text{C}$ scattering state, it is quite possible to explain the magnitude and shape of the experimental astrophysical S -factor. The work presents comparisons of the astrophysical S -factors of the radiative $p^{14}\text{C}$ capture to the ground state of the ^{15}N nucleus found by us with the experimental data available in the literature. Based on the obtained total cross sections, the rate of this reaction was calculated in the temperature range from 0.01 to 10.0 T_9 . The calculated results for rates are approximated by a simple expression, which simplifies their use in applied thermonuclear and astrophysical research.

Key words: Nuclear astrophysics, $p^{14}\text{C}$ -system, low and astrophysical energies, radiative capture, astrophysical S -factor, potential cluster model, Young's diagrams.

Введение

В нашей предыдущей работе [1], был выполнен расчет астрофизического S -фактора реакции $p^{14}\text{C}$ -захвата, но только в области энергий до 2 МэВ, а скорость реакции нами не рассматривалась. В данной работе мы проведем расчеты скорости этой реакции, а для этого рассмотрим S -фактор при энергиях до 5 МэВ. Данная реакция может представлять особый интерес, поскольку ядро ^{14}C [2] получается путем последовательного захвата нейтронов на ^{12}C вида [3-8] ... $^{12}\text{C}(n,\gamma)^{13}\text{C}(n,\gamma)^{14}\text{C}$ Ядро ^{14}C имеет период полураспада около 6000 лет [9] и является вполне стабильным в масштабе времени нуклеосинтеза Большого Взрыва. Поэтому синтез элементов с массой ≥ 14 зависит от отношения скоростей захвата нейтронов, протонов и альфа частиц на ядре ^{14}C . Поскольку сечение захвата нейтронов на ^{14}C при тепловых энергиях очень мало ($\sigma < 1$ мкб [10]), а в области 100 ÷ 1000 кэВ находится на уровне 5 ÷ 15 мкб, предполагается [11,12], что реакция альфа захвата является

доминирующей.

Тем не менее, захват протонов на ^{14}C может иметь столь же большое значение, поскольку зависит от концентрации протонов и плотности их распределения в определенных областях ранней Вселенной, как это было показано, например, в работе [2]. Далее заметим, что результаты новых исследований реакции $p^{14}\text{C}$ захвата в нерезонансной области энергий [2] привели к сечениям на порядок и более превышающим сечения, полученные ранее. Это позволило определить более высокую скорость реакции $^{14}\text{C}(p,\gamma)^{15}\text{N}$ при более низких температурах, а именно, ниже 0.3 T_9 . Эти результаты существенно повышают роль такой реакции для синтеза более тяжелых элементов в области низких энергий на различных этапах образования и развития нашей Вселенной [11].

Поэтому, продолжая изучение процессов радиационного захвата заряженных частиц нами была рассмотрена реакция $p^{14}\text{C} \rightarrow ^{15}\text{N}\gamma$ при астрофизических энергиях.

Метод исследований

В данной работе были проведены расчеты в рамках модифицированной потенциальной кластерной модели (МПКМ) [13]. В используемом подходе, как обычно [14], потенциалы межкластерных взаимодействий для процессов рассеяния начальных частиц строятся на основе воспроизведения фаз упругого рассеяния с учетом их резонансного поведения или исходя из структуры спектров резонансных состояний конечного ядра в начальном канале [15]. Для связанных состояний или основных состояний ядер, образующихся в результате реакции захвата, в кластерном канале, который совпадает с начальными частицами, межкластерные потенциалы строятся исходя из описания энергии связи этих частиц в конечном ядре и некоторых основных характеристик таких состояний. Например, рассматривается зарядовый радиус и асимптотическая константа (АК) [15,16]. Причем, во всех дальнейших расчетах параметры этих потенциалов не изменялись. Небольшая их возможная неоднозначность связана только с неоднозначностью или ошибкой величины АК.

Классификация состояний по схемам Юнга

Предположим, что для ядра ^{14}C можно принять орбитальную схему Юнга [17] в виде $\{4442\}$ [15], поэтому для $p^{14}\text{C}$ -системы в рамках $1p$ -оболочки имеем $\{1\} \times \{4442\} \rightarrow \{5442\} + \{4443\}$ [1]. Первая из полученных выше схем Юнга совместима с орбитальными моментами $L = 0$ и 2 и является запрещенной, поскольку в s -оболочке не может быть пять нуклонов, а вторая схема разрешена и совместима с орбитальным моментом $L = 1$ [15,17]. Более высокие значения орбитального момента в расчетах не потребуются и здесь не рассматриваются. Таким образом, ограничиваясь только низшими парциальными волнами с орбитальным моментом $L = 0, 1, 2$ можно сказать, что для $p^{14}\text{C}$ -системы в потенциале $^2S_{1/2}$ -волны присутствует только запрещенное связанное состояния (ЗС). Для $^2P_{1/2}$ -волны имеется только разрешенное состояние (РС), которое соответствует основному состоянию (ОС) ^{15}N и находится при энергии связи $p^{14}\text{C}$ -системы -10.2074 МэВ в ц.м. [18]. Напомним, что для основного состояния ядра ^{14}C моменты имеют значения $J^\pi, T = 0^+, 1$, а для ^{15}N известно $J^\pi, T = 1/2^-, 1/2$ [18].

Рассмотрим теперь спектр резонансных состояний в $p^{14}\text{C}$ -системе, т.е. состояний при положительных энергиях, который приведен в работе [18] и более новой работе [19]. При

энергии ниже 5.0 МэВ в спектрах ядра ^{15}N для $p^{14}\text{C}$ канала практически отсутствуют резонансные уровни, которые имели бы ширину более $50-70$ кэВ. Только при энергии возбуждения $11.615(4)$ МэВ, т.е. при 1.4 МэВ в ц.м. выше порога наблюдается резонанс с $J^\pi = 1/2^+$ и шириной $405(6)$ кэВ в ц.м. Имеется еще один резонанс при энергии 12.004 МэВ и $J^\pi = 3/2^+$, т.е. при 1.8 МэВ в ц.м. с шириной 387 кэВ в ц.м. [19], который можно сопоставить $^2D_{3/2}$ -волне. Поэтому далее будет построен $^2S_{1/2}$ -потенциал рассеяния со связанными ЗС и $^2D_{3/2}$ -потенциал также с ЗС.

Имеющиеся узкие резонансы для $M1$ -переходов, которые присутствуют в спектрах, не будут вносить заметного вклада в скорость реакции. Поэтому потенциал $^2P_{3/2}$ -волны рассеяния, так как он не имеют ЗС, а резонансы имеют малую ширину (обычно меньше $50-70$ кэВ), можно просто положить равным нулю. Потенциал $^2P_{1/2}$ -волны примем совпадающим с потенциалом ОС. В результате будет рассматриваться переход на ОС вида

$$1. \quad ^2S_{1/2} \rightarrow ^2P_{1/2}$$

и $E1$ -переход из $^2D_{3/2}$ -волны рассеяния со связанным ЗС на $^2P_{1/2}$ ОС

$$2. \quad ^2D_{3/2} \rightarrow ^2P_{1/2}.$$

Заметим, что в нашей прежней работе [1] рассматривался только один захват из $^2S_{1/2}$ -волны $p^{14}\text{C}$ -рассеяния для первого резонанса на $^2P_{1/2}$ ОС ^{15}N .

Потенциалы взаимодействия $p^{14}\text{C}$ системы

В предыдущей работе [1] были получены потенциалы рассеяния и определен потенциал ОС ядра ^{15}N в $p^{14}\text{C}$ -канале в гауссовом виде

$$V(r, JLS) = -V_0(JLS) \exp\{-\alpha(JLS)r^2\},$$

с точечным кулоновским членом, параметры которого зависят от всех квантовых чисел, а в некоторых случаях и от схем Юнга [13]. Все выражения для вычисления полных сечений приведены в [13] или [15,16].

Для описания первого резонанса в S -воне $p^{14}\text{C}$ -рассеяния используется простой гауссов потенциал со связанным ЗС и параметрами

$$V_S = 5037.0 \text{ МэВ}, \alpha_S = 12.0 \text{ Фм}^{-2}, \quad (1)$$

которые приводят к фазе рассеяния с резонансом при $1400(1)$ кэВ в с.ц.м. и шириной $535(1)$ кэВ в ц.м., что не плохо согласуется с имеющимися экспериментальными данными [18,19]. В этих

работах приведено 1408(4) кэВ в ц.м. с полной шириной 405(6) кэВ в с.ц.м.

Следует обратить внимание, что по известной энергии резонансного уровня в спектрах любого ядра [16] и его ширине потенциал ${}^2S_{1/2}$ -волны строятся полностью однозначно, если задано количество СС, запрещенных или разрешенных в данной парциальной волне, которое в данном случае равно единице. Иначе говоря, невозможно найти другую комбинацию параметров V и γ , которые были бы способны правильно передать резонансную энергию уровня и его ширину. Глубина такого потенциала V однозначно определяет положение резонанса, т.е. резонансную энергию уровня, а его ширина γ задает определенную ширину этого резонансного состояния, которые должны соответствовать экспериментально наблюдаемым величинам [18].

В данном случае для правильного воспроизведения ширины резонанса при 1408 кэВ пришлось бы еще уменьшить ширину потенциала, увеличивая параметр γ . Только в этом случае было бы возможно получить более правильную ширину резонанса порядка 400 кэВ. Однако экспериментальные данные по радиационному $p^{14}\text{C}$ -захвату при энергии в области $1 \div 2$ МэВ в настоящее время просто отсутствуют. Поэтому вряд ли имеет смысл искать в настоящее время более точный потенциал для правильного описания ширины такого резонанса.

Для потенциала ${}^2D_{3/2}$ -волны получены параметры

$$V_D = 108.5 \text{ МэВ}, \quad \alpha_D = 0.085 \text{ Фм}^2, \quad (2)$$

которые приводят к фазе рассеяния с резонансом при 1800(1) кэВ в ц.м. и шириной 375(1) кэВ в ц.м., что хорошо согласуется с имеющимися экспериментальными данными [18,19], где приведено 1797 кэВ в ц.м. с полной шириной 387 кэВ в ц.м. Параметры потенциалов (1) и (2) подбирались таким образом, чтобы в целом правильно воспроизвести данные резонансов из работ [18,19].

Для потенциала ${}^2P_{1/2}$ ОС ядра ${}^{15}\text{N}$ без связанных ЗС в кластерном $p^{14}\text{C}$ -канале найдены следующие параметры

$$V_P = 221.529718 \text{ МэВ}, \quad \alpha_P = 0.6 \text{ Фм}^2. \quad (3)$$

Он позволяет получить для массового радиуса $R_m = 2.52$ Фм, для зарядового радиуса $R_{ch} = 2.47$, энергию связи -10.207400 МэВ при точности конечно-разностного метода [15] 10^{-6} МэВ. Для асимптотической константы в

безразмерном виде получено значение 1.80(1) на интервале расстояний 3 - 10 Фм. Указанная ошибка асимптотической константы, как обычно, получена ее усреднением по приведенному интервалу расстояний. В этих расчетах для величины радиуса ${}^{14}\text{C}$ использовалась значение 2.56(5) Фм [18], для радиуса ${}^{15}\text{N}$ известно 2.612(9) Фм [18], а радиус протона принимался равным 0.8775(51) [20]. В приведенных расчетах использовалось следующее значение массы $m({}^{14}\text{C}) = 14.003242$ а.е.м. [21], а для массы m_p известно значение 1.00727646577 а.е.м. [20], а для величины константы \hbar^2/m_0 принято значение 41.4686 МэВ·Фм², где m_0 – а.е.м.

Здесь следует заметить, что, когда писалась работа [1] нам не удалось найти данные по АК ядра ${}^{15}\text{N}$ в этом канале, полученные в других работах независимыми методами. Сегодня эти данные представлены в работе [22], где для квадрата асимптотического нормировочного коэффициента A^2_{NC} (АНК) приведено 43.2 Фм⁻¹, а для спектрофактора S_f дается интервал от 0.75 до 1. Тогда учитывая связь АНК и размерной АК C [23] $A_{\text{NC}} = \sqrt{S_f} C$ и сравнивая [23]

$$c_L(R) = C W_{-\eta L+1/2}(2k_0 R) \text{ и}$$

$$c_L(R) = \sqrt{2k_0} C_w W_{-\eta L+1/2}(2k_0 R)$$

находим связь размерной C и безразмерной АК C_w [24], которую мы используем в своих расчетах: $C = \sqrt{2k_0} C_w$ при $\sqrt{2k_0} = 1.166$, где k_0 – волновое число ОС. Используя эти выражения для C_w из данных [22] получаем величину 6.07(44), которая сильно отличается от приведенных выше результатов для потенциала (3).

Теперь заметим, что если потенциалы рассеяния строились исключительно исходя из приемлемого описания характеристик резонансов и их параметры фиксированы достаточно точно, то потенциал ОС (3) определялся в [1] так чтобы наилучшим образом описать имеющиеся экспериментальные данные для полных сечений захвата при низких энергиях [2]. Однако такой потенциал приводит к вполне разумным значениям радиуса ядра ${}^{15}\text{N}$, а полученная с ним величина АК может быть использована далее для сравнения с результатами других, независимых работ по извлечению АК из других экспериментальных данных. А если получить потенциал, который бы имел АК согласованную с данными [22], то он не будет описывать ни зарядовый радиус ядра, ни имеющиеся экспериментальные данные [2].

Полные сечения захвата и астрофизический S-фактор

Переходя к описанию полученных результатов, обратим внимание, что экспериментальные данные для полных сечений радиационного $p^{14}\text{C}$ -захвата на ОС ядра ^{15}N или астрофизический S-фактор были измерены в работе [2] для области энергий 260 - 740 кэВ. Эти результаты показаны квадратами на Рисунке 1 и в численном виде взяты нами из базы данных [21]. Других измерений полных сечений этой реакции найти не удалось. Для описания имеющихся данных рассматривалось сечение захвата на ОС с потенциалом (3) для E1 перехода из резонансной 2S -волны рассеяния с потенциалом (1), т.е. описанный выше процесс №1.

Результаты расчетов полного сечения и астрофизического S-фактора приведены на рисунке 1 синей кривой. Они практически полностью описывает экспериментальные данные при всех измеренных в работе [2] энергиях. В области малых энергий, а именно, 100 ÷ 140 кэВ величина расчетного S-фактора остается почти постоянной и равной 4.5(1) кэВ·б. По-видимому, именно это значение можно считать S-фактором при нулевой энергии для рассматриваемой здесь реакции радиационного $p^{14}\text{C}$ -захвата. Зеленой кривой на Рисунке 1 показан вклад перехода №2 с переходом из $D_{3/2}$ -волны. Как видно из этих результатов вклад этого процесса пренебрежимо мал и слабо влияет на полное сечение, показанное красной кривой на рисунке 1.

Полученные выше результаты для сечений были использованы для расчета скорости реакции при температурах от 0.01 до 10 T_9 , которые показаны на рисунке 2 красной непрерывной кривой. Такую скорость реакции можно аппроксимировать формулой вида [25]

$$N_A \langle \sigma v \rangle = \frac{a_1}{T^{b_1}} \exp\left(-\frac{a_2}{T^{b_2}}\right) \left(1 + a_3 T^{b_3} + a_4 T^{b_4} + a_5 T^{b_5} + a_6 T^{b_6} + a_7 T^{b_7}\right) + \frac{a_8}{T^{b_8}} \exp\left(-\frac{a_9}{T^{b_9}}\right)$$

с параметрами из таблицы 1, а результаты такой

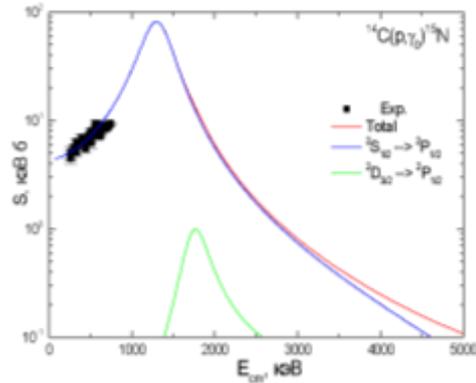
параметризации показаны на рисунке 2 точечной кривой.

Таблица 1 - Параметры аппроксимации скорости реакции ($\chi^2 = 0.5$) при 5% ошибках расчетной скорости

a_1	a_2	a_3	a_4	a_5	a_6	a_7	a_8	a_9
-62.27774	13.47974	-3.64602E-12	-4.03114E6	-2.8605E6	9.66115E6	-2.8393E6	1.66162E8	14.14352
b_1	b_2	b_3	b_4	b_5	b_6	b_7	b_8	b_9
0.58692	0.32776	-8.80857	0.83982	0.9935	1.33333	1.66667	0.47326	0.5033

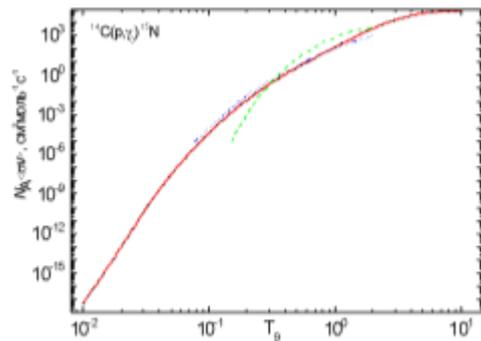
Для сравнения на рисунке 2 приведены скорости из работы [2]. Штриховая – это резонансная часть и частая точечная – это

нерезонансная часть. Как видно эти результаты неплохо совпадают с нашими, но резонансная часть в пике скорости скорее всего завышена.



Экспериментальные данные из работы [2]. Кривые – расчеты астрофизического S-фактора, с приведенными в тексте потенциалами.

Рисунок 1 - Астрофизический S-фактор $p^{14}\text{C}$ -радиационного захвата на ОС ядра ^{15}N при энергиях до 5 МэВ



Красная непрерывная кривая – наши результаты, штриховая – резонансная часть из работы [2] и частая точечная – нерезонансная часть скорости из работы [2].

Рисунок 2 - Скорость реакции $p^{14}\text{C}$ -захвата

Заключение

Таким образом, измеренные полные сечения или астрофизический S -фактор реакции $p^{14}\text{C}$ -захвата удастся правильно описать в рамках МПКМ на основе только $E1$ -переходов из резонансных $^2S_{1/2}$ и $^2D_{3/2}$ -волн рассеяния с ЗС на $^2P_{1/2}$ ОС без ЗС ядра ^{15}N , рассматриваемого в двухчастичной $p^{14}\text{C}$ -канале. Потенциалы межкластерного взаимодействия в непрерывном спектре строятся, как обычно, на основе описания спектров конечного ядра, а СС исходя из воспроизведения ими основных характеристик таких состояний – в данном случае это энергия связи и зарядовый радиус.

Выполнение в будущем более детальных измерений полных сечений этой реакции, особенно, в области резонанса при 1.0-2.0 МэВ, позволит сделать, по-видимому, более определенные выводы о качестве описания рассматриваемых сечений реакции $p^{14}\text{C}$ -захвата в рамках использованной здесь МПКМ.

Финансирование

Работа поддержана грантом МОН РК № AP19676483 «Изучение процессов термоядерного горения водорода в CNO цикле на Солнце и в звездах» через Астрофизический институт им. В.Г. Фесенкова АКК МЦРИАП РК.

Литература

- 1 Dubovichenko S.B., Dzhazairov-Kakhramanov A.V., Burtebaev N., Alimov D. Radiative $p^{14}\text{C}$ -capture at astrophysical energies // *Mod. Phys. Lett. A.* – 2014. – Vol. 29. – No24. – Art.No 1450125.
- 2 Gorres J. et al. Proton capture on ^{14}C and its astrophysical implications // *Nucl. Phys. A* – 1990. – Vol. 517. – P.329-339.
- 3 Heil M. et al. The (n,γ) cross section of ^7Li // *Astrophys. Jour.* – 1998. – Vol.507. – P.997-1002.
- 4 Guimaraes V. and Bertulani C.A. Light radioactive nuclei capture reactions with phenomenological potential models // *AIP Conf. Proc.* – 2010. – Vol.1245. – P.30-38.
- 5 Masayuki Igashira, Toshiro Ohsaki. Neutron capture nucleosynthesis in the Universe // *Sci. Tech. Adv. Materials* – 2004. – Vol.5. – P.567-573.
- 6 Nagai Y. et al. Fast neutron capture reactions in nuclear astrophysics // *Hyperfine Interactions.* – 1996. – Vol.103. – P.43-48.
- 7 Liu Z.H. et al. Asymptotic normalization coefficients and neutron halo of the excited states in ^{12}B and ^{13}C // *Phys. Rev. C.* – 2001. – Vol. 64. – Art.No 034312.
- 8 Horvath A. et al. Cross section for the astrophysical $^{14}\text{C}(n,\gamma)^{15}\text{C}$ reaction via the inverse reaction // *Astrophys. J.* – 2002. – Vol.570. – P.926-933.
- 9 Kondev F.G., Wang M., Huang W.J., Naimi S., Audi G. The NUBASE2020 evaluation of nuclear properties // *Chinese Physics C.* – 2021. – Vol.45 (3). – Art.No 030001.
- 10 Yaffe L. and Stevens W.H. The reaction $^{14}\text{C}(n,\gamma)^{15}\text{C}$ // *Phys. Rev.* – 1950. – Vol.79. – P.893-893.
- 11 Applegate J.H., Hogan C.J. and Scherer R.J. Cosmological quantum chromodynamics, neutron diffusion, and the production of primordial heavy elements // *Astrophys. J.* – 1988. – Vol.329. – P.572-579.
- 12 Malaney R.A. and Fowler W.A. Late-time neutron diffusion and nucleosynthesis in a post-QCD inhomogeneous $\Omega=1$ Universe // *Astrophys. J.* – 1988. – Vol.333. – P.14-20.
- 13 Dubovichenko S.B., Tkachenko A.S., and et al. $^6\text{Li}(p,\gamma)^7\text{Be}$ reaction rate in the light of the new data of the Laboratory for Underground Nuclear Astrophysics // *Phys. Rev. C.* – 2022. – Vol. 105. – Art.No065806.
- 14 Dubovichenko S.B., Dzhazairov-Kakhramanov A.V. The reaction $^8\text{Li}(n,\gamma)^9\text{Li}$ at astrophysical energies and its role in primordial nucleosynthesis // *AstroPhys. J.* – 2016. – Vol.819. No1. – P.78(8p.).
- 15 Dubovichenko S.B. *Thermonuclear processes in Stars and Universe. Second English edition.* – Germany, Saarbrücken: Scholar's Press, 2015. – 332p.
<https://www.morebooks.shop/store/ru/book/thermonuclear-processes-in-stars/isbn/978-3-639-76478-9>,
- 16 Dubovichenko S.B. *Radiative neutron capture. Primordial nucleosynthesis of the Universe. First English edition.* – Germany. Berlin/Munich/Boston. Walter de Gruyter GmbH, 2019. – 310 p.
- 17 Kukulín V.I., Neudatchin V.G., Obukhovskii I.T., and Smirnov Y.F. Clusters as Subsystems in Light Nuclei, in *Clusters as Subsystems in Light Nuclei*, edited by K. Wildermuth and P. Kramer. – Vieweg+Teubner Verlag, Wiesbaden, 1983. – P.1-s155.
- 18 Ajzenberg-Selove F. Energy levels of light nuclei $A = 13 - 15$ // *Nucl. Phys. A.* – 1991. – Vol. 523. – P.1-116.
- 19 Sukhoruchkin S.I., Soroko Z.N. Excited nuclear states. Sub. G. Suppl. I/25 A-F. – Springer, 2016.
- 20 https://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?mud%20csearch_for=atomnuc!
- 21 <http://cdf.e.sinp.msu.ru/exfor/index.php>.
- 22 Timofeyuk N.K. Spectroscopic factors and asymptotic normalization coefficients for 0 p-shell nuclei: Recent updates // *Phys. Rev. C.* – 2013. – Vol.88. – Art.No 044315.

- 23 Mukhamedzhanov A.M., Tribble R. E. Connection between asymptotic normalization coefficients, sub threshold bound states, and resonances // *Phys. Rev. C.* – 1999. – Vol.59. – P.3418-3424.
- 24 Plattner G.R., Viollier R.D. Coupling constants of commonly used nuclear probes // *Nucl. Phys. A.* – 1981. – Vol. 365. – P.8-12.
- 25 Caughlan G.R., Fowler W.A. Thermonuclear reaction rates V // *At. Data Nucl. Data Tables.* – 1988. – Vol.40. – P.283-334.

References

- 1 S.B. Dubovichenko, A.V. Dzhazairov-Kakhramanov, et.al., *Mod. Phys. Lett. A*29 (24), 1450125 (2014).
- 2 J. Gorres et al., *Nucl. Phys. A*517, 329-339 (1990).
- 3 M. Heil et al., *Astrophys. Jour.*, 507, 997-1002 (1998).
- 4 V. Guimaraes and C.A. Bertulani, *AIP Conf. Proc.*, 1245, 30-38 (2010).
- 5 Masayuki Igashira, Toshiro Ohsaki, *Sci. Tech. Adv. Materials*, 5, 567-573 (2004).
- 6 Y. Nagai et al., *Hyperfine Interactions*, 103, 43-48 (1996).
- 7 Z.H. Liu et al., *Phys. Rev.C*, 64, 034312 (2001).
- 8 A. Horvath et al., *Astrophys. J.*, 570, 926-933 (2002).
- 9 F.G.Kondev, M. Wang, W.J.Huang, S. Naimi, G. Audi, *Chinese Physics C*, 45 (3), 030001 (2021).
- 10 L. Yaffe and W.H. Stevens, *Phys. Rev.*, 79, 893-893 (1950).
- 11 J.H. Applegate, C.J. Hogan and R.J. Scherer, *Astrophys. J.*, 329, 572-579 (1988).
- 12 R.A. Malaney and W.A. Fowler, *Astrophys. J.*, 333, 14-20 (1988).
- 13 S.B. Dubovichenko, A.S.Tkachenko, et.al., *Phys. Rev.C*, 105, 065806 (2022).
- 14 S.B. Dubovichenko, A.V. Dzhazairov-Kakhramanov, *AstroPhys. J.*, 819 (1), 78 (2016).
- 15 S.B. Dubovichenko, *Thermonuclear processes in Stars and Universe*, (Germany, Saarbrucken, 2015), 332 p.
- 16 S.B. Dubovichenko, *Radiative neutron capture. Primordial nucleosynthesis of the Universe. 1st English edition*, (Germany, Berlin/Munich/Boston. Walter de Gruyter GmbH, 2019), 310 p.
- 17 V.I. Kukulín, V.G. Neudatchin, I.T. Obukhovskii, and Y.F. Smirnov, *Clusters as Subsystems in Light Nuclei*, (Vieweg+Teubner Verlag, Wiesbaden, 1983), 155 p..
- 18 F. Ajzenberg-Selove, *Nucl. Phys.A*, 523, 1-116 (1991).
- 19 S.I. Sukhoruchkin, Z.N. Soroko, *Excited nuclear states. Sub. G. Suppl. I/25 A-F*, (Springer, 2016).
- 20 https://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?mud%20csearch_for=atomnuc!
- 21 <http://cdf.e.sinp.msu.ru/exfor/index.php>.
- 22 N.K. Timofeyuk, *Phys. Rev. C*, 88, 044315 (2013).
- 23 A.M. Mukhamedzhanov, R.E.Tribble, *Phys. Rev. C*, 59, 3418-3424 (1999).
- 24 G.R. Plattner, R.D. Viollier, *Nucl. Phys. A*, 365, 8-12 (1981).
- 25 G.R. Caughlan, W.A. Fowler, *At. Data Nucl. Data Tables*, 40, 283-334 (1988).

История статьи:

Поступила 7 марта 2024 г.

Принята 14 марта 2024 г.

Article history:

Received 7 March 2024

Accepted 14 March 2024

Информация об авторах:

1. **С.Б. Дубовиченко** – д.ф.-м.н., профессор, Астрофизический институт (Казахстан, г.Алматы, email: dubovichenko@mail.ru)

2. **Н.А. Буркова** – д.ф.-м.н., профессор, Казахский национальный университет им. аль-Фараби (Казахстан, г.Алматы, email: natali.burkova@gmail.com)

3. **А.С. Ткаченко** – PhD, Астрофизический институт (Казахстан, г.Алматы, email: tkachenko.alessya@gmail.com)

4. **Д.М. Зазулин** (автор корреспондент) – к.ф.-м.н., доц., Казахский национальный университет им. аль-Фараби (Казахстан, г.Алматы, email: denis_zazulin@mail.ru)

5. **Б.У. Бейсенов** – Казахский национальный университет им. аль-Фараби (Казахстан, г.Алматы, bekmurza.beisenov@gmail.com).

Information about authors:

1. **S.B. Dubovichenko** – Dr. of Phys. and Math. Sc., Prof., Fesenkov Astrophysical Institute (Almaty, Kazakhstan, email: dubovichenko@mail.ru).

2. **N.A. Burkova** – Dr. of Phys. and Math. Sc., Prof., Al-Farabi Kazakh National University (Almaty, Kazakhstan, email: natali.burkova@gmail.com).

3. **A.S. Tkachenko** – PhD, Fesenkov Astrophysical Institute (Almaty, Kazakhstan, email: tkachenko.alessya@gmail.com).

4. **D.M. Zazulin** (corresponding author) – Cand. of Phys. and Math. Sc., Ass.Prof., Al-Farabi Kazakh National University (Almaty, Kazakhstan, email: denis_zazulin@mail.ru).

5. **B.U. Beisenov** – Al-Farabi Kazakh National University (Almaty, Kazakhstan, email: bekmurza.beisenov@gmail.com).

2-Бөлім
Плазма физикасы

Section 2
Plasma Physics

Раздел 2
Физика плазмы

М. Мырзали^{1,2} , Р.У. Машеева^{2,3*} , М.Н. Джумагулов² 

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

²Казахский национальный исследовательский технический университет им. К.И. Сатпаева, Казахстан, г.Алматы

³Вигнеровский исследовательский центр Вигнера для физиков, Венгрия, г.Будапешт

*e-mail: masheyeva.ranna@gmail.com

ЗАРЯДКА МИКРОЧАСТИЦ ПЛАЗМЫ ПОТОКАМИ ЭЛЕКТРОНОВ И ИОНОВ С КАППА-РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ В СТОЛКНОВИТЕЛЬНОМ РЕЖИМЕ

В работе исследована актуальная проблема зарядки пылевых частиц в неравновесной плазме с учетом каппа – распределения частиц. Получены уравнения для описания зарядки пылевых частиц на основе каппа распределения с учетом столкновений частиц плазмы, приводящей к перезарядке ионов. Рассматривается переход из тонкой бесстолкновительной области $l_{i(e)} \ll a$ вокруг пылинки к более широкой области $l_{i(e)} \gg a$ с предположением, что $l_{i(e)} \ll \lambda_D$ и $a \ll \lambda_D$, где $l_{i(e)}$ – длина свободного пробега иона (электрона), a – радиус пылинок, λ_D – длина экранировки. Предполагается также, что вблизи пылинки не происходит ионизация и рекомбинация. Построенная с учетом данных предположений аналитическая модель используется для исследования зарядки пылевых частиц неравновесной пылевой плазмы. Выражения для потоков ионов и электронов на поверхность пылевых частиц выводятся на основе каппа распределения и сравнены с результатами других авторов, полученных на основе Максвелловского распределения. На основе баланса потоков электронов и ионов получен заряд пылевых частиц. Поведение плотности ионов и электронов в окрестности пылинок кратко анализируется.

Ключевые слова: зарядка пылевых частиц, поток частиц, столкновительный режим, неравновесная плазма.

М. Myrzaly^{1,2}, R.U. Masheyeva^{2,3*}, M.N. Jumagulov²

¹Al-Farabi Kazakh National university, IETP, Kazakhstan, Almaty

²Satbayev University, Kazakhstan, Almaty

³Wigner Research Center for Physicists, Hungary, Budapest

*e-mail: masheyeva.ranna@gmail.com

Charging plasma microparticles by electron and ion fluxes with kappa distribution in collisional mode

This work investigates the current problem of charging dust particles in nonequilibrium plasma, taking into account the kappa distribution of particles. Equations are obtained to describe the charging of dust particles based on the kappa distribution, taking into account collisions of plasma particles leading to ion charging. The transition from a thin collisionless region $l_{i(e)} \ll a$ in the environment of a dust grain to a wider region $l_{i(e)} \gg a$ is considered with the assumption that $l_{i(e)} \ll \lambda_D$ and $a \ll \lambda_D$, where $l_{i(e)}$ is the mean free path of the ion (electron), a is the radius of the dust grains, and λ_D is the screening length. It is also assumed that ionization and recombination do not occur near a dust grain. An analytical model constructed with taking into account these assumptions is used to study the charging of dust particles in nonequilibrium plasma. Expressions for the fluxes of ions and electrons on the surface of dust particles are derived based on the kappa distribution and compared with the results of other authors obtained based on the Maxwellian distribution. Based on the balance of electron and ion fluxes, the charge of dust particles was obtained. The behavior of ion and electron densities in the vicinity of dust grains is briefly analyzed.

Keywords: charging of dust particles, particle fluxes, collision mode, nonequilibrium plasma

М. Мырзәлі^{1,2}, Р.У. Машеева^{2,3*}, М.Н. Джумагулов²

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

²Қ.И. Сәтбаев атындағы Қазақ ұлттық зерттеу техникалық университеті, Қазақстан, Алматы қ.

³Вигнер атындағы физиктерге арналған зерттеу орталығы, Венгрия, Будапешт қ.

*e-mail: masheyeva.ranna@gmail.com

Плазма бөлшектерімен соқтығысуды ескеретін режимде бөлшектердің таралуы каппа таралу болатын электрондық және ион ағынымен плазмалық тозаңды бөлшектердің зарядталуы

Бұл ұсынған жұмыста бөлшектердің каппа таралуын ескере отырып, тепе-теңдіксіз плазмасында тозаңды бөлшектердің зарядталу процесі зерттелді. Иондардың қайта зарядталуына әкелетін плазма бөлшектерінің соқтығысуын ескере отырып каппа таралуы негізінде тозаңды бөлшектердің зарядтарын сипаттау үшін теңдеулер алынды. Жұмыста тозаңды бөлшектің айналасындағы жұқа соқтығыспайтын аймақтан $l_{i(e)} \ll a$ кеңірек аймаққа өтуі $l_{i(e)} \gg a$ қарастырылған, ол үшін $l_{i(e)} \ll \lambda_D$ және $a \ll \lambda_D$ деп шартталады, мұнда $l_{i(e)}$ – ионның (электронның) орташа еркін жүру жолы, a – тозаңды бөлшектердің радиусы және λ_D – экрандалу ұзындығы. Сондай-ақ, иондану және рекомбинация процестері тозаңды бөлшектердің айналасында болмайды деп шартталады. Осы болжамдар ескеріліп құрастырылған аналитикалық модель тепе-тең емес кеңістіктегі тозаңды плазма бөлшектерінің зарядталуын зерттеу үшін пайдаланылады. Тозаңды бөлшектердің бетіндегі иондар мен электрондар ағынының өрнектері каппа таралу негізінде шығарылды және тағыда Максвелл таралымы негізінде алынған басқа авторлардың нәтижелерімен салыстырылды. Электрон және ион ағындарының тепе-теңдігі негізінде тозаңды бөлшектердің заряды алынды. Тозаңды бөлшектердің айналасындағы иондар мен электрондардың тығыздығы қысқаша талданады.

Түйін сөздер: тозаңды плазма заряды, бөлшектердің ағыны, соқтығысу режимі, тепе-тең емес плазма.

Введение

Пылевая плазма представляет собой комплексную систему ионизированных газов, включая электроны, ионы и заряженные пылинки, обычно размером микрометра или субмикрометра. Данный вид плазмы широко распространен в космосе, включая планетарные кольца, хвосты комет, межпланетное пространство и межзвездные облака, а также встречается в плазменных установках, например, в пристеночной области энергетических реакторов, в том числе и токамаков.

Исследования, проведенные космическими аппаратами, подтверждают отклонения от Максвелловского распределения, особенно в области высоких энергий, в этих астрофизических объектах [1]. Эмпирические данные позволяют утверждать, что распределение частиц, в частности, имеет "супратермальный" степенной хвост при высоких энергиях. Семейство κ (каппа)-распределений представляет собой одно из возможных математических описаний таких явлений. В таблице, представленной в работе [2], приведены характеристики различных видов космической плазмы, включая значения плотности n , температуры T и спектрального

индекса κ . Эти параметры позволяют оценить, насколько система далека от теплового равновесия. Таким образом, учет κ -распределения в анализе процессов в космической плазме становится важным, поскольку он учитывает необычные термодинамические свойства, которые могут иметь влияние на поведение системы.

В плазме токамака κ -распределение было использовано для устранения расхождений между экспериментами и теорией, основанной на использовании максвелловской функции распределения [3]. Было, например, показано, что, когда радиочастотные волны применяются для нагревания или возбуждения неиндуктивных токов в намагниченной плазме, вызванное волнами ускорение частиц приводит к распределениям в пространстве скоростей, которые имеют энергетические хвосты. Такие важные проблемы, как циклотронный нагрев и волновой резонанс с убегающими (или сверхтепловыми) электронами, были рассмотрены в работах [4,5] с помощью κ -распределения.

С учетом выше сказанного каппа-распределение нашло широкое применение как в космической, так и в лабораторной плазме. Так, например, в нашей предыдущей работе [6] был

исследован процесс зарядки пылевых частиц на основе каппа-распределения с помощью модели – приближения ограниченного орбитального движения (OML), при этом исследования проводились с учетом различных методов зарядки пылевых частиц. Результаты этой работы сопоставлены с результатами работы [7], где использовалось Максвелловское распределение частиц. Обе работы обнаружили, что заряд пылевой частицы зависит только от температуры и отношения масс электронов и ионов. Важно отметить, что, в отличие от электронов или ионов, заряд пылевых частиц не является фиксированным и зависит от параметров окружающей плазмы, что приводит к интересным явлениям во временной эволюции заряда пыли. А приближение ограниченного орбитального движения (OML) для описания зарядки пылевой частицы справедливо для сильно разреженной плазмы при бесстолкновительном движении электронов и ионов [8-10]. И в данном методе средняя длина свободного пробега ионов (электронов) $l_{i(e)}$ намного превышает масштаб возмущений плазмы λ_D . А другой метод исследования зарядки пылевых частиц теория радиального дрейфа применяется, когда температура ионов нулевая [11-12].

Но, когда длина масштаба возмущений плазмы увеличивается, становится важным рассмотрение столкновений ионов, даже при больших значениях отношения длины свободного пробега ионов к масштабу возмущений плазмы l_i/λ_D (когда длина свободного пробега ионов большая). Эти столкновения оказывают влияние на поток ионов, направленный на поверхность пылевой частицы. Теоретические исследования показывают [12-13], что при редких столкновениях увеличивается поток ионов, направленный на пылевые частицы. Это, в свою очередь, приводит к уменьшению абсолютной величины заряда этих частиц. Эти результаты теории были подтверждены серией экспериментов, проведенных в работах [14] и [15]. Когда длина свободного пробега ионов намного меньше масштаба возмущений плазмы $l_i \ll \lambda_D$, при предельном случае высокой столкновительной способности, происходит переход к ограниченному по подвижности гидродинамическому режиму описания зарядки пылевых частиц, что было исследовано в работах [7], [8] для равновесной системы. В приведенных исследованиях рассматривается переход от тонкой бесстолкновительной области $l_{i(e)} \ll a$, охватывающей пылевую частицу, к более

широкой зоне $l_{i(e)} \gg a$ в ее окружении. При этом предполагается, что длина свободного пробега ионов (или электронов) и радиус пылевой частицы намного меньше длины экранировки, соответственно: $l_{i(e)} \ll \lambda_D$ и $a \ll \lambda_D$, где $l_{i(e)}$ – длина свободного пробега иона (электрона), a – радиус пылинок, λ_D – длина экранировки. Предполагается также, что ионизация и рекомбинация не происходит вблизи пылинки. На основе этих предположений была разработана аналитическая модель для описания процессов зарядки пылевых частиц. При обычных условиях для плазмы, в которой происходит разряд, важное воздействие на поток ионов (электронов), собираемых пылинкой, проявляется в том случае, когда частицы начинают сталкиваться друг с другом, и их свободный пробег становится меньше значения $10\lambda_D$. Это явление имеет существенное значение для плавающего потенциала зарядки пылинки. Учет таких столкновений частиц окружающей среды (газа) может представлять интерес для газовых разрядов среднего и высокого давления $p \geq 100$ Па, плазмы в термоядерных устройствах [16], ядерно-индуцированной плазмы, [17], [18] и для несамостоятельных разрядов в мощных газовых лазерах [19], в некоторых объектах космической плазмы.

В данной работе проводится исследование влияния бесстолкновительного слоя между поверхностью пылинки и окружающей плазмы на процесс зарядки пылевых частиц, для данной цели используется аналитическая модель, предложенная в работе [20]. Согласно данной модели, окружение пылинки $a < r < a + l_{i(e)}$ описывается как бесстолкновительный слой, в то время как за его пределами используется $r > a + l_{i(e)}$ дрейфово-диффузионное приближение для ионов (электронов). Метод используется для исследования зарядки пылевых частиц на основе распределения каппа с учетом столкновений окружающей среды (электронов/ионов). Как и в работе [20] не рассматриваются процессы ионизации и рекомбинации. В работе получены приближенные алгебраические уравнения для потоков ионов и электронов, для заряда пылинок, и уравнения для плотности ионов и электронов с предположением, что $a \ll \lambda_D$ и $l_{i(e)} \ll \lambda_D$, но отношение свободной длины пробега к размеру частицы, $l_{i(e)}/a$, может быть произвольным. Особенностью этой работы является использование каппа распределения частиц при анализе процессов зарядки пылевых частиц.

Методы исследования

Прежде чем приступить к описанию самой аналитической модели для исследования зарядки пылевых частиц остановимся на функции распределения частиц. Как известно, во многих работах по исследованию зарядки пылинок используется Максвелловское распределение скоростей частиц окружающей среды, которое имеет следующий вид:

$$f_{e(i)}(v) = (2\pi v_{Te(i)}^2)^{-\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{v^2}{2v_{Te(i)}^2}\right), \quad (1)$$

Однако, при рассмотрении космической пылевой плазмы необходимо использовать κ (каппа)-распределение, как уже упоминалось ранее. Данная функция задается следующим образом [2]:

$$f_{e(i)}(v) = \frac{\Gamma(\kappa+1)}{\pi^{3/2}\theta^3} \frac{1}{\kappa^{3/2}\Gamma\left(\kappa-\frac{1}{2}\right)} \left(1 + \frac{v^2}{\kappa\theta^2}\right)^{-\kappa-1}, \quad (2)$$

$$\theta = \sqrt{\frac{2\kappa-1}{\kappa}} v_{Te(i)},$$

где $v_{Te(i)} = \sqrt{k_B T_{e(i)} / m_{e(i)}}$ – обозначает тепловую скорость электронов (ионов), Γ – обозначает гамма-функцию. Известно, что при стремящемся спектральном индексе к бесконечности, $\kappa \rightarrow \infty$, каппа-распределение должно стремиться к Максвелловскому распределению частиц, что и видно на рисунке 1. Распределения скоростей представлены в безразмерном виде

$$f[v^*] = f_e\left(v^* = \frac{v}{v_{Te}}\right) \cdot v_{Te}^3.$$

Известно, что пылевые частицы заряжаются потоками ионов и электронов, которые падают на поверхность пылинок. Попавшие на поверхность частицы, электроны и ионы, поглощаются и рекомбинируют, а нейтральные частицы, которые появились при рекомбинации остаются на поверхности, либо возвращаются в плазму. При этом, если частицы остаются на поверхности пылинок, это может привести к росту размера пылевых частиц. Электроны двигаются быстрее ионов, поэтому поток электронов значительно больше, чем ионов, что приводит к отрицательному заряду пылевой частицы. Отрицательный заряд вызывает отталкивание электронов и притяжение ионов.

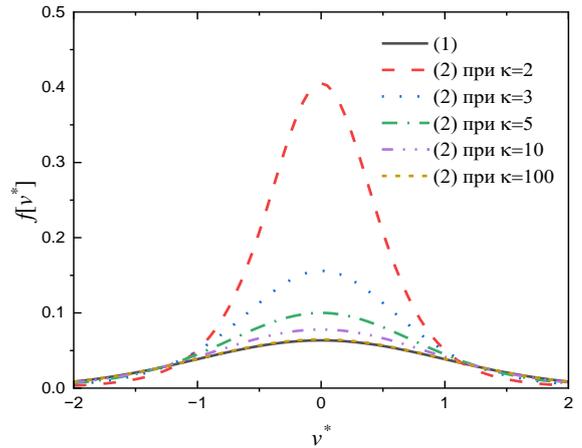


Рисунок 1 – Зависимость Максвелловского, безразмерного выражения (1), и каппа-распределений, безразмерного выражения (2), от скорости при разных значениях κ

Для исследования процесса зарядки пылевых частиц в плотной слабоионизированной плазме, такой, как космическая дрейфово-диффузионное приближение. Это приближение учитывает влияние столкновений частиц плазмы между собой. Таким образом, оно позволяет лучше понимать, как электроны и ионы взаимодействуют с пылевыми частицами, формируя их заряд, который растет, пока не достигнет равновесного уровня, после чего остается примерно постоянным, подвергаясь лишь небольшим флуктуациям. Используя данное приближение и учитывая сферическую симметрию рассматриваемой системы, после интегрирования уравнения неразрывности для плотности ионов (электронов) $n_{i(e)}$ получается [21]:

$$\frac{dn_{i(e)}}{dr} \pm \frac{en_{i(e)}}{T_{i(e)}} \frac{d\varphi}{dr} = \frac{I_{i(e)}}{4\pi D_{i(e)} r^2}, \quad (3)$$

где $T_{i(e)}, D_{i(e)}, I_{i(e)}$ – температура (энергия), коэффициент диффузии и поток на поверхность пылевых частиц (постоянная интегрирования), соответственно; φ – электрический потенциал. Учитывая, что заряд определяется из баланса потоков иона и электрона $I_i = I_e$, общее решение уравнения (3) записывается следующим образом:

$$n_{i(e)}(r) = \exp\left(\mp \frac{e\varphi}{T_{i(e)}}\right) \left[n_{i(e)}(r_0) \exp\left(\pm \frac{e\varphi(r_0)}{T_{i(e)}}\right) + \frac{I_{i(e)}}{4\pi D_{i(e)}} \int_{r_0}^r \exp\left(\pm \frac{e\varphi(r')}{T_{i(e)}}\right) \frac{dr'}{r'^2} \right], \quad (4)$$

где $r_0 \geq a$ – произвольный радиус. Обычно r_0 – это радиус, на котором задаются граничные условия. Если $l_i \ll a$, то гидродинамическое приближение справедливо вплоть до поверхности пылевых частиц и принято считать, что $r_0 = a$ и $n_{i(e)}(a) = 0$. Вблизи маленькой пылевой частицы ($a \ll \lambda_D$) имеется область $r < r_1$, где экранирование пренебрежимо мало, а потенциал можно аппроксимировать кулоновской формой вида:

$$\varphi(r) \cong -\frac{eZ_d}{r} + \varphi_c, \quad (5)$$

где $-eZ_d$ – отрицательный заряд пылевой частицы, φ_c – некоторая константа, возникающая за счет плазменного экранирования заряда пыли, в вакууме данная константа равна нулю, $\varphi_c = 0$. Для областей: $a < r < r_1$ и $a < r_o < r_1$ из уравнения (5) получается:

$$n_i(r) = \left[n_i(r_0) - \frac{I_i}{4\pi az\tau D_i} \right] \exp\left[-z\tau a \left(\frac{1}{r_0} - \frac{1}{r}\right)\right] + \frac{I_i}{4\pi az\tau D_i}, \quad (6)$$

$$n_e(r) = \left[n_e(r_0) + \frac{I_e}{4\pi azD_e} \right] \exp\left[za \left(\frac{1}{r_0} - \frac{1}{r}\right)\right] - \frac{I_e}{4\pi azD_e}, \quad (7)$$

где $z = e^2 Z_d / (T_e a)$ – безразмерный заряд пылинок и $\tau = T_e / T_i$ – отношение температур электронов к ионам. Из уравнений (6) и (7) видно, что из-за экспоненциальной зависимости от r величина $n_{i(e)}$ быстро приближается к почти постоянному значению, которое очень слабо зависит от r радиуса. Их следует связать с плотностью невозмущенной плазмы n_0 , что дает следующие выражения:

$$n_i(r_0) = \left[n_0 - \frac{I_i}{4\pi az\tau D_i} \right] \exp\left[\frac{z\tau a}{r_0}\right] + \frac{I_i}{4\pi az\tau D_i}, \quad (8)$$

$$n_e(r_0) = \left[n_0 + \frac{I_e}{4\pi azD_e} \right] \exp\left[-\frac{za}{r_0}\right] - \frac{I_e}{4\pi azD_e}. \quad (9)$$

Условия, при которых ионная (электронная) плотность $n_{i(e)}$ приближается к невозмущенному уровню n_0 .

Следующим шагом является определение r_0 и нахождение связи между $I_{i(e)}$ и $n_{i(e)}(r_0)$, $r_0 = r_{0i} = a + l_i$ для ионов и $r_0 = r_{0e} = a + l_e$ электронов также как в работе [20]. В бесстолкновительном слое $a < r < r_0$ вокруг пылинки предполагается потенциал кулоновской формы (5), $r_0 < r_1$.

Движение ионов и электронов в бесстолкновительном слое определяется законами сохранения энергии и импульса. Расстояние наибольшего приближения электрона иона к пылинке r_m можно рассчитать по формуле

$$\left(\frac{r_0}{r_m}\right)^2 \sin^2 \theta = 1 \pm \left(\frac{e^2 Z_d}{r_m} - \frac{e^2 Z_d}{r_0}\right) \frac{2}{mv^2}, \quad (10)$$

где m – масса иона (электрона), v – скорость иона (электрона) при $r = r_0$, θ угол между векторами \vec{v} и \vec{r}_0 . Ионы и электроны поглощаются пылевыми частицами при условии $r_m \leq a$. Это условие определяет максимальные прицельные параметры ионов (электронов) соответствующего сечения поглощения, которые имеют вид для ионов и электронов, соответственно:

$$\sigma_c^i = \begin{cases} \pi r_{0i}^2, v \leq v_i^* \\ \pi a^2 \left(1 + \frac{2e^2 Z_d l_i}{mv^2 a r_{0i}}\right), v > v_i^* \end{cases}, \quad (11)$$

$$\sigma_c^e = \begin{cases} 0, v \leq v_e^* \\ \pi a^2 \left(1 - \frac{2e^2 Z_d l_e}{mv^2 a r_{0e}}\right), v > v_e^* \end{cases}, \quad (12)$$

$$v_i^* = \sqrt{\frac{2e^2 Z_d a}{m_i r_{0i} (r_{0i} + a)}}, v_e^* = \sqrt{\frac{2e^2 Z_d l_e}{m_i r_{0e} a}}.$$

Потоки ионов (электронов) на пылевую частицу определяются путем интегрирования полученных сечений поглощения по соответствующим функциям распределения:

$$I_{i(e)} = n_{i(e)}(r_0) \int v \sigma_c^{i(e)}(v) f_{i(e)}(v) d^3 v, v_{T_{i(e)}} = \sqrt{\frac{T_{i(e)}}{m_{i(e)}}}. \quad (13)$$

Из (13) с учетом (11-12) и с учетом максвелевского распределения (1) поток ионов и электронов, соответственно записывается [20]:

$$I_e = 8\pi n_e(r_{0e})v_{T_e} a^2 \left[\exp\left(-\frac{zl_e}{r_{0e}}\right) \right]. \quad (15)$$

$$I_i = 8\pi n_i(r_{0i})v_{T_i} \left[r_{0i}^2 - l_i(a+r_{0i}) \exp\left(-\frac{z\tau a^2}{r_{0i}(a+r_{0i})}\right) \right], \quad (14)$$

Но в случае учета каппа- распределения поток ионов и электронов имеет вид:

$$I_{\kappa i} = 8\pi n_i(r_{0i})v_{T_i} \frac{\Gamma(\kappa+1)\sqrt{\kappa-\frac{3}{2}}}{\Gamma\left(\kappa-\frac{1}{2}\right)\kappa(\kappa-1)} \left[r_{0i}^2 - l_i(a+r_{0i}) \left(1 + \frac{z\tau a^2}{r_{0i}(a+r_{0i})\left(\kappa-\frac{3}{2}\right)} \right)^{-\kappa+1} \right], \quad (16)$$

$$I_{\kappa e} = 8\pi n_e(r_{0e})v_{T_e} \frac{\Gamma(\kappa+1)\sqrt{\kappa-\frac{3}{2}}}{\Gamma\left(\kappa-\frac{1}{2}\right)\kappa(\kappa-1)} \left[1 + \frac{zl_e}{r_{0e}\left(\kappa-\frac{3}{2}\right)} \right]^{-\kappa+1}. \quad (17)$$

Учитывая для ионов и электронов уравнения (8) и (9) и $D_{i(e)} = v_{T_{e(i)}} l_{i(e)}$:

$$I_i = \frac{4\pi n_0 z \tau a D_i \exp\left[\frac{z\tau a}{r_{0i}}\right]}{\sqrt{2\pi} z \tau a l_i \left[r_{0i}^2 - l_i(a+r_{0i}) \exp\left(-\frac{za^2}{r_{0i}(a+r_{0i})}\right) \right]^{-1} + \exp\left[\frac{z\tau a}{r_{0i}}\right] - 1}, \quad (18)$$

$$I_e = \frac{4\pi n_0 z a D_e}{\sqrt{2\pi} \frac{l_e}{a} z e^z + \exp\left(\frac{za}{r_{0e}}\right) - 1}, \quad (19)$$

$$I_{\kappa i} = \frac{4\pi a z \tau D_i n_0 \exp\left[\frac{z\tau a}{r_{0i}}\right]}{\frac{\sqrt{2\pi} a z \tau D_i \Gamma\left(\kappa-\frac{1}{2}\right)\kappa(\kappa-1)}{v_{T_i} \Gamma(\kappa+1)\sqrt{\kappa-\frac{3}{2}}} \left[r_{0i}^2 - l_i(a+r_{0i}) \left(1 + \frac{z\tau a^2}{r_{0i}(a+r_{0i})\left(\kappa-\frac{3}{2}\right)} \right)^{-\kappa+1} \right]^{-1} + \exp\left[\frac{z\tau a}{r_{0i}}\right] - 1}, \quad (20)$$

$$I_{\kappa e} = \frac{4\pi n_0 z a D_e \exp\left(-\frac{za}{r_{0e}}\right)}{\sqrt{2\pi} \frac{l_e}{a} z \frac{\Gamma\left(\kappa-\frac{1}{2}\right)\kappa(\kappa-1)}{\Gamma(\kappa+1)\sqrt{\kappa-\frac{3}{2}} \left[1 + \frac{zl_e}{r_{0e}\left(\kappa-\frac{3}{2}\right)} \right]^{-\kappa+1}} - \exp\left(-\frac{za}{r_{0e}}\right) + 1}. \quad (21)$$

Результаты и обсуждение

При этом выражения (18) и (19) получены для Максвелловского, а (20) и (21) для каппа-распределения. И при спектральном индексе, стремящемся к бесконечности, выражения, полученные на основе каппа-распределения, должны стремиться к выражениям на основе Максвелловского распределения, что и видно на рисунке 2. На данном рисунке представлена зависимость потока электронов от параметра длины свободного пробега ионов, который является отношением длины свободного пробега ионов и радиуса пылевой частицы. Как видно из рисунка 2, с увеличением данного параметра увеличивается поток электронов до тех пор, пока, длина свободного пробега становится порядка радиуса пылинки. Далее, значение потока электронов не меняется. При этом с уменьшением параметра спектрального индекса значение потока меньше, что может быть объяснено тем, что высокоэнергичные электроны, обладая высокой скоростью, могут иметь достаточную кинетическую энергию, чтобы преодолеть потенциальные барьеры, создаваемые пылевыми частицами.

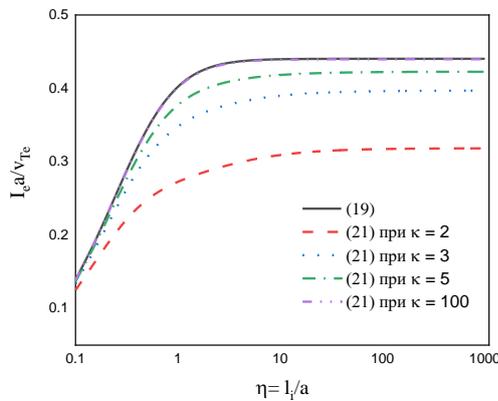


Рисунок 2 – Зависимость потока электронов от параметра длины свободного пробега ионов: (19) выражение для потока электронов, полученное на основе Максвелловского распределения, (21) выражение для потока электронов, полученное на основе каппа распределения

$$\begin{aligned} (v_{T_i} / v_{T_e}) \exp(z) = \exp\left(-\frac{z\tau}{1+\eta}\right) \left\{ (1+\eta)^2 - \eta(2+\eta) \exp\left(-\frac{z\tau}{(1+\eta)(2+\eta)}\right) \right\}^{-1} + \\ + \frac{1}{\sqrt{2\pi z\tau\eta}} \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{z\tau}{1+\eta}\right) - \tau \frac{D_i}{D_e} \left[\exp\left(\frac{z}{1+L\eta}\right) - 1 \right] \right\}. \end{aligned} \quad (24)$$

Из равенства $I_{ke} = I_i$, то есть при равенстве потока электронов на основе каппа распределения и потока ионов на основе распределения

Максвелла можно получить следующее выражение:

Такие электроны могут быть настолько быстрыми, что не успевают быть захваченными пылевыми частицами в процессе столкновения, что приводит к тому, что при каппа-распределении заряд пылевых частиц меньше чем в случае Максвелловского распределения. В работе используется выражение для потока ионов, полученное только с учетом Максвелловского распределения. Важно отметить, что при стремлении параметра длины свободного пробега ионов к бесконечности $\frac{l_e}{a} \rightarrow \infty$, когда столкновения практически отсутствуют или являются крайне слабыми, выражения для потоков электронов и ионов, учитывающие как Максвелловское распределение (19), так и распределение с параметром каппа (21), стремятся к формулам, полученным в работе [7] для Максвелловского распределения и в нашей предыдущей работе [6] для распределения с параметром каппа (19) \rightarrow (22), (21) \rightarrow (23):

$$I_e = \sqrt{8\pi} a^2 n_0 v_{Te} \exp(-z), \quad (22)$$

$$I_{ke} = \sqrt{8\pi} a^2 n_0 v_{Te} \frac{\Gamma(\kappa+1) \left(\kappa - \frac{3}{2}\right)^{\kappa-1}}{\Gamma\left(\kappa - \frac{1}{2}\right) \kappa (\kappa-1) \left(\left(\kappa - \frac{3}{2}\right) + z\right)^{\kappa-1}}. \quad (23)$$

Данные выражения были получены на основе приближения ОМЛ, в котором столкновения частиц плазмы не учитываются.

Как уже выше было упомянуто, из равенства потоков электронов и ионов $I_e = I_i$, можно определить параметр заряда. Данный параметр в случае Максвелловского распределения частиц получен в работе [20] и имеет следующий вид:

Максвелла можно получить следующее выражение:

$$\begin{aligned}
 & (v_{T_i} / v_{T_e}) \exp\left(\frac{z\tau}{1+\eta}\right) \frac{\Gamma\left(\kappa - \frac{1}{2}\right) \kappa(\kappa-1)}{\Gamma(\kappa+1) \sqrt{\kappa - \frac{3}{2}}} \left(1 + \frac{z\eta L}{\left(\frac{1}{\eta L} + 1\right) \left(\kappa - \frac{3}{2}\right)}\right)^{\kappa-1} = \\
 & = \exp\left(-\frac{z}{1+\eta L}\right) \left((1+\eta)^2 - \eta(2+\eta) \exp\left(-\frac{z\tau}{(1+\eta)(2+\eta)}\right) \right)^{-1} + \\
 & + \frac{1}{\sqrt{2\pi z\tau\eta}} \left\{ \exp\left(-\frac{z}{1+\eta L}\right) \exp\left(\frac{z\tau}{1+\eta}\right) - \exp\left(-\frac{z}{1+\eta L}\right) + \frac{\tau D_i}{D_e} \left(\exp\left(-\frac{z}{1+\eta L}\right) - 1 \right) \right\}, \tag{25}
 \end{aligned}$$

где $L = \frac{l_e}{l_i}$ – отношение длины свободного пробега электрона к длине свободного пробега электрона. Из выражения (25) можно легко получить зависимость параметра заряда от параметра свободного пробега иона, представленное на рисунке 3.

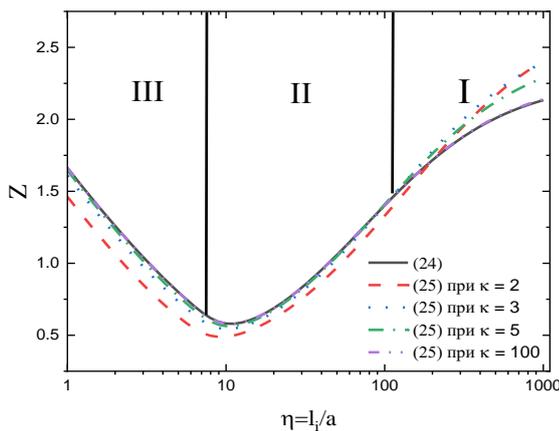


Рисунок 3 – Зависимость параметр заряда z от параметра длины свободного пробега ионов $\eta = \frac{l_i}{a}$: (24) выражение получено на основе распределения Максвелла, (25) выражение получено на основе распределения каппа

При больших значениях длины свободного пробега ионов l_i (**I-область**) заряд стремится к значению OML: В бесстолкновительном режиме поток электронов на поверхность пылевой частицы больше, за счет чего, заряд пылевых частиц по абсолютной величине больше. Но, уменьшение длины свободного пробега ионов l_i (до тех пор пока $l_i > \lambda_D$), соответственно, увеличение потока ионов приводит к более высокому ионному току и к уменьшению заряда пылевой частицы по абсолютной величине, заряд падает значительно ниже значения заряда по OML (**II-область**). Дальнейшее уменьшение длины

свободного пробега ионов, когда она становится меньше дебаевского радиуса, заряд достигает минимума, то есть, происходит переход с нестолкновительного в столкновительный (гидродинамический) режим (**III-область**). В гидродинамическом режиме с уменьшением длины свободного пробега ионов l_i , соответственно, с увеличением концентрации ионов, заряд пылевых частицы вновь начинает увеличиваться, поскольку подвижность ионов уменьшается.

Заключение

В работе исследован и сделан анализ процесса зарядки пылевых частиц на основе метода дрейфово-диффузионного приближения, уравнения которого решались на основе каппа-распределения. Влияние каппа-распределения анализируется с помощью спектрального индекса каппа. Данная работа является продолжением предыдущих работ по исследованию зарядки пылевых частиц в бесстолкновительном режиме на основе метода орбитального ограниченного движения, где исследование процесса зарядки пылевых частиц было выполнено с учетом разнообразных механизмов зарядки.

В настоящей работе заряд небольшой отдельной пылевой частицы в неравновесной плазме исследован на основе каппа-распределения в столкновительном режиме. При этом, источники плазмы и стоки плазмы вблизи пылевой частицы пренебрегаются, поверхность зерна является полностью поглощаемой. Получены приближенные алгебраические уравнения для потоков ионов и электронов на поверхность пылинок с приближением что, длина свободного пробега ионов и электронов, также радиус пылинок меньше чем эффективная длина плазменного экранирования. При получении этих выражений, объединено рассмотрение бесстолкновительное рассмотрение вблизи

пылинок и за пределами данной области в гидродинамическом приближении. Полученные выражения для потоков электронов и ионов, плотности и параметра заряда пылевых частиц на основе каппа-распределения были сравнены с результатами других авторов, где было использовано классическое Максвелловское распределение. Показано, что при спектральном индексе, стремящемся к бесконечности, эти формулы переходят в выражения, полученные на основе Максвелловского распределения.

В работе показано, что параметр заряда при малой длине свободного пробега ионов меньше при малых каппа и что, увеличение длины свободного пробега приводит к тому, что заряд пылинок стремится к значениям, полученным в рамках OML теории.

Благодарность

Работа была выполнена в рамках Гранта № АР19679536 Министерства высшего образования и науки Республики Казахстан.

Литература

- 1 Hellberg M.A., Mace R.L., Baluku T.K., Kourakis I., Saini N.S. Comment on «Mathematical and physical aspects of kappa velocity distribution» // *Phys. Plasmas*. – 2009. – Vol. 16. – P. 094701.
- 2 Livadiotis G. Introduction to special section on origins and properties of kappa distributions: statistical background and properties of kappa distributions in space plasmas // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. – 2015. – Vol. 120(3). – P. 1607 – 1619.
- 3 Dumont R.J., Phillip C.K., Smithe D.N. Effects of non-Maxwellian species on ion cyclotron waves propagation and absorption in magnetically confined plasmas // *Physics of Plasmas*. – 2005. – Vol. 12(4).
- 4 Zhou R., Hu L., Lin S., Li E., Zhong G., and Lu H. Experimental observation of interaction of runaway electrons with lower hybrid waves in slide-away regime in the HT-7 Tokamak // *Phys. Lett. A* – 2012. – Vol. 376(16). – P. 1360 – 1365.
- 5 Mirza A.M., Masood W., Iqbal J., and Batool N. Toroidal ion-temperature-gradient driven vortices in an inhomogeneous magnetoplasma with non-Maxwellian electrons // *Phys. Plasmas* – 2015. – Vol. 22(9).
- 6 Masheyeva R.U., Dzhumagulova K.N., Myrzaly M. Study of the Charging Dust Grains in Space Plasma // *Plasma Physics Reports*. – 2022. – Vol. 408(11). – P. 1203 – 1210.
- 7 Fortov V.E., Ivlev A.V., Khrapak S.A., Khrapak A.G., and Morfill G.E. Complex (dusty) plasmas: current status, open issues, perspectives // *Phys. Rep.* – 2005. – Vol. 421(1–2). – P. 1 – 103.
- 8 Chung P.M., Talbot L., Touryan K.J. *Electric probes in stationary and flowing plasmas: theory and application*. – N.Y., Springer, 1975. – 150 p.
- 9 Allen J.E. Probe theory – the orbital motion approach // *Physica Scripta*. – 1992. – Vol. 45(5). – P.497 – 503.
- 10 Morfill G.E., Thomas H., Tsytoich V.N. Complex plasmas: II. Elementary processes in complex plasmas // *Plasma Physics Report*. – 2003. – Vol. 29(1). – P. 1 – 30.
- 11 Nairn C.M., Annaratone B.M., Allen J.E. On the theory of spherical probes and dusty grains // *Plasma Sources Sci. Technol.* – 1998. – Vol.7. – P. 478 – 490.
- 12 Kennedy R.V., Allen J.E. The floating potential of spherical probes and dust grains. // *J. Plasma Physics*. – 2002. – Vol.67(4). – P. 243 – 250.
- 13 Zobnin A.V., Nefedov A.P., Sinelshchikov V.A. and Fortov V.E. On the charge of dust particles in a low-pressure gas discharge plasma // *J. Exp. Theor. Phys.* – 2000. – Vol. 91. – P. 483 – 487.
- 14 Lampe M., Gavrishchaka V., Ganguli G. and Joyce G. Effect of trapped ions on shielding of a charged spherical object in a plasma // *Phys. Rev. Lett.* – 2001. – Vol. 86. – P. 5278.
- 15 Ratynskaia S., Khrapak S., Zobnin A., Thoma M.H., Kretschmer M., Usachev A., Yaroshenko V., Quinn R.A., Morfill G.E., Petrov O. and Fortov V. Experimental determination of dust-particle charge in a discharge plasma at elevated pressures // *Phys. Rev. Lett.* 2004. – Vol. 93. – P. 085001.
- 16 Angelis U.D. Dusty plasmas in fusion devices // *Phys. Plasmas*. – 2006. – Vol. 13. – P. 012514.
- 17 Fortov V.E., Nefedov A.P., Vladimirov V.I., Deputatova L.V., Budnik A.P., Khudyakov A.V. and Rykov V.A. Dust grain charging in the nuclear-induced plasma // *Phys. Lett. A*. – 2001. – Vol. 284(2–3). – P. 118.
- 18 Rykov V.A., Khudyakov A.V., Filinov V.S., Vladimirov V.I., Deputatova L.V., Krutov D.V., Nefedov A.P. and Fortov V.E. Dust grain charges in a nuclear-track plasma and the formation of dynamic vortex dust structures // *Plasma Phys. Rep.* – 2002. – Vol. 28. – P. 524.
- 19 Pal' A.F., Starostin A.N. and Filippov A.V. Charging of dust grains in a nuclear-induced plasma at high pressures // *Plasma Phys. Rep.* – 2001. – Vol. 27. – P. 143.
- 20 Dyachkov L.G., Khrapak A.G., Khrapak S.A., Morfill G.E. Model of grain charging in collisional plasmas accounting for collisionless layer // *Physics of Plasmas*. – 2007. – Vol. 14(4). – P. 042102.
- 21 Su C. H. and Lam S. H., Continuum theory of spherical electrostatic probes // *Phys. Fluids*. -1963. – Vol. 6(10). – P. 1479 – 1491.

References

- 1 M.A. Hellberg, R.L. Mace, T.K. Baluku, I. Kourakis, N.S. Saini, *Physics of Plasmas*, 16, 094701 (2009).
- 2 G. Livadiotis, *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 120, 1607 (2015).
- 3 R. J. Dumont, C. K. Phillips, D. N. Smithe, *Physics of Plasmas*, 12 (2005).
- 4 R. Zhou, L. Hu, S. Lin, E. Li, G. Zhong, & H. Lu, *Physics Letters A*, 376, 1360 (2012).
- 5 A. M. Mirza, W. Masood, J. Iqbal, & N. Batool, *Physics of Plasmas*, 22 (2015).
- 6 R.U. Masheyeva, K.N. Dzhumagulova, M. Myrzaly, *Plasma Physics Reports*, 408, 1203 (2022).
- 7 V.E Fortov., A.V. Ivlev., S.A. Khrapak, A.G. Khrapak, & G.E., *Physics Reports*, 421,1 (2005).
- 8 Chung P.M., Talbot L., Touryan K.J, *Electric probes in stationary and flowing plasmas: theory and application* (N.Y., Springer, 1975), 150 p.
- 9 J.E. Allen, *Physica Scripta*, 45, 497 (1992).
- 10 G.E. Morfill, H. Thomas, V.N. Tsytovich, *Plasma Physics Report*, 29, 1 (2003).
- 11 C.M. Nairn, B.M. Annaratone., J.E. Allen, *Plasma Sources Sci. Technol.*, 7, 478 (1998).
- 12 R.V. Kennedy, J.E. Allen, *J. Plasma Physics*, 67, 243 (2002).
- 13 A.V. Zobnin, A.P. Nefedov, V.A. Sinelshchikov, & V.E. Fortov, *J. Exp. Theor. Phys.*, 91, 483 (2000).
- 14 M. Lampe, V. Gavrishchaka, G. Ganguli, & G. Joyce, *Phys. Rev. Lett.*, 86, 5278 (2001).
- 15 S. Ratynskaia, S. Khrapak, A. Zobnin, M.H. Thoma, M. Kretschmer, A. Usachev, V. Yaroshenko, R.A. Quinn, G.E. Morfill, O. Petrov & V. Fortov, *Phys. Rev. Lett.*, 93, 085001 (2004).
- 16 U.D. Angelis, *Phys. Plasmas*, 13, 012514 (2006).
- 17 V.E. Fortov, A.P. Nefedov, V.I. Vladimirov, L.V. Deputatova, A.P. Budnik, A.V. Khudyakov & V.A. Rykov, *Phys. Lett. A*, 284, 118 (2001).
- 18 V.A Rykov, A.V. Khudyakov, V.S. Filinov, V.I. Vladimirov, L.V. Deputatova, D.V. Krutov, A.P. Nefedov, & V.E. Fortov, *Plasma Phys. Rep.*, 28, 524 (2002).
- 19 A.F.Pal', A.N. Starostin & A.V. Filippov, *Plasma Phys. Rep.*, 27, 143 (2001).
- 20 L.G. Dyachkov, A.G. Khrapak, S.A. Khrapak, G.E. Morfill, *Physics of Plasmas*, 14,042102 (2007).
- 21 C. H. Su & S. H. Lam, *Phys. Fluids.*, 6, 1479 (1963).

История статьи:

Поступила 19 января 2024 г.

Поступила в доработанном виде 25 января 2024 г.

Принята 28 февраля 2024 г.

Article history:

Received 19 January 2024

Received in revised form 25 January 2024

Accepted 28 February 2024

Информация об авторах:

1. **Мурат Мырзали** – PhD студент, Казахский национальный университет им. аль-Фараби, НИИЭТФ, Казахский национальный исследовательский технический университет им. К.И. Сатпаева (Казахстан, г.Алматы, email: murat.myrzaaly@mail.ru).

2. **Рана Машеева** (автор корреспондент) – PhD, Казахский национальный исследовательский технический университет им. К.И. Сатпаева (Казахстан, г.Алматы), Вигнеровский исследовательский центр Вигнера для физиков (Венгрия, г.Будапешт, email: masheyeva.ranna@gmail.com).

3. **Мурат Джумагулов** – PhD, Казахский национальный исследовательский технический университет им. К.И. Сатпаева (Казахстан, г.Алматы, email: dzhmn@mail.ru).

Information about authors:

1. **Murat Myrzaly** – PhD student, Al-Farabi Kazakh National university, IETP, Satbayev University (Almaty, Kazakhstan, email: murat.myrzaaly@mail.ru).

2. **Ranna Masheyeva** (corresponding author) – PhD, Al-Farabi Kazakh National University (Almaty, Kazakhstan), Wigner Research Center for Physicists (Hungary, Budapest, email: masheyeva.ranna@gmail.com).

3. **Murat Jumagulov** – PhD, Satbayev University (Almaty, Kazakhstan, email: dzhmn@mail.ru).

Е.О. Шаленов^{1*} , С.Р. Жұмашева² , Е.С. Сейтқожанов^{1,2} , Қ.Н. Джумагулова^{1,2} 

¹Қ.И. Сәтбаев атындағы Қазақ ұлттық техникалық зерттеу университеті, Қазақстан, Алматы қ.

²Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, ЭТФҒЗИ, Қазақстан, Алматы қ.

*e-mail: erik.shalenov@gmail.com

ТЫҒЫЗ АЗҒЫНДАЛҒАН ПЛАЗМАДАҒЫ ИОНДАНУ ПОТЕНЦИАЛЫНЫҢ ТӨМЕНДЕУІН ЕСКЕРЕТІН ИОНДАНУ ТЕПЕ - ТЕҢДІГІ

Қазіргі заманғы плазмалық зерттеулерде, әсіресе иондану потенциалының төмендеуін ескере отырып, тығыз азғындалған плазма жағдайында иондану тепе-теңдігін зерттеуге ерекше назар аударылады. Бұл жұмыста тығыз плазманың күйін анықтайтын негізгі заңдылықтар мен механизмдерді анықтау мақсатында осы құбылысты зерттеу жүргізілді. Зерттеудің мақсаты - иондану потенциалының төмендеуінің тығыз азғындалған плазмадағы иондану тепе-теңдігіне әсерін талдау. Біз бұл құбылысты сипаттаудың жаңа тәсілін Дебай және Томас-Ферми экрандалу ұзындықтарын ескеру арқылы ұсынамыз. Бұл жұмыстың ғылыми және практикалық мәні де бар. Ғылыми тұрғыдан алғанда, ол экстремалды жағдайларда плазма физикасы туралы түсінігімізді кеңейтеді, бұл физиканың әртүрлі салаларына, соның ішінде астрофизика мен лазерлік плазмодинамикаға маңызды әсер етеді. Практикалық тұрғыдан алғанда, зерттеу нәтижелері инерциялық термоядролық синтез және термоядролық тұтану сияқты әртүрлі технологиялық қолданбаларда плазмалық процестерді басқарудың жаңа әдістерін әзірлеу үшін пайдалы болуы мүмкін. Зерттеу әдістемесі иондану потенциалының төмендеуін ескеретін Саха теңдеулеріне негізделген математикалық модельдеу мен сандық есептеулерді қамтиды. Жұмыстың негізгі нәтижелері иондану потенциалының төмендеуі тығыз плазмадағы иондану тепе-теңдігінің айтарлықтай өзгеруіне әкелетінін көрсетеді. Жалпы алғанда, жүргізілген зерттеу иондану потенциалының төмендеуін ескере отырып, тығыз азғындалған плазманың әрекеті туралы жаңа білім беру арқылы плазма физикасы саласына айтарлықтай үлес қосады.

Түйін сөздер: химиялық потенциал, Дебай экрандалу ұзындығы, Томас-Ферми экрандалу ұзындығы, Саха теңдеуі, иондану тепе-теңдігі.

Е.О. Шаленов^{1*}, С.Р. Жұмашева², Е.С. Сейтқожанов^{1,2}, Қ.Н. Джумагулова^{1,2}

¹Казахский национальный исследовательский технический университет им. К.И. Сатпаева, Казахстан, г.Алматы

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

*e-mail: erik.shalenov@gmail.com

Исследование ионизационного равновесия с учетом снижения потенциала ионизации в плотной вырожденной плазме

В современных исследованиях плазмы особое внимание уделяется изучению ионизационного равновесия в условиях плотной вырожденной плазмы, особенно с учетом снижения потенциала ионизации. В данной работе проведено исследование этого явления с целью выявления основных закономерностей и механизмов, определяющих состояние плотной плазмы. Цель исследования заключается в анализе влияния снижения потенциала ионизации на ионизационное равновесие в плотной вырожденной плазме. Мы предлагаем новый подход к описанию этого явления, который учитывает как длину экранирования Дебая, так и длину экранирования Томаса-Ферми. Данная работа имеет как научную, так и практическую значимость. С научной точки зрения, она расширяет наше понимание физики плазмы в экстремальных условиях, что имеет важное значение для различных областей физики, включая астрофизику и лазерную плазмодинамику. С практической точки зрения, результаты исследования могут быть полезными для разработки новых методов контроля плазменных процессов в различных технологических приложениях, таких как инерциальный термоядерный синтез и термоядерное зажигание. Методология исследования включает в себя математическое моделирование и численные расчеты, основанные на уравнениях Саха, учитывающих снижение

потенциала ионизации. Основные результаты работы позволяют утверждать, что снижение потенциала ионизации приводит к значительным изменениям в ионизационном равновесии в плотной плазме. В целом, проведенное исследование вносит существенный вклад в область физики плазмы, предоставляя новые знания о поведении плотной вырожденной плазмы с учетом снижения потенциала ионизации.

Ключевые слова: химический потенциал, длина экранирования Дебая, длина экранирования Томаса-Ферми, уравнение Саха, ионизационное равновесие.

E.O. Shalenov^{1*}, S.R. Zhumasheva², Ye.S. Seitkozhanov^{1,2}, K.N. Dzhumagulova^{1,2}

¹Satbayev University, Kazakhstan, Almaty

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

*e-mail: erik.shalenov@gmail.com

Study of ionization equilibrium taking into account the depression of ionization potential in a dense degenerate plasma

In modern plasma research, special attention is paid to the study of ionization equilibrium under conditions of dense degenerate plasma, especially taking into account the depression of ionization potential. In this work, we conducted a study of this phenomenon in order to identify the main patterns and mechanisms that determine the state of dense plasma. The goal of the study is to analyze the effect of depression of ionization potential on the ionization equilibrium in a dense degenerate plasma. We propose a new approach to describe this phenomenon that takes into account both the Debye and Thomas-Fermi screening lengths. This work has both scientific and practical significance. From a scientific point of view, it expands our understanding of plasma physics under extreme conditions, which has important implications for various fields of physics, including astrophysics and laser plasmadynamics. From a practical point of view, the results of the study can be useful for the development of new methods for controlling plasma processes in various technological applications, such as inertial thermonuclear fusion and thermonuclear ignition. The research methodology includes mathematical modeling and numerical calculations based on the Saha equations, which take into account the depression of ionization potential. The main results of the work suggest that the depression of ionization potential leads to significant changes in the ionization equilibrium in a dense plasma. Overall, this study makes a significant contribution to the field of plasma physics by providing new knowledge about the behavior of dense degenerate plasmas taking into account the depression of ionization potential.

Keywords: chemical potential, Debye screening length, Thomas-Fermi screening length, Saha equation, ionization equilibrium.

Кіріспе

Инертті газдар плазма физикасында жүйенің жабық қабығы сияқты қарапайым электронды құрылымға байланысты кеңінен зерттеледі. Плазманың әсері мен күй теңдеуі, әсіресе қатты қыздыру және қысу жағдайында, жалпы физика тұрғысынан айтарлықтай қызығушылық тудырады, сонымен қатар астрофизика, алып планеталар физикасы және энергетикадағы перспективалы қолданбалар үшін практикалық қызығушылық тудырады [1]. Газ және сұйық ксенонның күй теңдеуі мен электрөткізгіштігін өлшеу үшін әртүрлі эксперименттер мен теориялық модельдеулер жүргізілді [2-9]. Ксенонның ультра жоғары қысымда әсерін зерттеу үшін әртүрлі модельдер де қолданылды. Мысалы, 0 К кезіндегі қысым-көлем изотермасын есептеу үшін электронды жолақ теориясының кеңейтілген жазық толқын әдісі қолданылды [10].

Соққы деректерімен салыстыру үшін соққы сығымдау қисығын есептеу үшін атомаралық потенциалды пайдаланатын сұйықтық теориясы қолданылды [10], ал иондану құрамын анықтау үшін химиялық модель пайдаланылды [11]. Плазманың иондану құрамына ерекше көңіл бөлінеді, өйткені бұл оның термодинамикалық, транспорттық және оптикалық қасиеттерін есептеуге негіз болады. Ксенон газының жоғары тығыздықтағы химиялық моделі [11] атомдық және иондық түрлер мен электрондар арасындағы әртүрлі өзара әрекеттесулерді ескергенімен, әртүрлі бөлшектердің өзара әрекеттесуінен туындаған иондану энергиясының төмендеуін түзету бұл модельде қарастырылмаған.

Астрофизика мен плазма физикасында иондалу тепе-теңдігі плазмадағы атомдар мен иондардың иондану және рекомбинация процестері [12] арасындағы тепе-теңдікті білдіреді. Плазма ионизациясының дәрежесі осы

процестер арасындағы тепе-теңдікпен анықталады, бұл өз кезегінде плазманың температурасына, тығыздығына және құрамына байланысты. Тығыз плазмада иондану потенциалымен қабылданатын тиімді электр өрісін төмендететін қорғаныс әсерін тудыратын басқа зарядталған бөлшектердің болуына байланысты төмендейді. Бұл әсер иондану потенциалының төмендеуі ретінде белгілі және оны плазмадағы зарядталған бөлшектердің әрекетін сипаттайтын модель болып табылатын Дебай-Хюккель теориясымен сипаттауға болады. Дебай-Хюккель теориясы иондану потенциалы плазманың тығыздығы мен температурасына байланысы төмендейді деп болжайды. Төмен температурада экрандалу әсері әлсіз және иондану потенциалы шамалы ғана төмендейді. Бірақ жоғары тығыздық пен температурада экрандалудың әсері басым болады және иондану потенциалын бірнеше реттік деңгейге төмендетуге болады.

Плазма бөлшектерінің әсерлесу потенциалдары

Тығыз плазмадағы бөлшектердің әсерлесу моделін жасау, олардың негізінде атомдық байланысқан күйлерді анықтау, соқтығысу процесстерін зерттеу арқылы жүйенің кинетикалық, термодинамикалық, оптикалық, спектроскопиялық және т.б. қасиеттерін зерделеу тығыз плазмамен байланысты технологиялар үшін маңызды және үлкен фундаменталды қызығушылыққа ие. Плазмадағы бөлшектердің әсерлесуінің эффективті потенциалын анықтаудың екі әдісі бар. Бірінші әдіс бойынша фазалық кеңістіктегі таралу функциялары үшін жалпылама Больцман-Пуассон теңдеуі шешіледі. Екінші әдіс диэлектрлік үн қату (отклик) функциясына негізделген.

Вакуумдағы зарядталған бөлшектердің Кулон потенциалымен әсерлесетіні белгілі. Дегенмен тығыз плазмада заряд өрісінің экрандалуы, әсерлесетін бөлшектердің толқындық қасиеттерінің күшеюі, сонымен қатар басқа да эффектілердің байқалатындығынан, ондағы зарядтар әсерлесуін сипаттау үшін Кулон потенциалын қолдана алмаймыз. Алыс қашықтықтардағы экрандалуды ескеретін белгілі Дебай-Хюккель (DH) потенциалын да тығыз плазмадағы бөлшектердің әсерлесуін сипаттау үшін қолдану тиімсіз. Себебі тығыз плазма аймағы үшін электрондардың азғындалу әсерлері күшейе түседі, ал Дебай-Хюккель потенциалы [13-16] классикалық плазма үшін ғана жарамды:

$$\Phi_{DH}(r) = \frac{Ze^2}{r} \text{Exp}(-k_D r), \quad (1)$$

мұндағы $k_D^2 = k_s^2 + k_i^2 = r_D^{-2}$ – кері Дебай радиусы, $k_s^2 = \frac{4\pi n_e e^2}{k_B T}$, $k_i^2 = \frac{4\pi n_i e^2}{k_B T}$, n_e және n_i – электрондар мен иондардың концентрациясы, T – плазманың температурасы, r – бөлшектердің арақашықтығы. Дебай – Хюккель потенциалы үлкен арақашықтықта экрандалуға, ал аз арақашықтықта Кулон потенциалына ұмтылады. Ескере кететіні, плазмадағы бөлшек өрісінің экрандалуы зарядтардың тұрақталған статистикалық таралуы үшін Пуассон-Больцман теңдеуінен алынған экрандалған Дебай радиусы арқылы сипатталады. Бірақ, бұл жуықтаулар идеалды немесе квазиклассикалық плазма болған жағдайда орындалады. Егер плазма тығыздығының азғындалған плазмаға немесе кванттық плазмаға сәйкес келетін тығыздықтарға дейін өссе, онда экрандалу ұзындығы Дебай және Томас-Ферми жіктелулерінің арасында интерполяцияланатын электрондық кері экрандалу радиусына тең ескеру қажеттігі туады. [17] жұмыста экрандалу ұзындығы Дебай және Томас-Ферми ескеретін тәсіл ұсынылған. Экрандалу ұзындығы Дебай және Томас-Ферми келесідей жазылады:

$$k_s \rightarrow k_{id}^2 = \frac{1}{2} k_{TF}^2 \theta^{1/2} I_{-1/2}(\eta), \quad (2)$$

мұндағы $k_{TF} = \frac{\sqrt{3}\omega_p}{v_F} = \sqrt{\frac{4k_F}{\pi a_B}}$ – Томас-Ферми

толқындық саны, $\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi n_e e^2}{m_e}}$ – плазмалық

жиілік, $v_F = \frac{\hbar k_F}{m_e}$ – Ферми жылдамдығы,

$k_F = (3\pi^2 n_e)^{1/3}$, θ – плазманың азғындалу параметрі. Онда Дебай және Томас-Ферми (DTF) экрандалу ұзындығын ескеретін (1) Дебай-Хюккель потенциалы келесідей жазылады:

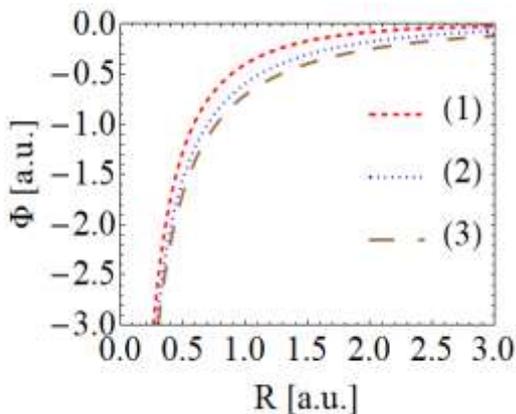
$$\Phi_{DTF}(r) = \frac{Ze^2}{r} \text{Exp}(-k_D r), \quad (3)$$

мұндағы $k_D^2 = k_{id}^2 + k_i^2 = r_D^{-2}$.

Электрон-иондық әсерлесу үшін анықталған (3) потенциалдың графиктері 1-2-суреттерде көрсетілген. Ол потенциал экрандалу эффектілерін ескеретіндіктен үлкен

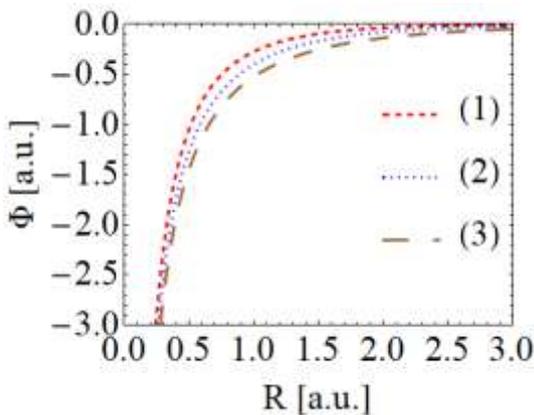
арақашықтықтарда нөлге тезірек ұмтылады. 1 – суреттегі график тығыздық параметрінің тұрақты мәніндегі азғындалу параметрінің әр түрлі мәндері үшін алынған, ал 2-суреттегі график азғындалу параметрінің тұрақты мәніндегі әр түрлі тығыздық параметрі үшін алынған. Тығыздық параметрі өскен сайын электрон – ион әсерлесуі үшін потенциалдар едәуір төмендегені байқалған.

3-4 суреттерде (1) және (3) потенциалдарының графиктері келтірілген, осы суреттерден көрініп тұрғандай тығыздық параметрі артқан сайын потенциалдың абсолют мәні төмендейтінін көреміз, ал арақашықтығы азайғанда (1) потенциалы (3) потенциалына жақын келеді.



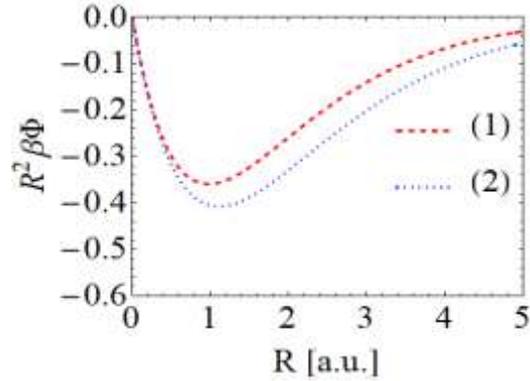
(1) - $\theta = 0.5$, (2) - $\theta = 1.0$, (3) - $\theta = 1.5$ мәндері үшін DTF потенциал (3) негізінде алынған.

Сурет 1 – Сутегі плазмасы үшін алынған электрон – иондық әсерлесу потенциалдары $r_s = 5$



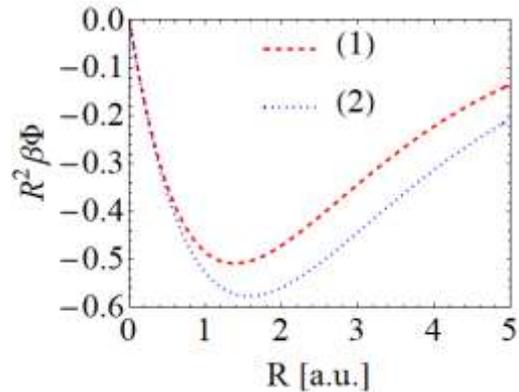
(1) - $r_s = 2.5$, (2) - $r_s = 5$, (3) - $r_s = 10$ мәндері үшін DTF потенциал (3) негізінде алынған.

Сурет 2 – Сутегі плазмасы үшін алынған электрон – иондық әсерлесу потенциалдары $\theta = 0.5$



(1) - DTF потенциал (3) негізінде алынған, $k_{id}^2 + k_i^2$; (2) - DH потенциал (1) негізінде алынған, $k_s^2 + k_i^2$.

Сурет 3 – Сутегі плазмасы үшін алынған электрон – иондық әсерлесу потенциалдары. $\theta = 0.5, r_s = 4$

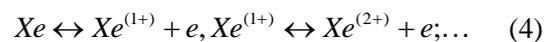


(1) - DTF потенциал (3) негізінде алынған, $k_{id}^2 + k_i^2$; (2) - DH потенциал (1) негізінде алынған, $k_s^2 + k_i^2$.

Сурет 4 – Сутегі плазмасы үшін алынған электрон – иондық әсерлесу потенциалдары. $\theta = 0.5, r_s = 8$.

Иондану потенциалының төмендеуі және иондалған ксенон плазмасының құрамы

Иондалған плазманың құрамын анықтау үшін плазма электрондардан, иондардан және атомдардан тұратын химиялық модельді қолданады [31, 32]. Осындай химиялық модельді тығыз иондалған ксенон плазмада келесі иондану процестері жүреді:



Термодинамикалық тепе – теңдіктегі химиялық реакциялар жүйесі химиялық потенциалдар μ_k көмегімен химиялық тепе – теңдіктің сәйкес шарттарымен сипатталады:

$$\mu_{k-1} = \mu_k + \mu_e + E_{ion}^k (k = 1 \dots k_{max}). \quad (5)$$

Максималды иондану еселігімен ксенон плазмасының құрамын есептеуге арналған Саха теңдеулер жүйесі:

$$\begin{cases} \frac{n_{Xe}}{n_{Xe}^{1+} n_e^{free}} = \frac{g_0}{g_{1+}} \frac{\lambda^3}{2} \text{Exp} \left(\frac{I_1 - \Delta I}{k_B T} \right) \\ \frac{n_{Xe}^{1+}}{n_{Xe}^{2+} n_e^{free}} = \frac{g_{1+}}{g_{2+}} \frac{\lambda^3}{2} \text{Exp} \left(\frac{I_2 - \Delta I}{k_B T} \right) \\ \dots \\ \frac{n_{Xe}^{k-1}}{n_{Xe}^{k+} n_e^{free}} = \frac{g_{k-1}}{g_k} \frac{\lambda^3}{2} \text{Exp} \left(\frac{I_{k+} - \Delta I}{k_B T} \right) \end{cases}, \quad (6)$$

мұндағы n_{Xe} – жеке иондалған Xe иондарының концентрациясы, n_e^{free} – бос электрондардың концентрациясы, $\frac{g_{k-1}}{g_k}$ – бөлу функциясы болып табылады.

Саха теңдеулер жүйесін шешу үшін ядролар санының сақталуын және жүйедегі зарядтардың бейтараптығын қарастыру керек:

$$\sum_{k=1} n_k + n_0 = const, \dots \sum_{k=1} k n_k = n_e. \quad (7)$$

Жүйедегі бос электрондар, иондар және атомдар санының $n_i + n_0$ ядроларының жалпы санына қатынасы ретінде иондалған коэффициентті енгізу қажет:

$$\alpha_{k+} = \frac{n_{k+}}{(n_0 + n_i)}. \quad (8)$$

Плазма компоненттерінің концентрациясы арасындағы байланысты келесідегідей сипаттауға болады:

$$\begin{cases} \alpha_{Xe} = \frac{n_{Xe}}{n_{tot}} \\ \alpha_{Xe}^{1+} = \frac{n_{Xe}^{1+}}{n_{tot}}, \\ \dots \\ \alpha_{Xe}^{k+} = \frac{n_{Xe}^{k+}}{n_{tot}} \end{cases}, \quad (9)$$

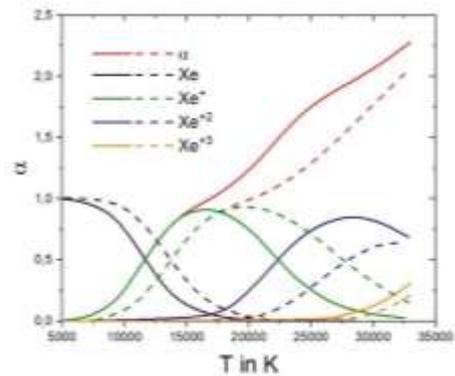
Ядролар санының сақталу заңы:

$$n_{tot} = n_{Xe} + n_{Xe}^{1+} + n_{Xe}^{2+} + \dots + n_{Xe}^{k+}. \quad (10)$$

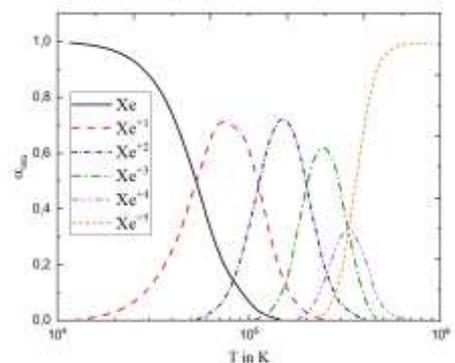
Жүйедегі толық зарядтардың сақталу заңы:

$$n_e^{free} = n_{Xe}^+ + 2n_{Xe}^{1+} + 3n_{Xe}^{2+} + \dots + k n_{Xe}^{k+}. \quad (11)$$

Ксенон плазмасының құрамы сандық әдістер арқылы алынды. Есептеу нәтижелері 5-7 суреттерде көрсетілген. Ксенон плазмасындағы өзара әрекеттесу потенциалының төмендеуі (6-11) теңдеулері негізінде шешілді. Жалпы тығыздық ксенонды құрамын анықтаудағы бастапқы тығыздығы ретінде қабылданды. Бастапқыдағы температура 33000 К шамасына өзгерді. Температура жоғарылаған сайын жүйедегі электрондар концентрациясы артты. 5 суретте көрсетілгендей жалпы тығыздық $n = 1.24 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ деп есептелінді.

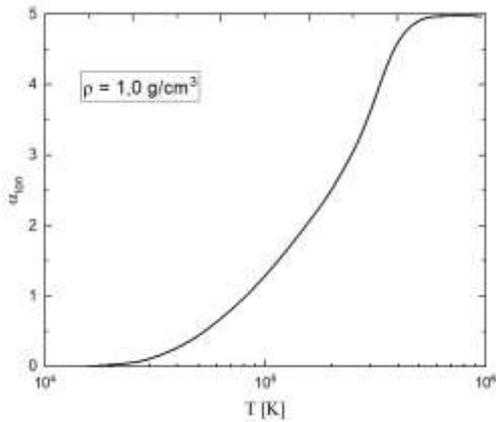


Сурет 5 – $n = 1.24 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ кезіндегі Xe плазмасының құрамы: тұтас сызықтар - [18] жұмыс нәтижелері, үзік сызықтар – біздің нәтижелер



(1) - DTF потенциал (3) негізінде алынған, $k_{id}^2 + k_i^2$; (2) - ДН потенциал (1) негізінде алынған, $k_s^2 + k_i^2$.

Сурет 6 – Температураның функциясы ретінде $\rho = 1 \text{ g/cm}^3$ тұрақты тығыздықтағы әртүрлі иондану кезеңдеріндегі Xe плазмасының құрамы



(1) - DTF потенциал (3) негізінде алынған, $k_{id}^2 + k_i^2$; (2) - ДН потенциал (1) негізінде алынған, $k_s^2 + k_i^2$.

Сурет 7 – Хе плазмасының құрамы $\rho = 1\text{г/см}^3$ тұрақты тығыздықта иондану дәрежесін көрсететін температураға тәуелділік графигі

Қорытынды

Плазма бөлшектерінің әсерлесу потенциалдары жайлы зерттелінді, сол бойынша графиктер алынды. Иондалған сутегі плазмасының құрамы есептелді. Бұл үшін жүйенің зарядталған бөлшектерінің өзара әрекеттесуінен туындаған иондану

потенциалының төмендеуін ескере отырып, Саха теңдеуі шешілді. Жүйедегі бөлшектердің әрекеттесуінен туындаған электрондар мен иондардың иондану потенциалдарының төмендеуі плазманың химиялық моделі негізінде есептелді. Химиялық модель шеңберінде әртүрлі элементтердің иондану тепе-теңдігі мен плазма құрамы зерттелді. ксенон плазмаларының құрамы Саха теңдеуі арқылы иондану потенциалының төмендеуін ескере отырып есептелді. Бұл жұмыста есептелген электрондар мен иондардың иондану потенциалының төмендеуі иондану тепе-теңдігін сиретілген плазмамен салыстырғанда ионданудың жоғары дәрежелеріне жылжитатыны көрсетілген. Бұл плазмалық ортаның әсерінен байланысқан күйлердің энергетикалық деңгейлерінің деформациялануына байланысты, соның нәтижесінде атомды төменгі энергияларда иондандыруға болады. Жұмыс барысында алынған нәтижелер басқада ғалымдардың жұмыстарымен салыстырылды.

АЛҒЫС

Бұл зерттеуді Қазақстан Республикасы Ғылым және Жоғары Білім Министрлігінің Ғылым Комитеті қаржыландырды (Грант нөмері АР19676689).

Әдебиет

- 1 Ruffio J.-B., Katelyn H., Dimitri M., Lee J.R., Konstantin B., Jason W., Max M.-B., et al. Detecting exomoons from radial velocity measurements of self-luminous planets: application to observations of HR 7672 B and future prospects // The Astronomical Journal. – 2023. – Vol.165, No. 3. – P.113.
- 2 Becker A., Collins L. A., Kress J.D., and Troullier N. Ionization and equation of state of dense xenon //Physical Review B. – 1994. – Vol.50, no. 24. – P.17720.
- 3 Mazevet S., and Ceperley D.M. "Xenon at high pressure and temperature //Physical Review B. – 2007. – Vol.76, no. 18. – P.184107.
- 4 Shalеноv E. O.,Rosmej S., Reinholz H., Röpke G., Dzhumagulova K.N., and Ramazanov T.S. Optical reflectivity based on the effective interaction potentials of xenon plasma //Contributions to Plasma Physics. – 2017. – Vol.57, no. 10. – P.486–92.
- 5 Soubiran F., Zérah G., and Mazevet S. Ab initio equations of state for xenon in a wide pressure–temperature range //Journal of Physics: Conference Series. – 2010. – Vol.215, no. 1. – P.012088.
- 6 Dzhumagulova K.N., Shalеноv E.O., Tashkenbayev Ye.A., and Ramazanov T.S. Study of the electron–atom collisions in dense semiclassical plasma of noble gas //Journal of Plasma Physics. – 2022. – Vol.88, no.1. – 905880119.
- 7 Belov S.I., and Ryzhov V.N. New ab initio equation of state of xenon //High Temperature. – 2014. – Vol.52, no. 5. – P.730-734.
- 8 Kuhlbrodt S., Redmer R., Reinholz H., Ropke G., Holst B., Mintsev V.B., Grayaznov V.K., Shilkin N.S., and Fortov V.E. Electrical conductivity of noble gases at high pressures //Contr. to Plasma Physics. – 2005. – Vol.45. – P.61.
- 9 Cong W., Gu Y., Chen Q., He X.T., and Zhang P. Equation of state for shock compressed xenon in the ionization regime: ab initio study //Communications in Theoretical Physics. – 2012. – Vol. 58, no. 1. – P.160–164.
- 10 Ross M., and McMahan A.K. Condensed xenon at high pressure //Physical Review. – 1980. – Vol.21, no. 4. – P.1658–64.
- 11 Schwarz V., Juranek H., and Redmer R. Noble Gases and hydrogen at high pressures //Physical Chemistry Chemical Physics. – 2005. – Vol.7, no. 9. – P.1990.
- 12 Shalеноv E.O., Seisembayeva M.M., Dzhumagulova K.N., and Ramazanov T.S. Kinetic ionization and recombination coefficients in the dense semiclassical plasmas on the basis of the effective interaction potential //Journal of Physics Conference Series. – 2019. – Vol.1400. – 077035.

13 Seisembayeva M.M., Reinholz H., Shalenov E.O., Jumagulov M.N., and Dzhumagulova K.N. Coulomb Logarithm and the Dreicer Field in a Dense Semiclassical Plasma //Contributions to Plasma Physics. – 2022. – Vol.62, no. 10. – e202200014.

14 Seisembayeva M.M., Shalenov E.O., Kossymkyzy Zh., Turekhanova K.M., Jumagulov M.N., Ramazanov T.S., and Dzhumagulova K.N. Effective interaction potentials and the scattering cross sections of the lorentzian dense semiclassical plasma particles //Physics Letters A. – 2022. – Vol.447. – Art.No 128313.

15 Shalenov E.O., Kossymkyzy Zh., Seisembayeva M.M., Masheyeva M.U., Jumagulov M.N., and Dzhumagulova K.N. Differential scattering cross section of the dense semiclassical plasma based on the born method //Recent Contributions to Physics. – 2020. – Vol.73, no. 2. – P.34–40.

16 Jumagulov M.N., Seisembayeva M.M., Shalenov E.O., Kossymkyzy Zh., Ramazanov T.S., and Dzhumagulova K.N. Electron Runaway in a Dense Semiclassical Plasma //High Energy Density Physics. – 2020. – Vol.36. – 100832.

17 Shalenov E.O., Nuraly A.T., and Dzhumagulova K.N. Bound states of the hydrogen atom in high-density plasmas //Contributions to Plasma Physics. – 2022. – Vol.62, no. 10. – e202200017.

18 Raitza T., Reinholz H., Röpke G., Mintsev V., and Wierling A. Reflectivity in shock wave fronts of xenon //Journal of Physics A: Mathematical and General. – 2006. – Vol.39, no. 17. – P.4393–99.

References

- 1 J.-B. Ruffio, H. Katelyn, M. Dimitri, et al., The Astronomical Journal, 165 (3), 113 (2023).
- 2 A. Becker, L.A. Collins, J.D. Kress, and N. Troullier, Physical Review B, 50 (24), 17720 (1994).
- 3 S. Mazevet, and D.M. Ceperley, Physical Review B, 76 (18), 184107 (2007).
- 4 E.O. Shalenov, S. Rosmej, et al., Contributions to Plasma Physics, 57, 486–92 (2017).
- 5 F. Soubiran, G. Zérah, and S. Mazevet, Journal of Physics Conference Series, 215, 012088 (2010).
- 6 K.N. Dzhumagulova, E.O. Shalenov, et al., Journal of Plasma Physics, 88, 905880119 (2022).
- 7 S.I. Belov and V.N. Ryzhov, High Temperature, 52, 730-734 (2014).
- 8 S. Kuhlbrodt, R. Redmer, et al., Contributions to Plasma Physics, 45, 61 (2005).
- 9 W. Cong, Y. Gu, et al., Communications in Theoretical Physics, 58, 160–64 (2012).
- 10 M. Ross and A.K. McMahan, Physical Review, 21, 1658–64 (1980).
- 11 V. Schwarz, H. Juraneck, and R. Redmer, Physical Chemistry Chemical Physics, 7, 1990 (2005).
- 12 E.O. Shalenov, M.M. Seisembayeva, et al., Journal of Physics Conf. Series, 1400, 077035 (2019) .
- 13 M.M. Seisembayeva, H. Reinholz, et al., Contributions to Plasma Physics, 62, e202200014 (2022).
- 14 M.M. Seisembayeva, E.O. Shalenov, et al., Physics Letters A, 447, 128313 (2022).
- 15 E.O. Shalenov, Zh. Kossymkyzy, et al., Recent Contributions to Physics, 2 (73), 34–40 (2020).
- 16 M.N. Jumagulov, M.M. Seisembayeva, et al., High Energy Density Physics, 36, 100832 (2020).
- 17 E.O. Shalenov, A.T. Nuraly, and K.N. Dzhumagulova, Contrib. to Plasma Physics, 62, e202200017 (2022).
- 18 T. Raitza, H. Reinholz, et al., Journal of Physics A Mathematical and General, 39, 4393–99 (2006).

Мақала тарихы:

Түсті – 14.02.2024

Қабылданды – 05.03.2024

Article history:

Received 14 February 2024

Accepted 05 March 2024

Авторлар туралы мәлімет:

1. **Ерік Шаленов** (автор корреспондент) – PhD, Қ.И. Сәтбаев ат. Қазақ ұлттық техникалық зерттеу университеті (Алматы қ., Қазақстан, email: erik.shalenov@gmail.com).

2. **С. Жұмашева** – PhD студенті, Әл-Фараби ат. Қазақ ұлттық университеті, ЭТФҒЗИ (Алматы қ., Қазақстан, email: utepova_daniya@mail.ru).

3. **Елдос Сейтқожанов** – PhD студенті, Қ.И. Сәтбаев ат. Қазақ ұлттық техникалық зерттеу университеті, Әл-Фараби ат. Қазақ ұлттық университеті, ЭТФҒЗИ (Алматы қ., Қазақстан, email: Saken.Toktarbay@kaznu.edu.kz).

4. **Қарлығаш Джумагулова** – физ.-мат.ғыл.докт., проф., Қ.И. Сәтбаев ат. Қазақ ұлттық техникалық зерттеу университеті, Әл-Фараби ат. Қазақ ұлттық университеті, ЭТФҒЗИ (Алматы қ., Қазақстан, email: Manas.Khassanov@kaznu.edu.kz).

Information about authors:

1. **Erik Shalenov** (corresponding author) – PhD, Satbayev University (Almaty, Kazakhstan, email: erik.shalenov@gmail.com).

2. **S. Zhumasheva** – PhD student, Al-Farabi Kazakh National University, IETP (Almaty, Kazakhstan, email: utepova_daniya@mail.ru).

3. **Yeldos Seitkozhanov** – PhD student, Satbayev University, Al-Farabi Kazakh National University, IETP (Almaty, Kazakhstan, email: kosov_vlad_nik@list.ru).

4. **Karlygash Dzhumagulova** – Dr. of Phys. and Math. Sc., Prof., Satbayev University, Al-Farabi Kazakh National University (Almaty, Kazakhstan, email: Saken.Toktarbay@kaznu.edu.kz).

3-Бөлім
Конденсирленген күй физикасы және материалтану
проблемалары. Наноғылым

Section 3
Condensed Matter Physics and Materials Science Problems.
Nanoscience

Раздел 3
Физика конденсированного состояния и проблемы
материаловедения. Нанонаука

IRSTI 29.19.24; 55.09.43

<https://doi.org/10.26577/RCPH.2024v88i1a06>Daniel M. Zelele* , Malgorzata Rutkowska-Gorczyca 

Wrocław University of Science and Technology, Coast Wyspianski 27, Poland, Wrocław

*e-mail: danielmekonnennz@gmail.com

ELECTROCHEMICAL SYNTHESIS AND FUNCTIONAL PROPERTIES OF METAL AND ALLOY-BASED COMPOSITION COATINGS

This work presents a comprehensive review on the electrochemical synthesis and functional properties of metal and alloy-based composition coatings. Nowadays, electrochemical synthesis is considered a versatile and widely used technique for producing metal and alloy coatings with precisely controlled composition, thickness, and microstructure. These coatings offer a variety of functional properties that can enhance the performance and durability of various substrates. It typically involves immersing a substrate (cathode) in an electrolytic solution containing dissolved metal ions. A current is applied between the cathode and an anode, causing the metal ions to be reduced and deposited onto the cathode surface as a coating. The specific properties of the coating, such as composition, thickness, and morphology, can be controlled by various parameters, including electrolyte composition, current density and potential, temperature and pH as well as substrate material and pretreatment. The utilization of electrochemical methods in coating fabrication has gained significant attention due to their efficiency, precision, and environmental friendliness. As such, the focus of this review is on the synthesis processes, structural characterization, and functional properties of coatings comprising various metals and alloys to help understand electrochemical deposition techniques for tailored coatings with enhanced properties for diverse applications by summarizing previous studies.

Key words: electrochemical synthesis, composition coatings, electrolyte composition, substrate material, synthesis processes.

Дэниел М. Зелеле*, Малгожата Рутковска-Горчица

Вроцлавский университет науки и технологий, Coast Wyspianski 27, Польша, г.Вроцлав

*e-mail: danielmekonnennz@gmail.com

Электрохимический синтез и функциональные свойства композиционных покрытий на основе металлов и сплавов

В данной работе представлен комплексный обзор электрохимического синтеза и функциональных свойств композиционных покрытий на основе металлов и сплавов. В настоящее время электрохимический синтез считается универсальным и широко используемым методом получения покрытий из металлов и сплавов с точно контролируемым составом, толщиной и микроструктурой. Эти покрытия обладают множеством функциональных свойств, которые могут улучшить эксплуатационные характеристики и долговечность различных поверхностей. Обычно это включает погружение подложки (катода) в электролитический раствор, содержащий растворенные ионы металлов. Между катодом и анодом подается ток, в результате чего ионы металла восстанавливаются и осаждаются на поверхности катода в виде покрытия. Конкретные свойства покрытия, такие как состав, толщина и морфология, можно контролировать с помощью различных параметров, включая состав электролита, плотность и потенциал тока, температуру и pH, а также материал подложки и предварительную обработку. Использование электрохимических методов изготовления покрытий привлекло значительное внимание благодаря их эффективности, точности и экологичности. Таким образом, основное внимание в этом обзоре уделяется процессам синтеза, структурным характеристикам и функциональным свойствам покрытий, содержащих различные металлы и сплавы, чтобы помочь понять методы электрохимического осаждения для индивидуальных покрытий с улучшенными свойствами для различных применений путём обобщения предыдущих исследований.

Ключевые слова: электрохимический синтез, композиционные покрытия, состав электролита, материал подложки, процессы синтеза.

Дэниел М. Зелеле*, Малгожата Рутковска-Горчица

Вроцлав ғылым және технология университеті, Coast Wyspianski 27, Польша, Вроцлав қ.

*e-mail: danielmekonnenz@gmail.com

Металдар мен қорытпалар негізінде композиттік жабындардың электрохимиялық синтезі және функционалдық қасиеттері

Бұл жұмыста металл және қорытпалы композициялық жабындардың электрохимиялық синтезі мен функционалдық қасиеттеріне жан-жақты шолу жасалды. Қазіргі уақытта электрохимиялық синтез құрамы, қалыңдығы және микроқұрылымы дәл бақыланатын металдар мен қорытпалардан жабын алудың әмбебап және кеңінен қолданылатын әдісі болып саналады. Бұл жабындар әртүрлі беттердің өнімділігі мен беріктігін жақсартатын көптеген функционалдық қасиеттерге ие. Бұл әдетте субстратты (катодты) еріген металл иондары бар электролиттік ерітіндіге батыруды қамтиды. Катод пен анод арасында ток беріледі және нәтижесінде металл иондары тотықсызданып, катод бетіне жабын түрінде тұнбаға түседі. Композиция, қалыңдық және морфология сияқты жабынның ерекше қасиеттерін электролит құрамы, токтың тығыздығы мен потенциалы, температура мен рН, субстрат материалы және алдын ала өңдеу сияқты әртүрлі параметрлер арқылы басқаруға болады. Жабындарды жасаудың электрохимиялық әдістерін қолдану олардың тиімділігіне, дәлдігіне және тұрақтылығына байланысты айтарлықтай назар аударды. Осылайша, бұл шолуда алдыңғы зерттеулерді жалпылау арқылы әртүрлі қолданбалар үшін жақсартылған қасиеттері бар жеке жабындар үшін электрохимиялық тұндыру әдістерін түсінуге көмектесу үшін әртүрлі металдар мен қорытпалардан тұратын жабындардың синтез процестеріне, құрылымдық сипаттамаларына және функционалдық қасиеттеріне назар аударылады.

Түйін сөздер: электрохимиялық синтез, композициялық жабындар, электролит құрамы, субстрат материалы, синтез процестері.

Introduction

A key component of engineering technology is materials and the surface is where the electrochemical, thermal, and mechanical interactions between the materials start. But material surfaces are always vulnerable to deterioration and corrosion, which causes enormous losses in the industrial sector. Therefore, it is now inevitable to apply surface improvement technology to stop or lessen the loss. Significant advances in metallurgy and materials science have taken place in the previous few decades, leading to the development of novel engineered materials with improved qualities. It is difficult to develop appropriate processing to manufacture desired materials; this involves changing the materials' intrinsic qualities. The broader economic perspective and its effects on the environment are taken into account.

Innovation is fueled by the search for materials with precisely regulated qualities in a variety of industries. An effective tool for creating metal and alloy coatings with specific functional properties in this endeavor is

electrochemical synthesis. Electrochemical synthesis is a technique that uses electric current to deposit metal or alloy layers on a substrate. It is based on the principle that a layer of coating is formed as a result of the electrode - electrolyte electrochemical reactions occurring leading to electrodeposition of ions contained in electrolyte. The composition of the coating can be controlled by varying the electrolyte composition, the applied voltage, the current density, the deposition time, and other parameters. Electrochemical synthesis can produce coatings with different functional properties, such as corrosion resistance, wear resistance, catalytic activity, optical reflectivity, and electrical conductivity. One electrochemical method for altering the surface structure is electrodeposition. According to certain theories, the use of electrodeposition in surface engineering dates back almost 200 years. Its development of electrodeposition can be traced back to the early 19th century, with significant contributions from various scientists and researchers [1]. The invention of the galvanic cell in the early 1800s made it possible to employ electric current as a more economical method of producing coatings. The first large-scale industrial plant for electrodeposition was built in the 19th

century for the deposition of gold, silver and copper for decorative applications. Since then, electrodeposition has rapidly grown and it has been applied for the deposition of metals, alloys and composites with complex shapes (i.e. coatings, micropillars, nanowires) and to produce dense nanostructures and amorphous coatings with increased mechanical, corrosion, electrical and magnetic properties. Thanks to this progress, today, electrodeposition is a widely employed technique for the production of coatings ranging from decorative to technological applications [2]. There are various reasons why the electrodeposition process is superior to other coating procedures [3, 4]:

- Its initial investment is low combined with high production rate.
- It can be used with a wide variety of shapes and sizes of substrates.
- Ease of producing economically viable quantities of nanocomposite materials, with grain sizes as small as 10 nm.
- Products of electrodeposition require no further processing and can be used right away.
- Easy reproducibility in labs and industry with little difficulty owing to technological limitations.
- Electrodeposited coatings have exhibited better physical properties.

A wide range of coatings can be produced by incorporating particles into an electrodeposit and many materials can be combined in composite coatings applied by electrodeposition. Electrodeposition of composite coatings offer the benefits of good control over deposition rate (hence thickness), coating composition and deposit properties [5]. Electrochemical synthesis methods include direct current electrodeposition, pulse current electrodeposition and jet electrodeposition.

Coatings made of metal and alloys have several benefits, in fields such as energy, electronics, biomedicine, and engineering, such as better wear and abrasion resistance, greater corrosion resistance, and special electrical and catalytic qualities. But attaining the intended capabilities frequently calls for close attention to composition, microstructure, and morphology[6]. A new platform for attaining this kind of control is offered by electrochemical synthesis, which makes it possible to precisely deposit metals, alloys, and even composites with the appropriate properties.

The present work focuses on understanding the intricate relationship between electrochemical synthesis parameters, coating composition, and resulting functional properties since electrochemical synthesis and functional properties of metal and alloy-based composition coatings are a significant area of research due to their potential applications in

various fields, including energy storage, corrosion protection, and surface engineering. Through a combination of experimental investigation and theoretical analysis, it aims to shed light on the underlying mechanisms governing the formation and properties of these coatings. In summary, recent advancements in the electrochemical synthesis of metal and alloy-based composition coatings have demonstrated the potential for creating materials with improved corrosion resistance and functional properties, which are crucial for various industrial applications. This review explores the synthesis and functional characteristics of composition coatings made by electrochemical techniques, providing an in-depth look at this fascinating field.

Electrodeposition

Electrodeposition is a widely employed versatile and ecofriendly technique for coating fabrication. The electrochemical analysis deals with chemical reactions of samples or solutions with the applied electrical potential. The rate of redox reactions is analyzed and controlled by a potentiostat, connected to electrodes submerged in an electrolyte [7]. It is an electrochemical process applied for surface structure modification and is considered as an easy and cost-effective technique for preparation of alloy coating. Electrodeposition processes are usually performed with aqueous-based electrolytes, at ambient pressure, and low operating temperatures (i.e. lower than 100 °C) owing to an increased understanding of the electrodeposition fundamentals, with a proper control of the deposition parameters, it is possible to fine-tune the material characteristics (e.g. composition and microstructure) and consequently the material properties. The deposition process involves the reduction of metal ions onto a conductive substrate, leading to the formation of a coherent coating. This deposition technique is mostly used to deposit thin films of material to the surface of an object to change its external properties such as to increase corrosion protection, increase abrasion resistance, improve decorative quality, or simply to deposit a layer which is part of a more complicated device. In this technique three electrodes are used which are working, reference, and counter (sometimes secondary) electrodes, respectively. The electrodes are connected to a potentiostat which is the instrument which controls the deposition process. These electrodes were kept within a container containing a liquid which has ionic species dissolved within it, such as copper ions dissolved in water [8]. Schematic of electrodeposition is shown in Figure 1.

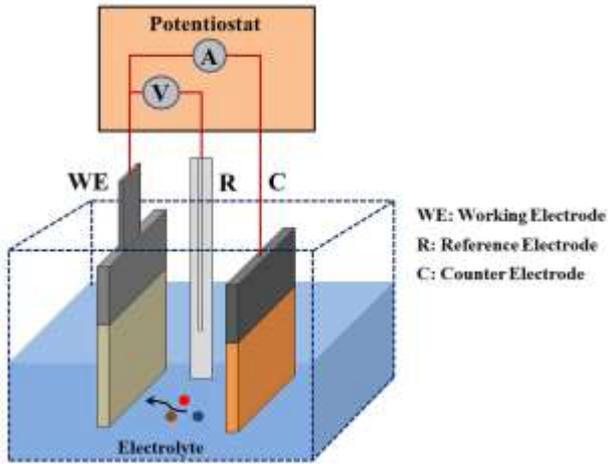


Figure 1 – Schematic of electrodeposition method. Adapted from [8]

Pulse Current Electrodeposition

Over the years, pulse electrodeposition (PED) has been used in metal-alloy composition coatings with a particular interest for the synthesis of anticorrosive coatings with controlled morphology and composition [10]. In PED, The properties of the coatings are affected by three fundamental parameters: peak current (I_{peak}), pulse imposition time (ON-time, T_{ON}) and switch off time (OFF-time, T_{OFF}). Mathematically, these parameters can be related to evaluate pulse frequency (Eq.1), duty cycle (Eq.2) and average current density (Eq.3) [11]

$$f = \frac{1}{T_{OFF} + T_{ON}}, \quad (1)$$

$$\gamma = \frac{T_{ON}}{T_{OFF} + T_{ON}} \times 100, \quad (2)$$

$$I_{ave} = \frac{T_{ON}}{T_{OFF} + T_{ON}} \times I_{Peak} = I_{Peak}, \quad (3)$$

where γ is the duty cycle, f is the frequency, I_{peak} is the peak current density, and I_{ave} is the average current density.

In pulse electrodeposition, current density has a significant effect on structure, mechanical, tribological, and corrosion properties of composite coatings [12] and it showed several advantages over DC electrodeposition, such as improved wear resistance and hardness, particle distribution, structure, morphological structure and the ability to control the grain sizes of the deposits [13].

Jet Electrodeposition

In this type of electrodeposition, a jet of plating solution is directed at the cathode surface directly. There exists an electrical field between the anode (located in the nozzle) and cathode (substrate). The following Figure 2 demonstrate a setup of schematic representation of jet electrodeposition technique.

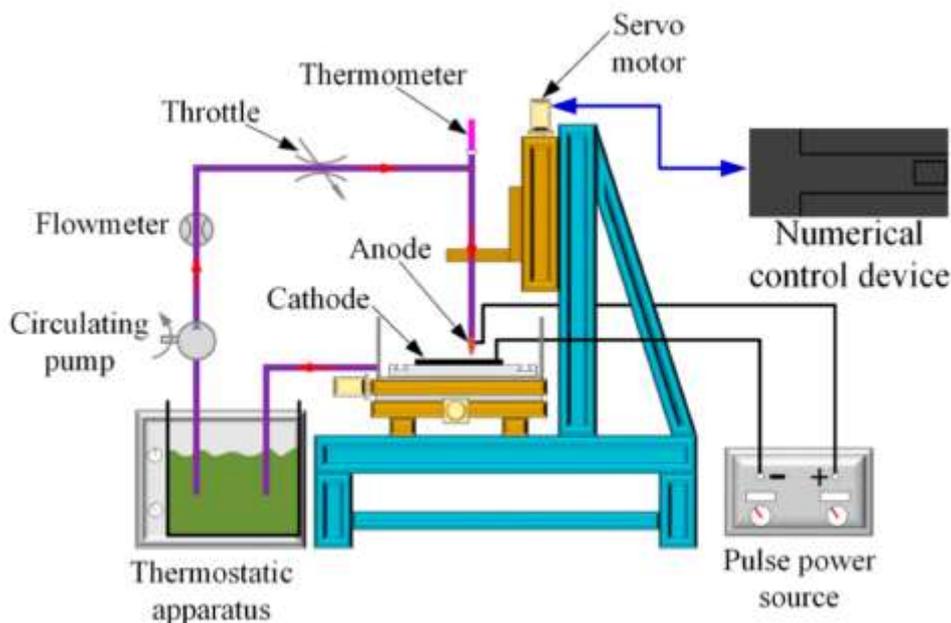


Figure 2 – Schematic of electrodeposition method. Adapted from [14]

As the plating solution flows, electric current is transferred along the stream of fluid to the substrate surface. This enables deposition to occur on the cathode surface where the jet flows over [15]. Jet electrodeposition is a high-speed electroplating technique that provides a wide range of advantages over other coating techniques including: high deposition rate and more efficient grain size refining effect [16].

Electrodeposition parameters for metal and alloy-based composition coatings

The effects of deposition parameters such as current density, bath composition, electrolyte, pH, and temperature on the coating properties can be thoroughly investigated. By adjusting the electrolyte composition and polarization mode (static or pulse, reverse current or potential decrease), electrochemical synthesis technique offers the flexibility to alter component concentration, rate of deposition, and surface condition. In [17], composite coatings of Fe-W-WO₂ and Fe-Mo-MoO₂ were deposited on cast iron substrate by different electrolysis modes from citrate Fe(III)-based bath. The hardening phase of refractory metal oxides is formed directly in the cathode process and is included in the alloy matrix, which helps to increase the uniformity of the distribution of components over the thickness of the coating and its surface. The use of pulse current electrolysis allows obtaining more uniform coatings enriched with alloying components with a smaller amount of adsorbed nonmetallic impurities. Composite Fe-Mo-MoO₂ has a higher corrosion resistance due to the chemical stability of molybdenum and its oxides in environments of various aggressiveness including chloride-containing solutions. The physic-mechanical properties such as microhardness, friction coefficient, and wear resistance of Fe-W-WO₂ composites surpass not only the base material but also the molybdenum-containing coatings. Combination of higher strength characteristics and increased corrosion resistance of composite coatings Fe-W-WO₂ and Fe-Mo-MoO₂ in comparison with cast iron allowed to consider them as promising materials in the technology of surface hardening and restoration of worn surfaces of parts.

As indicated in [18], by adjusting the concentration ratios of iron(III) sulfate and sodium molybdate (tungstate), uniformly brilliant and lustrous deposits of binary Fe-Mo and ternary Fe-Mo-W alloys can be generated from the citrate electrolyte (pH 3–4) in both dc and pulsed mode with current efficiency of 65.0–85.0%. Ternary galvanic alloys of cobalt with molybdenum and zirconium of different composition and morphology are obtained from

polyligand citrate-pyrophosphate electrolyte in a pulsed mode by varying the current density and duration of pulse and pause. It is shown that coatings with micro-globular morphology with low level of stress and cracks are formed at a current density of 4–6 A/dm² and polarization on/off time 2/10 ms [19]. When ternary Fe-Co-W alloys with micro globular surface of different composition were deposited by direct and pulse current from citrate Fe (III) electrolyte, current density and time parameters of pulse electrolysis are shown to be effective tools to control the refractory metals content and electrolysis efficiency, providing increased tungsten content [20]. Electrodeposition of binary and ternary coatings Co-Mo, Co-W and Co-Mo-W from bi-ligand citrate pyrophosphate electrolyte has been investigated in [21] with determination of the effect of both current density amplitude and pulse on/off time on quality, composition and surface morphology of the galvanic alloys resulting in improved physical and mechanical properties of deposits as well as high corrosion resistance.

Functional Properties

Functional properties of metal and alloy-based composition coatings such as corrosion resistance, mechanical properties (coating hardness, adhesion, and wear resistance) as well as electrical and thermal conductivity depend on various factors, including composition, microstructure, and surface morphology. Studies have focused on tailoring these properties to meet specific application requirements.

According to [22], the advantage of coatings with alloys in comparison with individual metals, as well as the realization of synergism during the electrolytic alloy formation, manifest themselves in a change in the microhardness of materials depending on their composition and structure. In a study conducted to analyze influence of the compositions of Fe-Co-Mo, Fe-Co-W, and Co-Mo-W coatings on the corrosion resistance in media with different acidities, it is demonstrated that molybdenum (and tungsten) significantly boosts the coatings' chemical resistance when compared to the substrate material. Simultaneously, an increase in solution pH and the addition of refractory components to the alloy reduce the rate of corrosion [23]. Moreover, in the process of deposition of composite electrolytic coatings, two kinds of adsorption were discovered playing an essential role in the formation of these coatings, namely, the adsorption of dispersed particles on the cathode and the adsorption on the surfaces of these particles in the process of their introduction in the electrolyte. It is also indicated in [24, 25] that when ternary Fe-Co-Mo(W) alloys with micro-globular

surface of different composition were deposited by direct and pulse current from citrate Fe(III) based electrolyte, the current density and time parameters of pulse electrolysis have been shown to be effective tools to control the refractory metals content. Here, the micro-globular surface of the Fe-Co-Mo(W) alloys is caused by refractory metals incorporation. The amorphous-crystalline structure of deposits with coherent-scattering region sizes of the amorphous part of 2–8 nm has been found and the microhardness of the ternary Fe-Co-Mo(W) alloys is about 4–5 times that of the mild steel substrate and has been shown to increase with tungsten incorporation. Moreover, the magnetic characteristics of the amorphous Fe-Co-Mo(W) coatings were measured in dependence of thickness and deposition time supposedly proving that the content of magnetic phase in upper layers of coating is greater than in the bottom ones. In a study where nano-composite electrolytic coatings (nano-CEC) has been applied on steel, corrosion resistance of the substrate was found to be increased substantially [26].

For the creation of mixed oxide systems with varying dopant contents, the composition of citrate-pyrophosphate electrolytes with the inclusion of iron triad metal sulfates was put fort [27, 28]. The formation and properties of oxide films on titanium using plasma electrolytic oxidation with the addition of iron triad metals such as iron, cobalt, and nickel is discussed and explored that composition of citrate-pyrophosphate electrolytes with dopants to create mixed oxide systems focusing on voltage formation of the oxide systems, the corrosion resistance of the coatings, surface development, and catalytic activity of the mixed oxide coatings. The obtained mixed oxide coatings can potentially be used in catalytic purification systems.

Important consumer properties like corrosion resistance, wear resistance, hardness, and other functional properties of coatings of iron (cobalt)-tungsten alloys in environments of different acidity depends on the content of the refractory component, and the increase in corrosion resistance in an acidic

environment is due to the formation of acidic tungsten oxide on the surface [29, 30]. According to the deep corrosion index coatings with Co(Fe)-W alloys with a tungsten content of 20–40 mas. % belong to the group of very resistant, which allows them to be used as protective coatings in corrosive environments, especially weakly acidic. Here, the microhardness of tungsten electrolytic alloys with iron (cobalt) depends on its content and exceeds the characteristics of coatings with individual metals, which allows us to recommend such materials as an alternative to hard chromium coatings. One of the reasons for the increased corrosion resistance and microhardness of coatings with alloys was found to be the formation of a fine-crystalline, and sometimes, X-ray amorphous structure of the surface layers when using non-stationary modes of electrodeposition.

Conclusion

This review has considered electrochemical synthesis and functional properties of metal and alloy-based composition coatings. The concept of electrodeposition as a versatile, cost-effective and widely used environmentally friendly technique for producing metal and alloy coatings is discussed. It is reviewed how this technique can be used to enhance desired properties of substrates such as corrosion resistance, surface hardness and morphology as well as other technical properties. Types of electrodeposition techniques along with their comparative advantages and drawbacks is discussed. Besides, parameters for metal and alloy-based composition coatings such as bath concentration, pH, temperature and electrolyte are reviewed. Finally, the kind of functional properties most widely considered to perform electrochemical synthesis techniques on various substrates are reviewed. Researches indicated that electrodeposition techniques have a lot to offer when it comes to enhancing desired physical and chemical properties of various substrates under controlled parameters.

References

- 1 Martin P. Introduction to surface engineering and functionally engineered materials. – John Wiley & Sons, 2011.
- 2 Mulone A. Characterization of Fe-W alloys electrodeposited from environmentally friendly electrolyte. – Sweden: Chalmers Tekniska Hogskola, 2020.
- 3 Shriram S., et al. Electrodeposition of nanocrystalline nickel—A brief review. //Transactions of the IMF. – 2000. – Vol.78(5). – P. 194-197.
- 4 Safavi M.S., et al. Electrodeposited Ni-Co alloy-particle composite coatings: a comprehensive review. //Surface and Coatings Technology. – 2020. – Vol.382. – P.125153.
- 5 Walsh F.C., Wang S., and Zhou N. The electrodeposition of composite coatings: Diversity, applications and challenges. //Current Opinion in Electrochemistry. – 2020. – Vol.20. – P.8-19.

- 6 Jin H., et al., Efficient fabrication and characterization of Ni-Fe-WC composite coatings with high corrosion resistance //Journal of Materials Research and Technology. – 2022. – Vol.16. – P.152-167.
- 7 Delekar S.D. Advances in Metal Oxides and Their Composites for Emerging Applications. – Elsevier, 2022. – 746 p.
- 8 Ho S.M., et al. A review of nanostructured thin films for gas sensing and corrosion protection. //Mediterranean Journal of Chemistry. – 2018. – Vol. 7(6).
- 9 Bakhit B. and Akbari A. Effect of particle size and co-deposition technique on hardness and corrosion properties of Ni–Co/SiC composite coatings. //Surface and Coatings Technology. – 2012. – Vol.206(23). – P. 4964-4975.
- 10 De Vos M., et al. Tuning the physico-chemical properties of SnSe films by pulse electrodeposition. //Applied Surface Science. – 2023. – Vol.621. – Art.No 156845.
- 11 Yang Y. and Cheng Y. Fabrication of Ni–Co–SiC composite coatings by pulse electrodeposition—Effects of duty cycle and pulse frequency //Surface and Coatings Technology. – 2013. – Vol.216. – P.282-288.
- 12 Doğan F., et al., Pulsed electrodeposition of Ni-B/TiN composites: effect of current density on the structure, mechanical, tribological, and corrosion properties //Journal of Asian ceramic societies. – 2020. – Vol.8(4). – P.1271-1284.
- 13 Gyftou P., Pavlatou E., and Spyrellis N. Effect of pulse electrodeposition parameters on the properties of Ni/nano-SiC composites //Applied surface science. – Vol.2008. – Vol.254(18). – P.5910-5916.
- 14 Li H., et al. Fabrication of Ni–Co–BN (h) nanocomposite coatings with jet electrodeposition in different pulse parameters //Coatings. – 2019. – Vol.9(1). – P.50.
- 15 Deshmukh V.K., Rajput M.S., and Narang H. A systematic review on high speed selective jet electrodeposition manufacturing //World Journal of Engineering. – 2022. – Vol. 21 No. 2. – P.275-292.
- 16 Jin, H., et al., Fabrication and characterization of WC particles reinforced NiFe composite coating by jet electrodeposition. // Surface and Coatings Technology. – 2021. – Vol.421. – At.No 127368.
- 17 Yar-Mukhamedova G., et al. Corrosion and Mechanical Properties of the Fe-W-Wo₂ and Fe-Mo-MoO₂ Nanocomposites. // Advances in Materials Science and Engineering. – 2021. – Vol.2021. – P.1-6.
- 18 Yar-Mukhamedova, G., et al. Iron binary and ternary coatings with molybdenum and tungsten // Applied Surface Science. – 2016. – Vol.383. – P.346-352.
- 19 Yar-Mukhamedova G., Sakhnenko N., and Koziar M. Ternary cobalt-molybdenum-zirconium coatings for alternative energies. // Applied Surface Science. – 2017. – 421. – P.68-76.
- 20 Yermolenko I.Y., et al. Composition, morphology, and topography of galvanic coatings Fe-Co-W and Fe-Co-Mo. // Nanoscale research letters. – 2017. – Vol.12. – P.1-9.
- 21 Yar-Mukhamedova G., Sakhnenko N., and Nenastina T. Electrodeposition and properties of binary and ternary cobalt alloys with molybdenum and tungsten. // Applied Surface Science. – 2018. – Vol.445. – P.298-307.
- 22 Yar-Mukhamedova G., Sakhnenko N., and Nenastina T. Composition electrolytic coatings with given functional properties // in Applied Surface Science. – 2019, IntechOpen.
- 23 Sachanova Y.I., et al. Influence of the contents of refractory components on the corrosion resistance of ternary alloys based on iron and cobalt. // Materials Science. – 2019. – Vol.54. – P.556-566.
- 24 Ved M., et al. Refractory metals influence on the properties of Fe-Co-Mo (W) electrolytic alloys. // Materials Today: Proceedings. – 2019. – Vol.6. – P.121-128.
- 25 Yar-Mukhamedova G., Darisheva A., and Yar-Mukhamedov E.S. Adsorption of the Components of a Chrome-Plating Electrolyte on Dispersed Corundum Particles // Materials Science. – 2019. – Vol.54. – P.907-912.
- 26 Atchibayev R., et al. Effect of deposition temperature on corrosion resistance of nano-CEC. // International Multidisciplinary Scientific GeoConference: SGEM. – 2019. – Vol.19(6.1). – P.167-173.
- 27 Sakhnenko M., et al. Mixed Titania Nano-composite Oxide Coatings with Iron Triad Metals // Materials Today: Proceedings. – 2019. – Vol.6. – P.129-134.
- 28 Yar-Mukhamedova G., et al. Research on the improvement of mixed titania and Co (Mn) oxide nano-composite coatings // IOP Conference Series: Materials Science and Engineering. – 2018. – Vol.369. – Art.No012019.
- 29 Yar-Mukhamedova G., et al. Nanostructured conversion coatings on aluminum alloys for ecologic catalysis. // International Multidisciplinary Scientific GeoConference: SGEM. – 2019. – Vol.19(6.1). – P.311-317.
- 30 Yar-Mukhamedova G., et al. ANN simulation of nanocomposites Fe (Co)-W corrosion resistance. // International Multidisciplinary Scientific GeoConference: SGEM. – 2019. – Vol.19(6.1). – P.19-25.

References

- 1 P. Martin, Introduction to surface engineering and functionally engineered materials, (John Wiley & Sons, 2011).
- 2 A. Mulone, Characterization of Fe-W alloys electrodeposited from environmentally friendly electrolyte, (Chalmers Tekniska Hogskola, Sweden, 2020).
- 3 S. Shriram, et al., Transactions of the IMF, 78(5), 194-197 (2000).
- 4 M.S. Safavi, et al., Surface and Coatings Technology, 382, 125153 (2020).
- 5 F.C. Walsh, S. Wang, and N. Zhou, Current Opinion in Electrochemistry, 20, 8-19 (2020).
- 6 H. Jin, et al., Journal of Materials Research and Technology, 16, 152-167 (2022).

- 7 S.D. Delekar, *Advances in Metal Oxides and Their Composites for Emerging Applications*, (Elsevier, 2022).
- 8 S.M. Ho, et al., *Mediterranean Journal of Chemistry*, 7(6) (2018).
- 9 B. Bakhit, and A. Akbari, *Surface and Coatings Technology*, 206(23), 4964-4975 (2012).
- 10 M. De Vos, et al., *Applied Surface Science*, 621, 156845 (2023).
- 11 Y. Yang and Y. Cheng, *Surface and Coatings Technology*, 216, 282-288 (2013).
- 12 F. Doğan, et al., *Journal of Asian ceramic societies*, 8(4), 1271-1284 (2020).
- 13 P. Gyftou, E. Pavlatou, and N. Spyrellis, *Applied surface science*, 254(18), 5910-5916 (2008).
- 14 H. Li, et al., *Coatings*, 9(1), 50 (2019).
- 15 V.K. Deshmukh, M.S. Rajput, and H. Narang, *World Journal of Engineering*, 1(2), 275-292 (2022).
- 16 H. Jin, et al., *Surface and Coatings Technology*, 421, 127368 (2021).
- 17 G. Yar-Mukhamedova, et al., *Advances in Materials Science and Engineering*, 2021, 1-6 (2021).
- 18 G. Yar-Mukhamedova, et al., *Applied Surface Science*, 383, 346-352 (2016).
- 19 G. Yar-Mukhamedova, N. Sakhnenko, and M. Koziar, *Applied Surface Science*, 421, 68-76 (2017).
- 20 I.Y. Yermolenko, et al., *Nanoscale research letters*, 12, 1-9 (2017).
- 21 G. Yar-Mukhamedova, N. Sakhnenko, and T. Nenastina, *Applied Surface Science*, 445, 298-307 (2018).
- 22 G. Yar-Mukhamedova, N. Sakhnenko, and T. Nenastina, *Applied Surface Science*. IntechOpen. (2019).
- 23 Y.I. Sachanova, et al., *Materials Science*, 54, 556-566 (2019).
- 24 M. Ved, et al., *Materials Today: Proceedings*, 6, 121-128 (2019).
- 25 G. Yar-Mukhamedova, A. Darisheva, and E.S. Yar-Mukhamedov, *Materials Science*, 54, 907-912 (2019).
- 26 R. Atchibayev, et al., *Intern. Multidisciplinary Scientific GeoConference: SGEM*, 19(6.1), 167-173 (2019).
- 27 M. Sakhnenko, et al., *Materials Today: Proceedings*, 6, 129-134 (2019).
- 28 G. Yar-Mukhamedova, et al., *IOP Conference Series: Materials Science and Engineering*, 369 012019 (2018).
- 29 G. Yar-Mukhamedova, et al., *Intern. Multidisciplinary Sc. GeoConference: SGEM*, 19(6.1), 311-317 (2019).
- 30 G. Yar-Mukhamedova, et al., *Intern. Multidisciplinary Sc. GeoConference: SGEM*, 19(6.1), 19-25 (2019).

Article history:

Received 2 March 2024

Accepted 17 March 2024

Мақала тарихы:

Түсті – 02.03.2024

Қабылданды – 17.03.2024

Information about authors:

1. **Daniel M. Zelele** (corresponding author) – PhD student, Wrocław University of Science and Technology (Poland, Wrocław, email: danielmekonnanz@gmail.com).

2. **Malgorzata Rutkowska-Gorczyca** – Wrocław University of Science and Technology (Poland, Wrocław, email: malgorzata.rutkowska-gorczyca@pwr.edu.pl).

Авторлар туралы мәлімет:

1. **Дэниел М. Зелеле** (автор корреспондент) – PhD студент, Вроцлав ғылым және технология университеті (Польша, Вроцлав қ., email: danielmekonnanz@gmail.com).

2. **Малгожата Рутковска-Горчица** – Вроцлав ғылым және технология университеті (Польша, Вроцлав қ., email: malgorzata.rutkowska-gorczyca@pwr.edu.pl).

И.Е. Кенжина^{1*} , А.Л. Козловский^{1,2} , А.У. Толенова¹ 

¹Казахский национальный исследовательский технический университет им. К.И. Сатпаева, Казахстан, г.Алматы

²Институт ядерной физики, Казахстан, г.Алматы

*e-mail: kenzhina@physics.kz

ИЗУЧЕНИЕ ВЛИЯНИЯ РАЗМЕРНЫХ ЭФФЕКТОВ В $x\text{Si}_3\text{N}_4 - (1-x)\text{ZrO}_2$ КЕРАМИКАХ, ПОЛУЧЕННЫХ ТВЕРДОФАЗНЫМ МЕТОДОМ НА ПРОЧНОСТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Данное исследование посвящено изучению влияния вариации концентрации компонент композиционных керамик типа $x\text{Si}_3\text{N}_4 - (1-x)\text{ZrO}_2$ и условий механохимического перемалывания на упрочнение керамик при их изготовлении. В результате проведенных исследований была отработана технология получения композиционных керамик типа $x\text{Si}_3\text{N}_4 - (1-x)\text{ZrO}_2$ с применением метода механохимического твердофазного синтеза. Получение керамик было осуществлено с применением метода механоактивации исходных компонент нитрида кремния и оксида циркония, путем механического перемалывания с целью достижения однородной смеси, которая в последствие отжигалась в кислородосодержащей среде. При этом вариация различными размерами зерен, изменение которых связано не только с изменениями условий перемалывания, но и концентрацией соотношения исходных компонент. С применением методов оценки прочностных параметров (метода индентирования) было определено влияние условий перемалывания на изменение размерных факторов, а также эффективность упрочнения. Основываясь на проведенных исследованиях можно сделать вывод о том, что использование механохимического твердофазного перемалывания путем варьирования скорости перемалывания (измельчения) приводит к возможности управления размерными эффектами при получении композиционных $x\text{Si}_3\text{N}_4 - (1-x)\text{ZrO}_2$ керамик. При этом варьируя условия перемалывания (скорость помола), а также концентрацию исходных компонент в составе $x\text{Si}_3\text{N}_4 - (1-x)\text{ZrO}_2$ керамик можно получить высокопрочные керамики, которые обладают высокой устойчивостью к внешним воздействиям.

Ключевые слова: инертные матрицы, дисперсное ядерное топливо, керамики, упрочнение, механохимический синтез.

I.E. Kenzhina^{1*}, A.L. Kozlovkiy^{1,2}, A.U. TolenoVA¹

¹Satbayev University, Kazakhstan, Almaty

²Institute of Nuclear Physics, Kazakhstan, Almaty

*e-mail: kenzhina@physics.kz

Study of the influence of size effects in $x\text{Si}_3\text{N}_4 - (1-x)\text{ZrO}_2$ ceramics obtained by solid-phase method on strength characteristics

This research is focused on studying the influence of variation of component concentration of $x\text{Si}_3\text{N}_4 - (1-x)\text{ZrO}_2$ type composite ceramics and conditions of mechanical-chemical grinding on the hardening of ceramics during their fabrication. As a result of the conducted research, the technology of obtaining composite ceramics of $x\text{Si}_3\text{N}_4 - (1-x)\text{ZrO}_2$ type using the method of mechanical-chemical solid-phase synthesis was worked out. Obtaining ceramics was implemented using the method of mechanical activation of the initial components of silicon nitride and zirconium oxide, by mechanical grinding to achieve a homogeneous mixture, which was subsequently annealed in an oxygen-containing environment. In this case, the variation by different grain sizes, the change of which is associated not only with changes in the grinding conditions, but also the concentration of the ratio of the initial components. Using the methods of strength parameter estimation (indentation method), the influence of grinding conditions on the variation of dimensional factors, as well as the effectiveness of hardening was determined. Based on the conducted studies, it can be concluded that the use of mechanical-chemical solid-phase grinding by varying the speed of grinding (milling) leads to the control of dimensional effects in obtaining composite $x\text{Si}_3\text{N}_4 - (1-x)\text{ZrO}_2$ ceramics. By varying the grinding conditions

(grinding speed), as well as the concentration of initial components in the composition of $x\text{Si}_3\text{N}_4 - (1-x)\text{ZrO}_2$ ceramics, it is possible to obtain high-strength ceramics, which have high resistance to external influences.

Keywords: inert matrices, dispersed nuclear fuel, ceramics, hardening, mechanochemical synthesis.

И.Е. Кенжина^{1*}, А.Л. Козловский^{1,2}, А.У. Толенова¹

¹Қ.И. Сәтбаев а. Қазақ ұлттық зерттеу техникалық университеті., Қазақстан, Алматы қ.

²Ядролық физика институты, Қазақстан, Алматы қ.

*e-mail: kenzhina@physics.kz

Қатты фазалық әдіспен алынған $x\text{Si}_3\text{N}_4 - (1-x)\text{ZrO}_2$ керамикасындағы өлшемдік әсерлердің беріктік сипаттамаларына әсерін зерттеу

Бұл зерттеу $x\text{Si}_3\text{N}_4 - (1-x)\text{ZrO}_2$ типті композициялық керамика компоненттерінің концентрациясының өзгеруінің және оларды жасау кезінде керамиканы қатайтуға механохимиялық ұнтақтау жағдайларының әсерін зерттеуге арналған. Жүргізілген зерттеулер нәтижесінде механохимиялық қатты фазалы синтез әдісін қолдана отырып, $x\text{Si}_3\text{N}_4 - (1-x)\text{ZrO}_2$ типті композициялық керамика алу технологиясы пысықталды. Керамика алу кремний нитридінің және цирконий оксидінің бастапқы компоненттерін механикалық белсендіру әдісін қолдана отырып, нәтижесінде құрамында оттегі бар ортада күйдірілген біртекті қоспаға қол жеткізу үшін механикалық ұнтақтау арқылы жүзеге асырылды. Бұл жағдайда дөңдердің әртүрлі мөлшерінің өзгеруі, олардың өзгеруі тек ұнтақтау жағдайларының өзгеруімен ғана емес, сонымен қатар бастапқы компоненттердің арақатынасының концентрациясымен де байланысты. Беріктік параметрлерін бағалау әдістерін (индекстеу әдісі) қолдана отырып, ұнтақтау жағдайларының өлшем факторларының өзгеруіне әсері, сондай-ақ қатаю тиімділігі анықталды. Жүргізілген зерттеулерге сүйене отырып, ұнтақтау (ұсақтау) жылдамдығын өзгерту арқылы механохимиялық қатты фазалы ұнтақтауды қолдану композициялық $x\text{Si}_3\text{N}_4 - (1-x)\text{ZrO}_2$ керамикасын алу кезінде өлшемдік эффектілерді басқару мүмкіндігіне әкеледі деген қорытынды жасауға болады. Сонымен қатар, ұнтақтау жағдайларын (ұнтақтау жылдамдығы), сондай-ақ $x\text{Si}_3\text{N}_4 - (1-x)\text{ZrO}_2$ керамикасының құрамындағы бастапқы компоненттердің концентрациясын өзгерте отырып, сыртқы әсерлерге жоғары төзімділігі бар жоғары беріктігі бар керамика алуға болады.

Түйін сөздер: инертті матрицалар, дисперсті ядролық отын, керамика, қатайту, механохимиялық синтез.

Введение

Одним из преимуществ использования дисперсного ядерного топлива с инертными керамическими матрицами является возможность повышения степени выгорания ядерного топлива, а также увеличение температуры активной зоны [1,2]. При этом, концепция развития ядерно-энергетических установок в последние годы направлена на поиск технологических решений, связанных с переходом от традиционных ТВЭЛов на дисперсное ядерное топливо с возможностью использования диоксида урана или плутония в качестве делящегося материала. Преимущества использования дисперсного ядерного топлива, в котором делящийся материал (диоксид урана или плутония) равномерно размещены в керамической инертной матрице, заключаются в следующем. Во-первых, равномерное распределение делящегося материала в матрице позволяет более эффективно отводить тепло, что способствует увеличению эффективности

теплообмена, а также повышению термической стабильности активной зоны [3,4]. Во-вторых, возможность изменения концентрации делящегося ядерного материала при размещении его в дисперсной матрице позволяет лучше контролировать и регулировать мощность реактора, а также управлять процессами деления. В-третьих, в большинстве случаев технологические решения, связанные с изготовлением инертных матриц для дисперсного ядерного топлива, требуют значительно меньше энерго- и ресурсозатрат, чем в случае изготовления традиционных ТВЭЛов, что снижает стоимость изготовления, а также повышает экономическую целесообразность использования таких материалов [5,6]. Также стоит отметить, что переход на дисперсное ядерное топливо позволяет повысить безопасность активной зоны, а также предотвратить риск аварий в случае перегрева или механического давления за счет высокой прочности и хороших теплофизических

параметров используемых керамических материалов в качестве инертных матриц [7].

Однако, несмотря на большое количество преимуществ использования керамических материалов в качестве инертных матриц для создания дисперсного ядерного топлива, остается ряд нерешенных вопросов, на устранение которых направлено большое количество научных исследований во всем мире.

В первую очередь, при выборе материалов для создания инертных матриц необходимо учитывать большое количество факторов, касающихся используемых материалов, в частности, оксидных, карбидных или нитридных керамик, которые в большинстве случаев обладают высокой прочностью, но при этом низкой теплопроводностью, что требует дополнительного учета при проектировании дисперсного топлива [8-10]. Во-вторых, при изготовлении инертных матриц, в последние несколько лет упор делается на поиск наиболее эффективных композиций, представляющих собой совмещение оксидных, карбидных или нитридных компонент, а также различных вариаций. Использование подобных совмещений различных компонент позволяет получать композиционные керамики с высокими показателями твердости, прочности и устойчивости к трещинообразованию, а также достаточно перспективными показателями теплопроводящих характеристик [11,12]. В-третьих, при совмещении вариаций различных компонент большое внимание следует уделять радиационной стойкости инертной матрицы, от показателей которых зависит срок эксплуатации дисперсного топлива, а также всего топливного цикла.

Материалы и методы исследования

Синтез высокопрочных композиционных керамик на основе соединений нитрида кремния (Si_3N_4) и диоксида циркония (ZrO_2) был произведен с применением метода механохимического твердофазного перемалывания в планетарной мельнице PULVERISETTE 6 classic line (Fritsch, Berlin, Germany). Вариация состава композиционных керамик типа $x\text{Si}_3\text{N}_4 - (1-x)\text{ZrO}_2$, проводилась в диапазоне от $x=0.1$ до $x=0.5$. После механохимического перемалывания при различных условиях $x\text{Si}_3\text{N}_4 - (1-x)\text{ZrO}_2$ керамики были подвергнуты термическому спеканию в муфельной печи SNOL-term (SNOL, Tver, Russia) при температуре 1500°C в течение 5 часов при скорости нагрева $20^\circ\text{C}/\text{мин}$. После выдержки

образцов при заданном режиме термического спекания образцы остывали вместе с печью до достижения комнатной температуры в течение 24 часов. Данные условия были выбраны с целью избегания процессов быстрой закалки и растрескивания образцов, которые могут возникнуть при резком вынимании на воздух разогретых образцов.

Выбор компоненты Si_3N_4 обусловлен высокими показателями прочности данного типа керамик, которые используются в качестве одного из перспективных высокопрочных материалов в ядерной энергетике, в частности, в качестве материалов для первых стенок ядерного реактора или же материалов топливных элементов, способных сдерживать большой поток радиации. Выбор компоненты ZrO_2 обусловлен возможностью получения высокопрочных керамик, обладающих высокой устойчивостью к термическому расширению и коррозионной стойкости, а также высокой совместимостью диоксида циркония с другими типами конструкционных материалов, что позволяет использовать его в качестве материалов инертных матриц дисперсного ядерного топлива. Для получения однородных по составу композиционных керамик, а также возможности изменения размеров зерен, получаемых керамик, условия механохимического перемалывания варьировались от 200 до 600 оборот/мин с шагом 100 оборот/мин, время перемалывания составляло 4 часа. При этом в ходе проведения механохимического перемалывания проводился контроль за температурой в мелющем стакане, с целью избегания процессов холодного сваривания образцов керамик, а также инициализации процессов фазовых трансформаций, вызванных механическим воздействием и термическим разогревом. В основе гипотезы, связанной с изменениями размеров зерен при вариации изменений условий механохимического перемалывания (скорости помола) лежит предположение о том, что при увеличении интенсивности воздействия мелющих тел на порошки процессы их раздробления будут протекать более интенсивней, при этом само дробление может привести к уменьшению размеров зерен (вплоть до наноразмерных масштабов).

Для определения среднего размера зерен в результате механоактивации в зависимости от вариации условий перемалывания был применен метод оптической лазерной дифракции, использующейся для установления динамических параметров размеров и формы зерен, диспергированных в водном растворе. Для

проведения измерений был использован анализатор частиц ANALYSETTE 22 NeXT Nano (Fritsch, Берлин, Германия).

Оценка величины объемного вклада границ зерен (f), характеризующей влияния размерных факторов на упрочнение производилась с использованием формулы (1)

$$f = \frac{3\zeta(D - \zeta)^2}{D^3}, (1)$$

где ζ – величина границы размера зерна, D – размер зерна.

Для измерений использовался микротвердомер Duroline M1 (Metkon, Бурса, Турция), в качестве индентера использовалась алмазная пирамида Виккерса, нагрузка на индентер составляла 100 Н. Количество измерений на каждом образце составляло порядка 25 – 30 индентирований, которые проводились согласно стандартной методике: «настройка высоты образца → нагрузка образца индентером в течение 15 сек → измерение полученного отпечатка и определение значений твердости». При этом измерения проводились с учетом фактора недопущения перекрытия отпечатков индентера, чтобы избежать влияния областей растрескивания вблизи индентера на последующие измерения.

Результаты и обсуждение

На рисунке 1 представлены результаты изменений среднего размера зерен исследуемых композиционных $x\text{Si}_3\text{N}_4 - (1-x)\text{ZrO}_2$ керамик при вариации условий механохимического перемалывания.

Как видно из представленных данных, вариация условий помола приводит к двум типам изменений в $x\text{Si}_3\text{N}_4 - (1-x)\text{ZrO}_2$ керамиках в зависимости от концентрации выбранных компонент в составе. Первый тип изменений связан с уменьшением размеров зерен при увеличении скорости помола с 200 до 400 оборот/мин, что приводит к незначительному снижению размеров зерен (не более 10 – 15 %) для всех исследуемых концентраций. При этом наиболее выраженные данные изменения в размерах зерен наблюдаются для образцов, в которых концентрация Si_3N_4 превышает более 0.3 М. В этом случае снижение размеров зерен может быть объяснено процессами фазовых трансформаций которые происходят при высоких концентрациях Si_3N_4 . Второй тип изменений в размерах зерен наблюдается при увеличении скорости помола с 400 до 500 – 600 оборот/мин,

при которых наблюдается резкое снижение среднего значения размеров зерен с 330 – 350 нм до 200 – 250 нм при концентрациях Si_3N_4 равной 0.0 - 0.25 М и резкого уменьшения размеров зерен до 100 – 150 нм для образцов керамик с концентрацией Si_3N_4 выше 0.25 М. В этом случае уменьшение среднего размера зерен происходит за счет двух равновероятных эффектов: 1) увеличение скорости помола, приводящему к более выраженной деструкции крупных зерен и их дроблению и 2) увеличение концентрации Si_3N_4 приводит к более интенсивным процессам фазовых и структурных трансформаций при высокоскоростном механическом воздействии. При этом анализируя влияние изменений условий перемалывания в случае образцов с различными концентрациями Si_3N_4 в композиционных керамиках можно сделать вывод о том, что при изменении условий перемалывания (в частности, скорости измельчения) механохимическое твердофазное воздействие мелющих шаров приводит к дроблению зерен с 350 до 100 - 200 нм, при этом наиболее выраженные изменения размеров зерен наблюдаются при концентрациях Si_3N_4 выше 0.25 М при высоких скоростях помола, что в свою очередь дает возможность получения ультрамелкодисперсных керамик с малыми размерами зерен (D), что в дальнейшем может обеспечить упрочнение за счет размерных факторов и высокой дислокационной плотности.

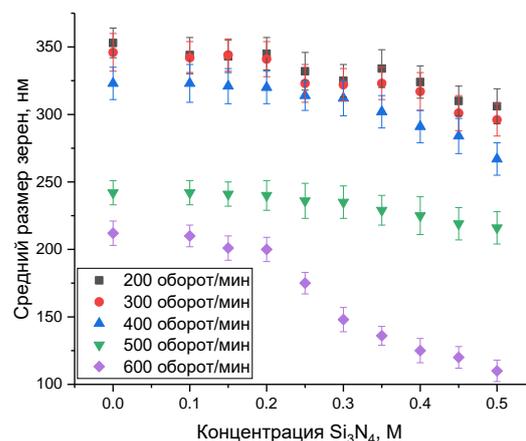


Рисунок 1 – Результаты оценки среднего размера зерен $x\text{Si}_3\text{N}_4 - (1-x)\text{ZrO}_2$ керамик в зависимости от вариации условий механохимического перемалывания

Как известно, уменьшение размеров зерен, приводит к увеличению количества границ зерен, а также дислокационной плотности (δ), которая обратна пропорциональна величине D^2 . Из чего следует, что уменьшение размеров зерен приводит к увеличению дислокационной

плотности, изменение которой наиболее проявляется для мелкодисперсных керамик. На рисунке 2 представлены результаты изменения дислокационной плотности $x\text{Si}_3\text{N}_4 - (1-x)\text{ZrO}_2$ керамик в зависимости от условий перемалывания и изменений концентрации компонент в составе.

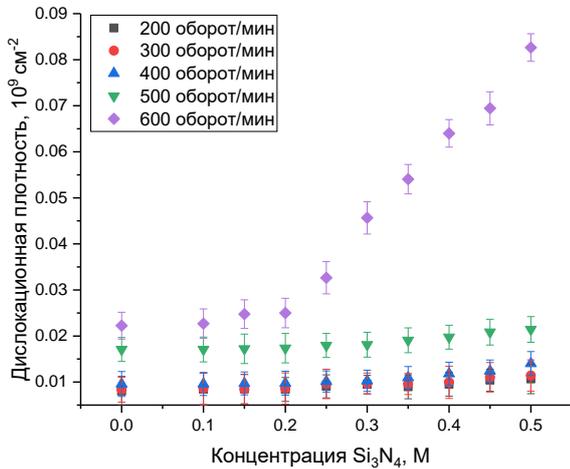


Рисунок 2 – Результаты изменения дислокационной плотности $x\text{Si}_3\text{N}_4 - (1-x)\text{ZrO}_2$ керамик в зависимости от вариации условий получения

Общий вид представленных данных изменений дислокационной плотности имеет хорошее согласие с данными изменения размеров зерен, а также наиболее выраженные изменения дислокационной плотности наблюдаются для образцов $x\text{Si}_3\text{N}_4 - (1-x)\text{ZrO}_2$ керамик, полученных при скорости помола 600 оборот/мин, для которых при концентрациях Si_3N_4 выше 0.25 М наблюдается резкое уменьшение размеров зерен и как следствие увеличение дислокационной плотности более чем в 2.5 – 4 раза по сравнению с ZrO_2 керамиками без добавления Si_3N_4 .

На рисунке 3 представлены результаты оценки изменения величины объемного вклада границ зерен (f), величина которого является одним из важных факторов в упрочнении керамик наравне с дислокационной плотностью, так как в случае большого количества границ зерен, их вклад может оказать упрочняющий эффект при внешних воздействиях на образе (механических, радиационных, коррозионных).

Как видно из представленных данных, изменения величины (f) имеет схожий характер, что и изменение величины дислокационной плотности в зависимости от условий вариации перемалывания керамик, и концентрации компонент, что свидетельствует о том, что

данные факторы могут оказать равновероятное влияние на изменение упрочнения керамик при механических воздействиях. При этом наибольшее изменение величины (f), как и в случае изменений дислокационной плотности наблюдается при максимальной скорости перемалывания (600 оборот/мин) при высоких концентрациях Si_3N_4 (более 0.25 М).

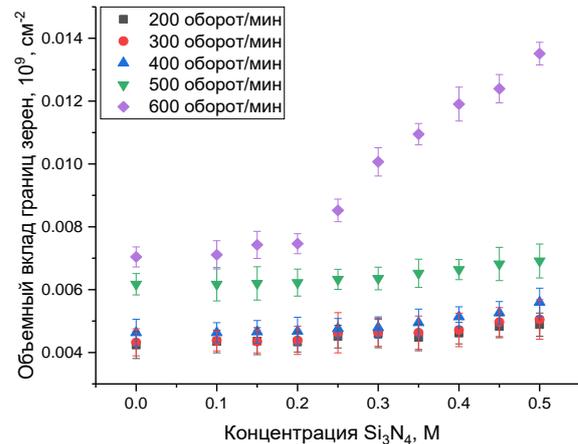


Рисунок 3 – Результаты изменения величины объемного вклада границ зерен (f) в зависимости от изменения условий получения $x\text{Si}_3\text{N}_4 - (1-x)\text{ZrO}_2$ керамик

Ключевыми важными характеристиками, определяющими потенциал применения керамических материалов в качестве конструкционных материалов, являются их прочностные свойства. Как известно, диоксид циркония и нитрид кремния обладают одними из наиболее высоких значений твердости среди оксидных и нитридных керамик, а также высокой устойчивостью к растрескиванию при механическом воздействии, что позволяет использовать их в качестве основы для тугоплавких материалов, которые эксплуатируются в условиях повышенных механических нагрузок, а также внешних воздействий.

На рисунке 4 представлены результаты оценки изменения значений твердости композиционных $x\text{Si}_3\text{N}_4 - (1-x)\text{ZrO}_2$ керамик измеренные методом индентирования.

Как видно из представленных данных, изменение твердости характеризуется двумя типами изменений, которые связаны как с вариацией состава $x\text{Si}_3\text{N}_4 - (1-x)\text{ZrO}_2$ керамик (при изменении концентрации компонент), так и изменениями скорости помола (вариация которой, как было показано на рисунке 3.1 приводит к изменению размеров зерен). При этом,

в случае исходных ZrO_2 керамик, изменение твердости составляет порядка 10–20 % при вариации скорости помола (изменения размеров зерен) обусловлено размерными эффектами (изменениями дислокационной плотности и объемной доли границ зерен), так как в данном случае изменений, связанных с вариацией компонент или фазовых трансформаций нет. Согласно полученным данным видно, что увеличение концентрации Si_3N_4 в составе керамик, вне зависимости от скорости перемалывания наблюдается увеличение значений твердости, что обусловлено более высокими значениями твердости Si_3N_4 керамик (порядка 800–900 HV). Данный эффект может быть объяснен наличием межфазных границ при спекании двухкомпонентных керамик, формирование которых наравне с размерными эффектами оказывают положительный эффект на упрочнение керамик.

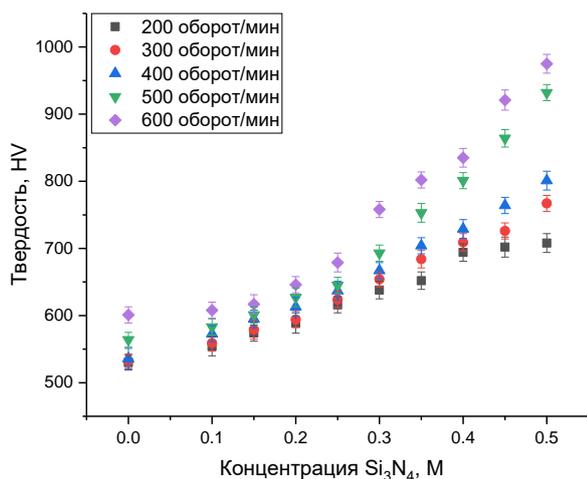


Рисунок 4 – Результаты изменения твердости в зависимости от условий вариации получения $x\text{Si}_3\text{N}_4 - (1-x)\text{ZrO}_2$ керамик

На основе изменений значений твердости $x\text{Si}_3\text{N}_4 - (1-x)\text{ZrO}_2$ керамик в сравнении со значениями твердости, полученными для ZrO_2 керамик, перемолотых и отожженных при тех же условиях (в случае когда $x = 0$ M), были рассчитаны значения эффективности упрочнения керамик, величина которой представлена на рисунке 5.

Как видно из представленных данных, максимальное упрочнение в $x\text{Si}_3\text{N}_4 - (1-x)\text{ZrO}_2$ керамиках достигается при совокупности двух факторов: при больших концентрациях Si_3N_4 , а также при изменении скорости перемалывания. При этом влияние скорости перемалывания

наиболее проявляется только в случае высоких скоростей (500 – 600 оборот/мин), а также при больших концентрациях Si_3N_4 (более 0.25 M). При этом максимальная величина упрочнения составляет порядка 50 – 70 %, что свидетельствует о достаточно высоких изменениях прочностных характеристик керамик, которые наиболее выражены для больших концентраций Si_3N_4 , что помимо размерных эффектов приводит к формированию межфазных границ, наличие которых также приводит к упрочнению.

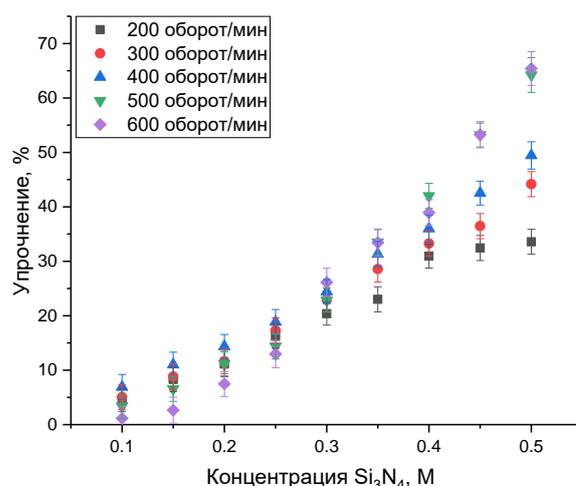
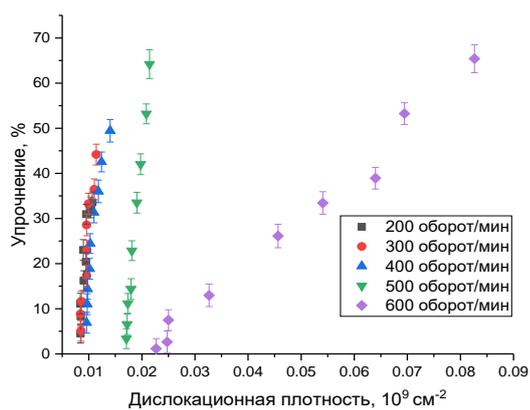


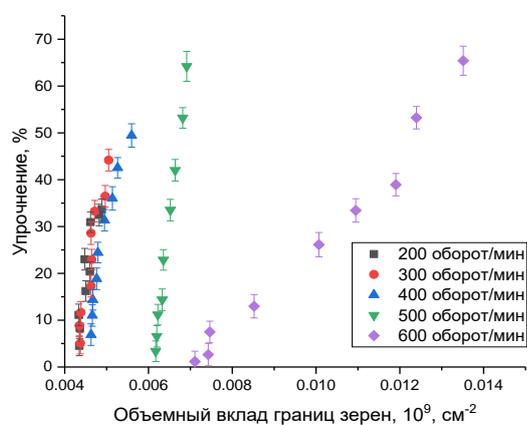
Рисунок 5 – Результаты упрочнения керамик в зависимости от условий вариации получения $x\text{Si}_3\text{N}_4 - (1-x)\text{ZrO}_2$ керамик

Одними из ключевых факторов, влияющих на упрочнение $x\text{Si}_3\text{N}_4 - (1-x)\text{ZrO}_2$ керамик, полученных при различных условиях перемалывания, изменение которых приводит к вариации размеров зерен, могут играть эффекты, связанные с дислокационной плотностью и объемным вкладом границ зерен, изменение которых напрямую связано с изменениями размеров получаемых зерен. На рисунке 6 представлены результаты оценки влияния размерных факторов (дислокационной плотности и объемного вклада границ зерен) на упрочнение полученных $x\text{Si}_3\text{N}_4 - (1-x)\text{ZrO}_2$ керамик.

Как видно из представленных данных, оба фактора (дислокационная плотность и объемный вклад границ зерен) имеют равновероятное влияние на упрочнение, при этом наиболее выражены данные изменения наблюдаются при изменении концентрации компонент керамик, что приводит также к формированию межфазных границ, наличие которых также приводит к упрочнению и увеличению устойчивости к внешним воздействиям (механическим).



а)



б)

а) Зависимость изменения степени упрочнения от дислокационной плотности; б) Зависимость изменения степени упрочнения от величины объемного вклада границ зерен.

Рисунок 6 – Результаты оценки влияния размерных факторов (дислокационной плотности и объемного вклада границ зерен) на упрочнение

Основываясь на проведенных исследованиях можно сделать вывод о том, что использование механохимического твердофазного перемалывания путем варьирования скорости перемалывания (измельчения) приводит к возможности управления размерными эффектами при получении композиционных $x\text{Si}_3\text{N}_4 - (1-x)\text{ZrO}_2$ керамик. При этом варьируя условия перемалывания (скорость помола), а также концентрацию исходных компонент в составе

$x\text{Si}_3\text{N}_4 - (1-x)\text{ZrO}_2$ керамик можно получить высокопрочные керамики, которые обладают высокой устойчивостью к внешним воздействиям.

Заключение

В ходе исследований, связанных с обработкой режимов получения композиционных $x\text{Si}_3\text{N}_4 - (1-x)\text{ZrO}_2$ керамик с применением метода механохимического твердофазного перемалывания и последующего термического спекания при вариации условий получения (изменений скорости перемалывания и концентрации компонент) были получены следующие результаты. При изменении скорости перемалывания было установлено, что наиболее выраженные изменения морфологических особенностей $x\text{Si}_3\text{N}_4 - (1-x)\text{ZrO}_2$ керамик наблюдаются при скоростях перемалывания 500 – 600 оборот/мин, для которых наблюдается более чем 1.5-2.5 – кратное уменьшение размеров зерен, которое приводит к увеличению дислокационной плотности и объемной доли границ зерен. При этом наиболее выраженные размерные эффекты (уменьшение размеров зерен) наблюдаются для $x\text{Si}_3\text{N}_4 - (1-x)\text{ZrO}_2$ керамик с концентрацией Si_3N_4 равной 0.25 – 0.5 М. В ходе измерений прочностных характеристик было установлено, что ключевую роль в упрочнении играют размерные эффекты (изменение дислокационной плотности и концентрации объемного вклада границ зерен), увеличение которых приводит к более чем 1.5 – кратному увеличению значений твердости образцов керамик. Также на изменение твердости $x\text{Si}_3\text{N}_4 - (1-x)\text{ZrO}_2$ керамик оказывает влияние изменение соотношения концентраций компонент, согласно которым увеличение весового вклада Si_3N_4 приводит к увеличению упрочнения керамик, которое наиболее проявлено при высоких концентрациях Si_3N_4 .

Благодарность

Данная работа выполнена в рамках программно-целевого финансирования (программа No. BR21882237 «Разработка и исследование перспективных композиционных материалов для энергетики и топливного цикла») при поддержке Комитета науки Министерства науки и высшего образования РК.

Литература

- 1 Capps N., Schappel D., Nelson A. Initial development of an RIA envelope for dispersed nuclear fuel //Annals of Nuclear Energy. – 2020. – Vol.148. – P.107719.
- 2 Lee W. E. et al. Nuclear applications for ultra-high temperature ceramics and MAX phases //Ultra-High Temperature Ceramics: Materials for Extreme Environment Applications. – 2014. – P.391-415.

- 3 Mistarihi Q. M. et al. Thermal conductivity of Mo-reinforced ZrO₂ composites fabricated by spark plasma sintering for inert matrix fuels //Materials & Design. – 2017. – Vol.134. – P.476-485.
- 4 Liu Y., Alberga M., Wu Y. Spark plasma sintering of oxides and carbide dispersed zirconia inert matrix fuels //Ceramics International. – 2014. – Vol.40. – №.4. – P.5313-5320.
- 5 Cheng T., Baney R. H., Tulenko J. The feasibility of using molten carbonate corrosion for separating a nuclear surrogate for plutonium oxide from silicon carbide inert matrix //Journal of nuclear materials. – 2010. – Vol.405, №. 2. – P.126-130.
- 6 Hayes J. R., Grosvenor A. P., Saoudi M. Investigation of the Thermal Stability of Nd_xSc_yZr_{1-x-y}O_{2-δ} Materials Proposed for Inert Matrix Fuel Applications //Inorganic Chemistry. – 2016. – Vol.55. – №.3. – P.1032-1043.
- 7 Hedberg M. Production and Characterization of ZrN and PuN Materials for Nuclear Fuel Applications. Thesis for the Degree of Doctor of Philosophy // Department of Chemistry and Chemical Engineering, CHALMERS UNIVERSITY OF TECHNOLOGY, Gothenburg, Sweden. – 2016. – 104 p.
- 8 Frost B. R. T. Nuclear Fuel Elements: design, fabrication and performance. – Elsevier, 2013. – 275 p.
- 9 Cramer C. L. et al. Additive manufacturing of ceramic materials for energy applications: Road map and opportunities //Journal of the European Ceramic Society. – 2022. – Vol.42. – №. 7. – P.3049-3088.
- 10 Xiang F. et al. A new method to simulate dispersion plate-type fuel assembly in a multi-physics coupled way //Annals of Nuclear Energy. – 2022. – Vol.166. – P.108734.
- 11 Hou M., Zhou X., Liu B. Beryllium oxide utilized in nuclear reactors: Part I: Application history, thermal properties, mechanical properties, corrosion behavior and fabrication methods //Nuclear Engineering and Technology. – 2022. – Vol.54. – Iss.12. – P.4393-4411.
- 12 Vignesh S. et al. Mechanical loading and tribological studies on boron carbide (B₄C) and lead (Pb) particles dispersed epoxy-based multilayered composites //Advances in Materials Sc and Eng. – 2022. – Vol. 2022. – P.1-10.

References

- 1 N. Capps, D. Schappel, A. Nelson, Annals of Nuclear Energy, 148, 107719 (2020).
- 2 W.E. Lee, et al., Ultra-High Temperature Ceramics: Materials for Extreme Environment Applications, 391-415 (2014).
- 3 Q.M. Mistarihi, et al., Materials & Design, 134, 476-485 (2017).
- 4 Y. Liu, M. Alberga, Y. Wu, Ceramics International, 40 (4), 5313-5320 (2014).
- 5 T. Cheng, R.H. Baney, J. Tulenko, Journal of nuclear materials, 405 (2), 126-130 (2010).
- 6 J.R. Hayes, A.P. Grosvenor, M. Saoudi, Inorganic Chemistry, 55 (3), 1032-1043 (2016).
- 7 M. Hedberg, Production and Characterization of ZrN and PuN Materials for Nuclear Fuel Applications. Thesis for the Degree of Doctor of Philosophy, (Chalmers University of Technology, Gothenburg, Sweden, 2016), 104 p.
- 8 B.R.T. Frost, Nuclear Fuel Elements: design, fabrication and performance, (Elsevier, 2013), 275 p.
- 9 C.L. Cramer, et al., Journal of the European Ceramic Society, 42 (7), 3049-3088 (2022).
- 10 F. Xiang, et al., Annals of Nuclear Energy, 166, 108734 (2022).
- 11 M. Hou, X. Zhou, B. Liu, Nuclear Engineering and Technology, 54 (12), 4393-4411 (2022).
- 12 S. Vignesh, et al., Advances in Materials Science and Engineering, 2022, 1-10 (2022).

История статьи:

Поступила 06 марта 2024 г.
Поступила с учётом замечаний 12 марта 2024 г.
Принята 14 марта 2024 г.

Article history:

Received 06 March 2024
Received in revised form 12 March 2024
Accepted 14 March 2024

Информация об авторах:

1. **Инеш Кенжина** (автор корреспондент) – PhD, Казахский национальный исследовательский технический университет им. К.И. Сатпаева (Казахстан, г.Алматы, email: kenzhina@physics.kz).
2. **Артём Козловский** – PhD, Казахский национальный исследовательский технический университет им. К.И. Сатпаева, Институт ядерной физики (Казахстан, г.Алматы email: kozlovskiy.a@inp.kz).
3. **Актолкын Толенова** – PhD, Казахский национальный исследовательский технический университет им. К.И. Сатпаева (Казахстан, г.Алматы, email: a.tolenova@satbayev.university).

Information about authors:

1. **Inesh Kenzhina** (corresponding author) – PhD, Satbayev University (Almaty, Kazakhstan, email: kenzhina@physics.kz).
2. **Artem Kozlovkiy** – PhD, Satbayev University, Institute of Nuclear Physics (Almaty, Kazakhstan, email: kozlovskiy.a@inp.kz).
3. **Aktolkyn Tolenoa** – PhD, Satbayev University (Almaty, Kazakhstan, email: a.tolenova@satbayev.university).

Р.Е. Жумадилов¹ , Р.Р. Немкаева^{1,2} , Е. Ерланұлы^{1,2*} , М.Т. Габдуллин^{2,3} 

¹Институт прикладных наук и информационных технологий, Казахстан, г. Алматы

²Казахстанско-Британский технический университет, Казахстан, г. Алматы

³Казахстанское физическое общество, Казахстан, г. Алматы

*e-mail: yerlanuly@physics.kz

IN SITU РАМАНОВСКИЙ АНАЛИЗ ЭЛЕКТРОХИМИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЙ В УГЛЕРОДНЫХ НАНОСТЕНКАХ

Углеродные наностены (УНС) представляют собой вертикально ориентированные взаимосвязанные графеновые листы. Они привлекают все больший интерес для применения в электрохимических сенсорных устройствах благодаря своей высокой электро- и теплопроводности, отличной электрокаталитической активности, большой площади удельной поверхности и высокой чувствительности к различным анализатам. В данной работе УНС были синтезированы на подложках $Ti/SiO_2/Si$ методом плазменно-химического осаждения из газовой фазы с инъекцией радикалов (RI-PECVD). Структурные и морфологические свойства полученных УНС были исследованы с помощью спектроскопии комбинационного рассеяния света (рамановская спектроскопия) и сканирующей электронной микроскопии. Для анализа электрохимических свойств УНС использовали циклическую вольтамперометрию и хроноамперометрию. Электрохимические свойства УНС были исследованы в сочетании с рамановской спектроскопией *in situ*. Рамановская спектроскопия *in situ* дает информацию о возможных повреждениях, нарушениях симметрии и структурных изменениях в материале и является эффективным методом для изучения фазовых переходов, вызванных температурой, давлением или электрохимической реакцией. Контролируемое приложение разных значений напряжения на электроде УНС позволило запустить электрохимические реакции, которые отслеживались с помощью *in situ* рамановской спектроскопии. Реакции носили частично обратимый характер, о чем свидетельствовало увеличение/уменьшение соотношения интенсивностей пиков (I_{2D}/I_G) в рамановских спектрах УНС электрода.

Ключевые слова: углеродные наностены, рамановская спектроскопия *in situ*, RI-PECVD, электрохимическая реакция.

Р.Е. Жумадилов¹ , Р.Р. Немкаева^{1,2} , Е. Ерланұлы^{1,2*} , М.Т. Габдуллин^{2,3} 

¹Қолданбалы ғылымдар және ақпараттық технологиялар институты, Қазақстан, Алматы қ.

²Қазақ-Британ техникалық университеті, Қазақстан, Алматы қ.

³Қазақстандық физикалық қоғам, Қазақстан, Алматы қ.

*e-mail: yerlanuly@physics.kz

Көміртекті наноқабырғалардағы электрохимиялық құбылыстардың *in situ* Раман талдауы

Көміртекті наноқабырғалар - тігінен бағытталған және өзара байланысты графен парақтары. Олар жоғары электр және жылу өткізгіштігі, тамаша электрокаталитикалық белсенділігі, үлкен бетінің ауданы және жоғары сезімталдығы арқасында электрохимиялық сенсорлық құрылғыларда қолдануға арналған материал ретінде белсенді қызығушылық танытуда. Бұл жұмыста көміртегі наноқабырғалары $Ti/SiO_2/Si$ субстраттарында радикалды инъекциялы газдық фазадан плазмалық химиялық тұндыру (RI-PECVD) әдісімен синтезделді. Алынған көміртегі наноқабырғаларының құрылымдық және морфологиялық қасиеттері жарықтың комбинациялық шашырау спектроскопиясы және сканерлеуші электронды микроскопия көмегімен зерттелді. Көміртегі наноқабырғаларының электрохимиялық қасиеттерін талдау үшін циклдік вольтамперометрия мен хроноамперометрия қолданылды. Көміртегі наноқабырғаларының электрохимиялық қасиеттері *in situ* Раман спектроскопиясымен бірге зерттелді. Раман спектроскопиясы *in situ* материалдың ықтимал зақымдануыб симметрияның бұзылуы және құрылымдық өзгерістері туралы ақпарат береді. Ол сондай-ақ температура мен қысым немесе

электрохимиялық реакциялар сияқты айнымалылардан туындаған фазалық ауысуларды зерттеудің тиімді құралы ретінде қолданылады. Көміртекті наноқабырға электродында әртүрлі кернеу мәндерін қолдану арқылы, *in situ* Раман спектроскопиясы арқылы бақылаған электрохимиялық реакцияларды іске қосуға мүмкіндік берді. Реакциялар ішінара қайтымды болды, бұл (I_{2D}/I_G) қатынасының жоғарылау/төмендеуімен дәлелденді.

Түйін сөздер: көміртекті наноқабырғалары, *in situ* Раман спектроскопиясы, RI-PECVD, электрохимиялық реакция

R.Ye. Zhumadilov¹, R.R. Nemkayeva^{1,2}, Ye. Yerlanuly^{1,2*}, M.T. Gabdullin^{2,3}

¹Institute of Applied Science and Information Technologies, Kazakhstan, Almaty

²Kazakh-British Technical University, Almaty, Kazakhstan

³Kazakh Physical Society, Almaty, Kazakhstan

*e-mail: yerlanuly@physics.kz

***IN SITU* Raman analysis of electrochemical phenomena in carbon nanowalls**

Carbon nanowalls (CNWs) are vertically oriented and interconnected graphene sheets. They are attracting growing interest as a new material for application in electrochemical sensing devices due to their high electrical and thermal conductivity, excellent electrocatalytic activity, large specific surface area and high sensitivity to various analytes. In this work, CNWs were synthesized on Ti/SiO₂/Si substrates by radical-injection plasma-enhanced chemical vapor deposition (RI-PECVD). The structural and morphological properties of the obtained CNWs were investigated by Raman spectroscopy and scanning electron microscopy. Cyclic voltammetry and chronoamperometry were used to analyze the electrochemical properties of the CNWs. The electrochemical properties of the CNWs were investigated in conjunction with *in situ* Raman spectroscopy. *In situ* Raman spectroscopy provides information on possible damage or disorder in the material and is an effective method to study phase transitions induced by temperature, pressure, or electrochemical reaction. The intentional applying of different values of voltages on the CNWs electrode allowed us to trigger electrochemical reactions, which we monitored with *in situ* Raman spectroscopy. The reactions were partially reversible, as indicated by the increase/decrease of the peak intensity ratio (I_{2D}/I_G).

Keywords: carbon nanowalls, *in situ* Raman spectroscopy, RI-PECVD, electrochemical reaction.

Введение

В последние годы большое внимание привлекают методы определения характеристик *in-situ* с различными пространственно-временными масштабами, которые применяются для исследования механизма заряда/разряда и взаимосвязи структуры и активности электродных материалов. Рамановская спектроскопия – идеальный инструмент для определения характеристик, обладающий такими достоинствами, как быстрота, неразрушающий контроль и высокое разрешение [1–3]. В 2006 году был впервые обнаружен рамановский спектр графена, а Рамановская спектроскопия в последствии стала классическим методом определения характеристик неупорядоченных и аморфных углеродов [4], графена, нанотрубок и углеродных наностен (УНС) [5–8].

Углеродные наностены (УНС) являются одной из аллотропных модификаций углерода и представляют собой трехмерные сети из вертикально ориентированных графеновых

листов [9]. Благодаря свободным связям на краях вертикально ориентированных небольших листов графена, УНС является уникальным электродным материалом для электрохимического детектирования, в целях создания химических сенсоров, поскольку легко вступает в химические реакции с аналитами, при котором меняет электрическое сопротивление и позволяет детектировать аналиты при малых концентрациях [10-13].

Рамановская спектроскопия *in situ* полезна тем, что позволяет эффективно визуализировать и контролировать общую электрохимическую реакцию в режиме реального времени [14–18]. Поскольку колебательные полосы связаны с наличием связей или конкретного соединения, появление таких полос при приложенных потенциалах может дать представление о точной причине улучшения электрокаталитических характеристик [19]. Кроме того, смещение пиков часто указывает на изменение химических соединений в результате электрохимических реакций, что дает представление о механизме взаимодействия. Таким образом, подобные

спектроскопические данные могут быть использованы для получения различных типов информации об электрохимической реакции, таких как структурные переходы электрокатализаторов, межфазные химические соединения на поверхности и локализованные соединения в электролите в области двойного электрического слоя [20].

В последние годы активно изучаются электрохимические свойства наноматериалов на основе графена в сочетании с *in situ* Рамановской спектроскопией [21-23]. Например, Vouřa и др. исследовали оксид графена и графеновые нанопластины с помощью *in situ* Рамановской спектроскопии во время вольтамперометрического циклирования, а также потенциостатического заряда как при восстановительном, так и при слабо-окислительных потенциалах [21]. В докладе Choi и др. провели рамановские измерения *in-situ* микрометра из графена на подложках SiO₂/Si на воздухе при плотности электрического тока до $2,58 \times 10^8$ А/см² [22]. Кроме того, в работе Binder и др. [23], авторы смогли вызвать хемосорбцию водорода на образце двуслойного графена, намеренно подавая высокое напряжение на затвор. Процесс хемосорбции был исследован с помощью рамановской спектроскопии *in situ*, наблюдая появление мод Si-H и C-H и увеличение интенсивности D-полосы в спектрах. Процесс был частично обратим при приложении отрицательных значений напряжения на затворе. Таким образом, изменяя приложенное напряжение на затворе, авторы получили электрический переключатель хемосорбции водорода на графене. Однако, несмотря на эти достижения, в существующей литературе нет информации об исследовании электрохимических свойств УНС с помощью рамановской спектроскопии *in situ*.

В представленной работе исследованы УНС с помощью рамановской спектроскопии *in situ* во время вольтамперометрического цикла, а также потенциостатического заряда как при восстановительном, так и при окислительном потенциалах. Полученные результаты в дальнейшем представляют интерес для понимания фундаментальных вопросов структурных изменений УНС при электрохимических процессах.

Эксперимент

Синтез УНС проведен методом RI-PECVD. Экспериментальная установка, процессы синтеза подробно описаны в работах [24–26]. В качестве подложек для выращивания УНС использовались

Ti/SiO₂/Si размером 4×4 см, где толщина Ti и SiO₂ составляла по 200 нм соответственно. В камеру вводилась смесь CH₄ с расходом 100 sccm, H₂ с расходом 50 sccm, а общее давление газа поддерживалось на уровне 3 Па. Мощность микроволнового источника SWP (плазма поверхностных волн) и мощность источника VHF (очень высокая частота), CCP (емкостно-связанная плазма) составляла 400 Вт. Температура нагревателя для нагрева образцов во время роста УНС поддерживалась на уровне 800 °С. Время синтеза было установлено на 5 мин, а толщина полученного слоя УНС составила около 350 нм.

Морфология поверхности УНС была исследована с помощью сканирующего электронного микроскопа (СЭМ) S-4800, (Hitachi-High Technologies). Рамановская спектроскопия (NT-MDT Solver Spectrum Raman spectrometer) была использована для изучения структурных изменений образцов в диапазоне потенциалов от -1,2 В до 1,2 В при электрохимических измерениях в электролите с использованием потенциостата (Metrohm, μStat-i 400) при длине волны возбуждения 473 нм.

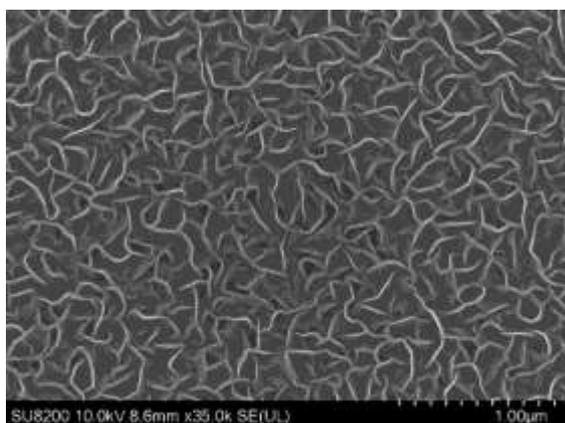
Циклическая вольтамперометрия (CV) и амперометрические измерения проводились с использованием трехэлектродной системы, состоящей из образца УНС в качестве рабочего электрода, Ag/AgCl в качестве электрода сравнения и платиновой проволоки в качестве противоэлектрода для оценки эффективности образцов УНС. Измерения CV проводились в диапазоне потенциалов от -1,2 до 1,2 В при скорости сканирования 20 мВ/с. В качестве поддерживающего электролита использовался 0,5 М Na₂SO₄.

Результаты и обсуждение

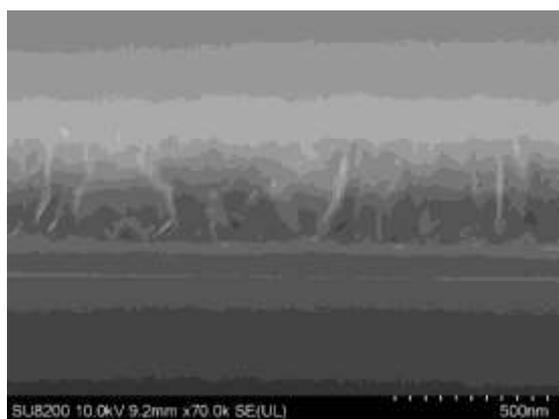
На рисунке 1 показаны СЭМ изображения пленок УНС на подложке Ti/SiO₂/Si, вид сверху (рис.1а) и в поперечном сечении (рис.1б). Высота УНС составляла около 350 нм. Из рисунка 1 можно заметить, что УНС, синтезированные при времени роста 5 мин, имеют лабиринтоподобную структуру.

На рисунке 2 представлена циклическая вольтамперометрия (CV) УНС в диапазоне -1,2 В и 1,2 В при различных скоростях сканирования (20 мВ/с – 80 мВ/с). Во время развертки потенциала на циклической вольтамперограмме при реакции рабочего электрода с электролитом возникает пиковый ток в определенном диапазоне потенциалов, в котором протекает реакция. Во время развертки потенциала на циклической

вольтамперограмме, когда рабочий электрод и электролит вступают в реакцию, в определенном диапазоне потенциалов, где происходит реакция, возникает пиковый ток. В случае нулевого потенциала положительный пиковый ток означает реакцию окисления, в то время как отрицательный пиковый ток указывает на реакцию восстановления.



а)



б)

Рисунок 1 – СЭМ изображение синтезированных УНС

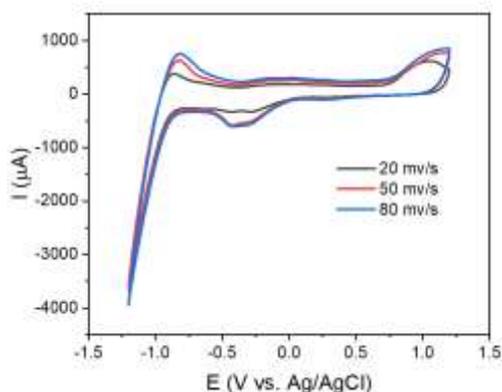


Рисунок 2 – Циклическая вольтамперограмма УНС при различных скоростях сканирования в растворе Na_2SO_4

Электрохимические измерения не могут предоставить деталей, подтверждающих точный механизм реакции, поэтому для получения убедительных аргументов используется рамановская спектроскопия *in situ*.

На рисунке 3 показаны Рамановские спектры УНС в диапазоне потенциалов от -1,2 В до 1,2 В с шагом 0,2 В при электрохимических измерениях в электролите. В Рамановских УНС наблюдаются пики D, G, D', G' (2D) и G + D [7]. Пик D характерен для образцов с дефектами в sp^2 -структурах. Наличие пика G указывает на синтез графитизированного углерода. Пик D' в форме плеча возникает из-за краев, а также дефектов решетки графеновой структуры и указывает на неупорядоченность в sp^2 -кристаллитах конечных размеров. Появление пика 2D указывает на дальний порядок в структуре. Пик G+D является комбинированной модой, вызванной неупорядоченностью структуры [27,28]. При увеличении подаваемого потенциала от -1,2 В до 1,2 В при переходе в положительную область в спектрах проявляется пик в области 980 cm^{-1} характерный сульфат-иону (SO_4^{2-}) [29,30]. Данное явление связано с процессом разложения Na_2SO_4 при окислении УНС на положительном потенциале.

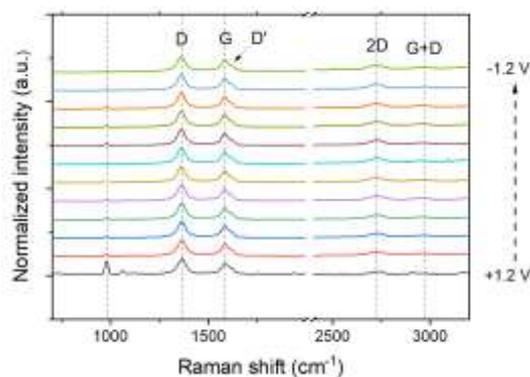
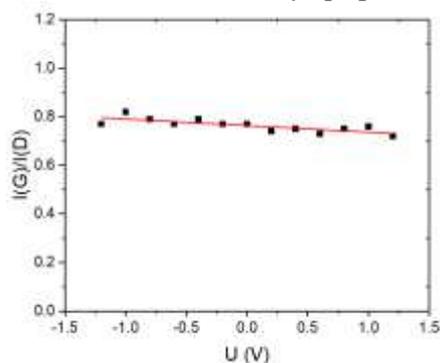


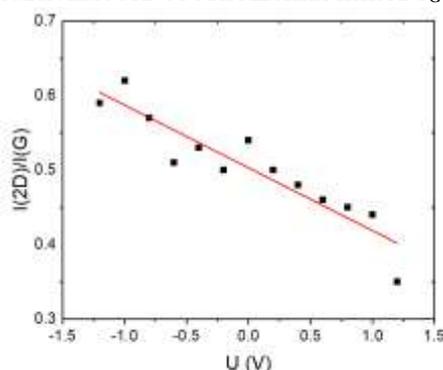
Рисунок 3 – Рамановские спектры УНС в диапазоне потенциалов от -1,2 В до 1,2 В с шагом 0,2 В при электрохимических измерениях в электролите

Анализ спектров комбинационного рассеяния демонстрирует различное влияние электрохимического циклирования на структуру УНС. Соотношение интенсивностей пиков G и D (I_G/I_D) в УНС практически не изменяется при разных приложенных потенциалах (рисунок 4а). Данное явление свидетельствует о преобладающей фазе со стабильной sp^2 гибридизацией углерода в структуре УНС. Однако, соотношение пиков (I_{2D}/I_G) уменьшается с 0,59 до 0,35 при положительном потенциале (рис. 4б). Уменьшение I_{2D}/I_G связано с

окислительной химической реакцией в графеновых листах УНС при положительном напряжении, что приводит к появлению углерод-кислородной связи, т.е. оксиду графена [31-33].



а) зависимость соотношения пиков I_G и I_D



б) зависимость соотношения пиков I_{2D} и I_G от приложенного напряжения

Рисунок 4 – Анализ рамановских спектров образцов УНС при различных напряжениях

Заключение

Таким образом, были изучены особенности поведения УНС в процессе электрохимических измерений с помощью Рамановской спектроскопии *in situ*. Спектры комбинационного рассеяния показали, что соотношение интенсивностей пиков G и D (I_G/I_D) в УНС не сильно изменяется при разных приложенных потенциалах. Однако, соотношение пиков (I_{2D}/I_G) уменьшается с 0,59 до 0,35 при положительном потенциале, что объясняется окислительной реакцией на поверхности материала. Полученные результаты в дальнейшем представляют интерес для понимания фундаментальных вопросов структурных изменений УНС при электрохимических процессах.

Благодарность

Выражаем благодарность профессору Масару Хори из университета Нагоя за предоставленную возможность проведения экспериментальных работ по синтезу УНС в лаборатории наук о низкотемпературной плазме.

Данное исследование финансируется Комитетом науки Министерства науки и высшего образования Республики Казахстан, грант No AP19676443.

Литература

- 1 Deluca M., Hu H., Popov M.N., Spitale, J., Dieing T. Advantages and developments of Raman spectroscopy for electroceramics. // *Commun Mater.* – 2023. – Vol.4. – P.78.
- 2 Jones R.R., Hooper D.C., Zhang L., Wolverson D., Valev V.K. Raman Techniques: Fundamentals and Frontiers. // *Nanoscale Res Lett.* – 2019. – Vol.14. – P.231.
- 3 Orlando A., Franceschini F., Muscas C., Pidkova S., Bartoli M., Rovere M., Tagliaferro A. A Comprehensive Review on Raman Spectroscopy Applications // *Chemosensors.* – 2021. – Vol.9. – P.262.
- 4 Schwan J., Ulrich S., Batori V., Ehrhardt H., Silva S.R.P. Raman spectroscopy on amorphous carbon films // *J Appl Phys.* – 1996. – Vol.80. – P.440–447.
- 5 Malard L.M., Pimenta M.A., Dresselhaus G., Dresselhaus M.S. Raman spectroscopy in graphene. // *Phys Rep.* – 2009. – Vol.473. – P.51–87.
- 6 Dresselhaus M.S., Dresselhaus G., Saito R., Jorio A. Raman spectroscopy of carbon nanotubes // *Phys Rep.* – 2005. – Vol.409. – P.47–99.
- 7 Kurita S., Yoshimura A., Kawamoto H., Uchida T., Kojima K., Tachibana M., Molina-Morales P., Nakai H. Raman spectra of carbon nanowalls grown by plasma-enhanced chemical vapor deposition // *J Appl Phys.* – 2005. – Vol.97. – Art.No 104320.
- 8 Wu J.-B., Lin M.-L., Cong X., Liu H.-N., Tan P.-H. Raman spectroscopy of graphene-based materials and its applications in related devices // *Chem Soc Rev.* – 2018. – Vol.47. – P.1822–1873.
- 9 Hiramatsu M., Hori M. Carbon Nanowalls. – Springer Vienna, Vienna, 2010.
- 10 Bohlooli F., Yamatogi A., Mori S. Manganese oxides/carbon nanowall nanocomposite electrode as an efficient non-enzymatic electrochemical sensor for hydrogen peroxide // *Sens Biosensing Res.* – 2021. – Vol.31. – Art.No 100392.
- 11 Tomatsu M., Hiramatsu M., Foord J.S., Kondo H., Ishikawa K., Sekine M., Takeda K., Hori M. Hydrogen peroxide sensor based on carbon nanowalls grown by plasma-enhanced chemical vapor deposition. // *Jpn J Appl Phys.* – 2017. – Vol.56. – Id. 06HF03.

- 12 Bohlooli F., Anagri A., Mori S. Development of carbon-based metal free electrochemical sensor for hydrogen peroxide by surface modification of carbon nanowalls // *Carbon*. – 2022. – Vol.196. – P.327–336.
- 13 Zhumadilov R.Ye., Yerlanuly Y., Kondo H., Nemkayeva R.R., Ramazanov T.S., Hori M., Gabdullin M.T. Hydrogen peroxide sensing with nitrogen-doped carbon nanowalls. // *Sens Biosensing Res*. – 2024. – Vol.43. – Art.No 100614.
- 14 Ou J.Z., Campbell J.L., Yao D., Wlodarski W., Kalantar-zadeh K. In Situ Raman Spectroscopy of H₂ Gas Interaction with Layered MoO₃ // *The Journal of Physical Chemistry C* – 2011. – Vol.115. – P.10757-10763.
- 15 Wu H.-L., Huff L.A., Gewirth A.A. In Situ Raman Spectroscopy of Sulfur Speciation in Lithium–Sulfur Batteries // *ACS Appl Mater Interfaces*. – 2015. – Vol.7. – P.1709–1719.
- 16 Zhu H., Yu G., Guo Q., Wang X. In Situ Raman Spectroscopy Study on Catalytic Pyrolysis of a Bituminous Coal // *Energy & Fuels*. – 2017. – Vol.31. – P.5817–5827.
- 17 Liu S., Zhang G., Feng K., Han Y., He T., You J., Wu Y.: *In Situ* Raman Spectroscopy Studies on La₂CaB₁₀O₁₉ Crystal Growth. *Cryst Growth Des*. – 2020. – Vol.20. – P.6604–6609.
- 18 Deng Y., Yeo B.S. Characterization of Electrocatalytic Water Splitting and CO₂ Reduction Reactions Using In Situ/Operando Raman Spectroscopy. // *ACS Catal*. – 2017. – Vol.7. – P.7873–7889.
- 19 Wain A.J., O’Connell M.A. Advances in surface-enhanced vibrational spectroscopy at electrochemical interfaces // *Adv Phys X*. – 2017. – Vol.2. – P.188–209.
- 20 Zheng W. *Beginner’s Guide to Raman Spectroelectrochemistry for Electrocatalysis Study* // *Chemistry–Methods*. – 2023. – Vol.3.
- 21 Bouša M., Frank O., Jirka I., Kavan L. *In situ* Raman spectroelectrochemistry of graphene oxide. // *Physica status solidi (b)*. – 2013. – Vol.250. – P.2662–2667.
- 22 Choi M., Son J., Choi H., Shin H., Lee S., Kim S., Lee S., Kim S., Lee K., Kim S.J., Hong B.H., Hong J., Yang I. *In-situ* Raman spectroscopy of current-carrying graphene microbridge // *Journal of Raman Spectroscopy*. – 2014. – Vol.45. – P.168–172.
- 23 Binder J., Urban J.M., Stepniowski R., Strupinski W., Wyszomolek A. *In situ* Raman spectroscopy of the graphene/water interface of a solution-gated field-effect transistor: electron–phonon coupling and spectroelectrochemistry // *Nanotechnology*. – 2016. – Vol.27. – Art.No 045704.
- 24 Yerlanuly Y., Christy D., Van Nong N., Kondo H., Alpysbayeva B., Nemkayeva R., Kadyr M., Ramazanov T., Gabdullin M., Batryshev D., Hori M. Synthesis of carbon nanowalls on the surface of nanoporous alumina membranes by RI-PECVD method. // *Appl Surf Sci*. – 2020. – Vol.523. – Art.No 146533.
- 25 Kondo S., Hori M., Yamakawa K., Den S., Kano H., Hiramatsu M. Highly reliable growth process of carbon nanowalls using radical injection plasma-enhanced chemical vapor deposition // *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures Processing, Measurement, and Phenomena*. – 2008. – Vol.26. – P.1294–1300.
- 26 Sugiura H., Jia L., Ohashi Y., Kondo H., Ishikawa K., Tsutsumi T., Hayashi T., Takeda K., Sekine M., Hori M. Control of sp²-C cluster incorporation of amorphous carbon films grown by H-radical-injection CH₄/H₂ plasma-enhanced chemical vapor deposition. // *Jpn J Appl Phys*. – 2019. – Vol.58. – Art.No 030912.
- 27 Davami K., Shaygan M., Kheirabi N., Zhao J., Kovalenko D.A., Rümmeleli M.H., Opitz J., Cuniberti G., Lee J.-S., Meyyappan M. Synthesis and characterization of carbon nanowalls on different substrates by radio frequency plasma enhanced chemical vapor deposition // *Carbon*. – 2014. – Vol.72. – P.372–380.
- 28 Liu R., Chi Y., Fang L., Tang Z., Yi X. Synthesis of carbon nanowall by plasma-enhanced chemical vapor deposition method // *J Nanosci Nanotechnol*. – 2014. – Vol.14(2). – P.1647-1657.
- 29 Prieto-Taboada N., Fdez-Ortiz de Vallejuelo S., Veneranda M., Lama E., Castro K., Arana G., Larrañaga A., Madariaga J.M. The Raman spectra of the Na₂SO₄-K₂SO₄ system: Applicability to soluble salts studies in built heritage // *Journal of Raman Spectroscopy*. – 2019. – Vol.50. – P.175–183.
- 30 Du Z., Chen J., Ye W., Guo J., Zhang X., Zheng R. Investigation of Two Novel Approaches for Detection of Sulfate Ion and Methane Dissolved in Sediment Pore Water Using Raman Spectroscopy // *Sensors*. – 2015. – Vol.15. – P.12377–12388.
- 31 Parpal M., El Sachat A., Sotomayor Torres C.M., Gómez-Romero P., Rueda-García D., Chavez-Angel E. In situ Raman analysis of reduced-graphene oxide-based electroactive nanofluids // *Diam Relat Mater*. – 2024. – Vol.141. – Art.No 110541.
- 32 Yadav R., Joshi P., Hara M., Yoshimura M. *In situ* electrochemical Raman investigation of charge storage in rGO and N-doped rGO // *Physical Chemistry Chemical Physics*. – 2021. – Vol.23. – P.11789–11796.
- 33 Johra F.T., Lee J.-W., Jung W.-G. Facile and safe graphene preparation on solution based platform // *Journal of Industrial and Engineering Chemistry*. – 2014. – Vol.20. – P.2883–2887.

References

- 1 M. Deluca, H. Hu, et al., *Commun Mater*. 4, 78 (2023).
- 2 R.R. Jones, D.C. Hooper, et al., *Nanoscale Res Lett*. 14, 231 (2019).
- 3 A. Orlando, F. Franceschini, et al., *A Comprehensive Review on Raman Spectroscopy Applications. Chemosensors*. 9, 262 (2021).

- 4 J. Schwan, S. Ulrich, et al., *J Appl Phys.* 80, 440–447 (1996).
- 5 L.M. Malard, M.A. Pimenta, et al., *Phys Rep.* 473, 51–87 (2009).
- 6 M.S. Dresselhaus, G. Dresselhaus, et al., *Phys Rep.* 409, 47–99 (2005).
- 7 S. Kurita, A. Yoshimura, *J Appl Phys.* (2005).
- 8 J.-B. Wu, M.-L. Lin, et al., *Chem Soc Rev.* 47, 1822–1873 (2018).
- 9 M. Hiramatsu, M. Hori, *Carbon Nanowalls*, (Springer Vienna, Vienna, 2010).
- 10 F. Bohlooli, A. Yamatogi, S. Mori, *Sens Biosensing Res.* 31, 100392 (2021).
- 11 M. Tomatsu, M. Hiramatsu, *Jpn J Appl Phys.* 56, 06HF03 (2017).
- 12 F. Bohlooli, A. Anagri, S. Mori, *Carbon*, 196, 327–336 (2022).
- 13 R. Ye. Zhumadilov, Y. Yerlanuly, et al., *Sens Biosensing Res.* 43, 100614 (2024).
- 14 J.Z. Ou, J.L. Campbell, et al., *The Journal of Physical Chemistry C.* 115, 10757–10763 (2011).
- 15 H.-L. Wu, L.A. Huff, A.A. Gewirth, *ACS Appl Mater Interfaces* 7, 1709–1719 (2015).
- 16 H. Zhu, G. Yu, *Energy & Fuels.* 31, 5817–5827 (2017).
- 17 S. Liu, G. Zhang, *Cryst Growth Des.* 20, 6604–6609 (2020).
- 18 Y. Deng, S. Yeo, *ACS Catal.* 7, 7873–7889 (2017).
- 19 A.J. Wain, M.A. O’Connell, *Adv Phys X.* 2, 188–209 (2017).
- 20 W. Zheng, *Chemistry–Methods* 3, (2023).
- 21 M. Bouša, O. Frank, et al., *Physica Status Solidi (b).* 250, 2662–2667 (2013).
- 22 M. Choi, J. Son, et al., *Journal of Raman Spectroscopy.* 45, 168–172 (2014).
- 23 J. Binder, J.M. Urban, et al., *Nanotechnology* 27, 045704 (2016).
- 24 Y. Yerlanuly, D. Christy, et al., *Appl Surf Sci.* 523, 146533 (2020).
- 25 S. Kondo, M. Hori, *J of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures Processing, Measurement, and Phenomena* 26, 1294–1300 (2008).
- 26 H. Sugiura, L. Jia, *Jpn J Appl Phys.* 58, 030912 (2019).
- 27 K. Davami, M. Shaygan, et al., *Carbon* 72, 372–380 (2014).
- 28 R. Liu, Y. Chi, et al., *J Nanosci Nanotechnol.* 14(2), 1647–57 (2014).
- 29 N. Prieto-Taboada, S. Fdez-Ortiz de Vallejuelo, et al., *J of Raman Spectroscopy* 50, 175–183 (2019).
- 30 Z. Du, J. Chen, et al., *Sensors* 15, 12377–12388 (2015).
- 31 M. Parpal, A. El Sachat, et al., *Diam Relat Mater.* 141, 110541 (2024).
- 32 R. Yadav, P. Joshi, et al., *Physical Chemistry Chemical Physics* 23, 11789–11796 (2021).
- 33 F.T. Johra, J.-W. Lee, W.-G. Jung, *J of Industrial and Engineering Chemistry* 20, 2883–2887 (2014).

История статьи:

Поступила 09 марта 2024 г.

Принята 14 марта 2024 г.

Article history:

Received 09 March 2024

Accepted 14 March 2024

Информация об авторах:

1. **Рахымжан Жумадилов** – младший научный сотрудник, ТОО Институт Прикладных наук и информационных технологий (Казахстан, г. Алматы, email: rakhymzhan@physics.kz).

2. **Рената Немкаева** – научный сотрудник, ТОО Институт Прикладных наук и информационных технологий, Казахстанско-Британский технический университет (Казахстан, г. Алматы, email: quasisensus@mail.ru).

3. **Ерасыл Ерланұлы** (автор корреспондент) – PhD, Научный сотрудник, ТОО Институт Прикладных наук и информационных технологий, Казахстанско-Британский технический университет (Казахстан, г. Алматы, email: yerlanuly@physics.kz).

4. **Маратбек Габдуллин** – PhD, профессор, Казахстанско-Британский технический университет, Казахское физическое общество (Казахстан, г. Алматы, email: gabdullin@physics.kz).

Information about authors:

1. **Rakhymzhan Zhumadilov** – Junior Researcher, Institute of Applied Science and Information Technologies (Kazakhstan, Almaty, email: murat.myrzaaly@mail.ru).

2. **Renata Nemkayeva** – Researcher, Institute of Applied Science and Information Technologies, Kazakh-British Technical University (Almaty, Kazakhstan, email: quasisensus@mail.ru).

3. **Yerassyl Yerlanuly** (corresponding author) – PhD, Researcher, Institute of Applied Science and Information Technologies, Kazakh-British Technical University (Almaty, Kazakhstan, email: yerlanuly@physics.kz).

4. **Maratbek Gabdullin** – PhD, Prof., Kazakh-British Technical University, Kazakh Physical Society (Almaty, Kazakhstan, email: gabdullin@physics.kz).

Д.Б. Кадыржанов^{1*}, Ш.Г. Гиниятова¹, М.В. Здоровец^{1,2}, Д.И. Шлимас^{1,2}

¹Евразийский национальный университет им. Л.Н. Гумилёва, Казахстан, г. Астана

²Институт ядерной физики, Казахстан, г. Алматы

*e-mail: kadyrzhanov.d@gmail.com

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЛИЯНИЯ ДОЗОВОЙ ЗАВИСИМОСТИ РАДИАЦИОННЫХ ПОВРЕЖДЕНИЙ НА ИЗМЕНЕНИЕ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ОКСИДНЫХ КЕРАМИК – МАТЕРИАЛОВ ИНЕРТНЫХ МАТРИЦ ДИСПЕРСНОГО ЯДЕРНОГО ТОПЛИВА

Интерес к направлению исследований, связанному с изучением механизмов радиационных повреждений обусловлен в первую очередь возможностями получения новых данных о влиянии облучения тяжелых ионов на сохранение устойчивости керамик к повреждениям и ухудшению теплофизических свойств, а также установлению наиболее перспективных материалов для инертных матриц, являющихся одними из вариантов перехода к новым типам ядерного топлива, использование которого позволит повысить эффективность эксплуатации ядерных реакторов нового поколения. В качестве объектов для исследований были использованы три типа тугоплавких керамик на основе оксида магния, вольфрама и циркония. В ходе проведенных исследований было установлено, что на снижение теплофизических параметров исследуемых оксидных керамик оказывает влияние величина накопленных структурных искажений, связанных с образованием локально – изолированных дефектных включений в поврежденном слое, накопление которых при увеличении флюенса облучения приводит к частичной аморфизации и разупорядочению поврежденного слоя. При этом для ZrO_2 , накопление структурных искажений, приводящее к полиморфным трансформациям, приводит к изменению скорости снижения теплофизических параметров, связанных с фазовыми изменениями (полиморфными превращениями типа $m - ZrO_2 \rightarrow c - ZrO_2$). В случае изменения типа ионов при облучении (при переходе от ионов Kr^{15+} к ионам Xe^{23+}) наблюдается увеличение снижения теплофизических параметров при высокодозном облучении, которое в свою очередь обусловлено эффектами более выраженных структурных деформаций, за счет увеличения ионизационных потерь в материале.

Ключевые слова: теплопроводность, радиационные повреждения, дисперсное ядерное топливо, альтернативные источники энергии, ядерная энергетика, структурное разупорядочение.

Д.Б. Кадыржанов^{1*}, Ш.Г. Гиниятова¹, М.В. Здоровец^{1,2}, Д.И. Шлимас^{1,2}

¹Л.Н. Гумилев атындағы Еуразия ұлттық университеті, Қазақстан, Астана қ.

²Ядролық физика институты, Қазақстан, Алматы қ.

*e-mail: kadyrzhanov.d@gmail.com

Дисперсті ядролық отынның инертті матрицаларының материалдары – оксидті керамиканың термофизикалық параметрлерінің өзгеруіне радиациялық зақымдануының дозаға тәуелділігінің әсерін анықтау

Радиациялық зақымдану механизмдерін зерттеуге байланысты зерттеу бағытына деген қызығушылық, ең алдымен, ауыр иондардың сәулеленуінің керамиканың зақымдануға төзімділігін сақтауға және жылу-физикалық қасиеттерінің нашарлауына әсері туралы жаңа мәліметтер алу мүмкіндігімен, сондай-ақ ядролық отынның жаңа түрлеріне көшудің кейбір нұсқалары болып табылатын инертті матрицалар үшін анағұрлым перспективалы материалдарды белгілеумен байланысты. Оны пайдалану жаңа буын ядролық реакторларын пайдалану тиімділігін арттыруға мүмкіндік береді. Зерттеу нысаны ретінде магний, вольфрам және цирконий тотығы негізіндегі отқа төзімді керамиканың үш түрі пайдаланылды. Зерттеулер барысында зерттелетін оксидті керамиканың термофизикалық көрсеткіштерінің төмендеуіне зақымдалған қабатта жергілікті оқшауланған ақаулы қосындылардың түзілуімен байланысты жинақталған құрылымдық бұрмаланулардың мөлшері әсер ететіні анықталды, олардың жинақталуы, сәулелену флюенсінің жоғарылауымен зақымдалған қабаттың

ішінара аморфизациясы мен ретсіздендіруіне әкеледі. Сонымен қатар ZrO_2 үшін полиморфты түрлендіруге әкелетін құрылымдық бұрмалаулардың жинақталуы фазалық өзгерістерге байланысты термофизикалық параметрлердің төмендеу жылдамдығының өзгеруіне әкеледі ($m - ZrO_2 \rightarrow c - ZrO_2$ түрдегі полиморфты түрлендірулер). Сәулелену кезінде иондардың түрі өзгерген жағдайда (Kr^{15+} иондарынан Xe^{23+} иондарына ауысқанда) жоғары дозада сәулелендіру кезінде термофизикалық көрсеткіштердің төмендеуінің жоғарылауы байқалады, бұл өз кезегінде материалдағы иондану шығындарының артуына байланысты неғұрлым айқын құрылымдық деформациялардың әсерінен болады.

Түйін сөздер: жылу өткізгіштік, радиациялық зақым, дисперсті ядролық отын, баламалы энергия көздері, ядролық энергия, құрылымдық ретсіздендіру.

D.B. Kadyrzhanov^{1*}, Sh.G. Giniyatova¹, M.V. Zdorovets^{1,2}, D.I. Shlimas^{1,2}

¹L.N. Gumilyov Eurasian National University, Kazakhstan, Astana

²Institute of Nuclear Physics, Kazakhstan, Almaty

*e-mail: kadyrzhanov.d@gmail.com

Determination of the influence of the dose dependence of radiation damage on changes in the thermophysical parameters of oxide ceramics - materials of inert matrices of dispersed nuclear fuel

Interest in the direction of research related to the study of the mechanisms of radiation damage is primarily due to the possibility of obtaining new data on the effect of irradiation of heavy ions on maintaining the resistance of ceramics to damage and deterioration of thermophysical properties, as well as the establishment of the most promising materials for inert matrices, which are one of the options for transition to new types of nuclear fuel, the use of which will improve the operating efficiency of new generation nuclear reactors. Three types of refractory ceramics based on magnesium, tungsten and zirconium oxide were used as objects for research. During the studies, it was found that the reduction in the thermophysical parameters of the studied oxide ceramics is influenced by the amount of accumulated structural distortions associated with the formation of locally isolated defective inclusions in the damaged layer, the accumulation of which, with increasing irradiation fluence, leads to partial amorphization and disordering of the damaged layer. At the same time, for ZrO_2 , the accumulation of structural distortions, leading to polymorphic transformations, leads to a change in the rate of decrease in thermophysical parameters associated with phase changes (polymorphic transformations of the $m - ZrO_2 \rightarrow c - ZrO_2$ type). In the case of a change in the type of ions during irradiation (during the transition from Kr^{15+} ions to Xe^{23+} ions), an increase in the decrease in thermophysical parameters is observed during high-dose irradiation, which in turn is due to the effects of more pronounced structural deformations due to an increase in ionization losses in the material.

Key words: thermal conductivity, radiation damage, dispersed nuclear fuel, alternative energy sources, nuclear power, structural disorder.

Введение

Интерес к изучению теплофизических параметров оксидных керамик, рассматривающихся в качестве кандидатных материалов при разработке инертных матриц дисперсного ядерного топлива, обусловлен в первую очередь необходимостью контроля изменений механизмов теплопереноса и теплообмена, связанных с внешними воздействиями, включая радиационное воздействие [1,2]. При этом, в отличие от классических конструкционных материалов, в частности, сталей и сплавов, обладающих

достаточно высокими показателями теплофизических параметров, для оксидных тугоплавких керамик данные параметры на несколько порядков ниже, что в свою очередь накладывает определенные ограничения на повсеместное использование данных керамик, а также требует детального изучения влияния внешних факторов на их изменение [3,4]. При начальных низких значениях теплопроводности, любое уменьшение, связанное с возникновением структурных искажений или деформационных напряжений, может негативно сказаться на скорости фоновой передачи тепла, за счет возникновения дополнительных рассеивающих

центров, что в свою очередь приведет к снижению общей теплопроводности керамики [5]. В этом случае, уменьшение скорости теплопередачи может привести к возникновению локальных областей перегрева, которые в совокупности с эффектами радиационных повреждений могут спровоцировать ускорение процессов деструкции поврежденных слоев, следствием чему может быть охрупчивание, снижение прочностных параметров, возникновение микротрещин и т.д. Также в силу диэлектрической природы большинства тугоплавких оксидных керамик, рассматриваемых в качестве перспективных материалов для инертных матриц дисперсного ядерного топлива, ионизационные потери налетающих осколков деления способны привести к инициализации процессов анизотропного изменения электронной плотности, изменение которой в совокупности с атермическими эффектами, вызванными ионизацией может способствовать ускорению деструктивного разрушения поврежденного слоя в керамиках [6,7].

Среди многообразия оксидных керамик можно выделить три типа: оксид магния (MgO), оксид вольфрама (WO_3), оксид циркония (ZrO_2), обладающих наиболее большими перспективами при использовании их в качестве материалов инертных матриц дисперсного ядерного топлива [8-10]. Выбор данных типов керамик в качестве материалов инертных матриц обусловлен в первую очередь их высокими показателями температуры плавления (для MgO температура плавления ($T_{melting}$) составляет порядка $2800\text{ }^\circ C$, для ZrO_2 $T_{melting} \sim 2700\text{ }^\circ C$, для WO_3 $T_{melting} \sim 1470\text{ }^\circ C$), что позволяет существенно повысить температуру активной зоны без риска термического расширения инертных матриц и их последующей деструкции. При этом среди трех рассматриваемых типов керамик оксид магния обладает наибольшими показателями теплопроводности (порядка $25 - 30\text{ W/m}\cdot K$), в то время как для ZrO_2 и WO_3 данная величина составляет не более $1.5 - 2.5\text{ W/m}\cdot K$, что на порядок ниже. Также выбор данных керамик, помимо их теплофизических параметров, обусловлен их высокими показателями устойчивости прочностных характеристик, что делает их одними из перспективных материалов в области создания огнеупорных материалов, а также в качестве конструкционным материалов, эксплуатирующихся в условиях повышенных механических нагрузок. Также, согласно ряду исследований, данные материалы обладают достаточно высокими показателями устойчивости к радиационному воздействию,

однако в случае ZrO_2 керамик облучение тяжелыми ионами может привести к инициализации процессов полиморфных трансформаций, которые в свою очередь оказывают влияние на снижение степени радиационных повреждений и деградации при увеличении флюенса облучения [11-14]. При этом не смотря на достаточно большое внимание различных научных групп к исследованию данных типов материалов, в большинстве случаев изучению теплофизических параметров уделяется мало внимания, несмотря на то, что данные параметры являются одними из ключевых в определении типа материалов для инертных матриц.

Целью данного исследования является изучение влияния накопления радиационных повреждений на изменение теплофизических параметров в поврежденном слое оксидных тугоплавких керамик на основе MgO , WO_3 , ZrO_2 , рассматриваемых в качестве перспективных материалов для создания инертных матриц дисперсного ядерного топлива. При этом выбор ионов Kr^{15+} и Xe^{23+} для облучения обусловлен возможностями моделирования процессов радиационных повреждений, сравнимых в воздействии продуктов деления ядерного топлива, что в свою очередь позволит установить не только механизмы структурных изменений, вызванных облучением, но и установить наиболее перспективные керамики, обладающие наибольшей устойчивостью к радиационно-индуцированному снижению теплофизических параметров, изменение которых играет весьма важную роль в определении условий эксплуатации керамик в качестве инертных матриц дисперсного ядерного топлива. В данном случае, снижение теплопроводности керамик при накоплении в них радиационных повреждений в области соприкосновения приповерхностного слоя изолирующей инертной матрицы с делящимся ядерным топливом может привести не только к деструктивному изменению материала, но и возникновению эффекта локального теплового перегрева поврежденного материала, за счет увеличения тепловых потерь в поврежденном слое. Подобные эффекты в случае их возникновения в совокупности с деструктивным изменением приповерхностного слоя, связанного с разупрочнением (снижением прочностных параметров) может привести к дестабилизации ядерного топлива за счет перегрева, что в последствие может инициировать неконтролируемые процессы деления.

Материалы и методы исследований

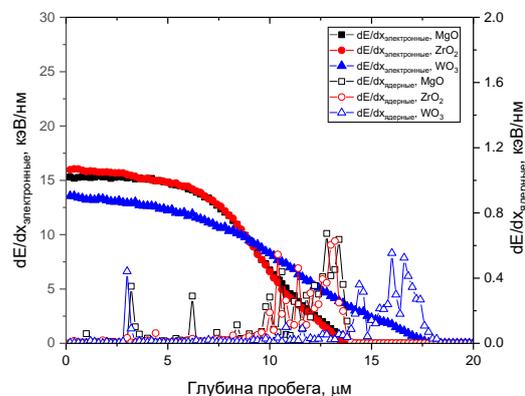
В качестве объектов исследования были выбраны три типа наноструктурированных керамик оксидов магния (MgO), висмута (WO₃) и циркония (ZrO₂), полученные методом механохимического синтеза с целью получения зерен нанометровых размеров (порядка 150 – 200 нм). После механохимического синтеза полученные образцы были подвергнуты термическому отжигу при температуре 1000°C в течение 10 часов с целью снятия механических деформационных напряжений, вызванных механическим помолом а планетарной мельнице.

Для проведения экспериментов по облучению керамик, а также последующей оценке изменений теплофизических параметров образцы керамик были запрессованы в таблетки диаметром 10 мм и толщиной 20 мкм, после чего образцы подвергались полировке и шлифовке с целью получения керамик с достаточно гладкой поверхностью.

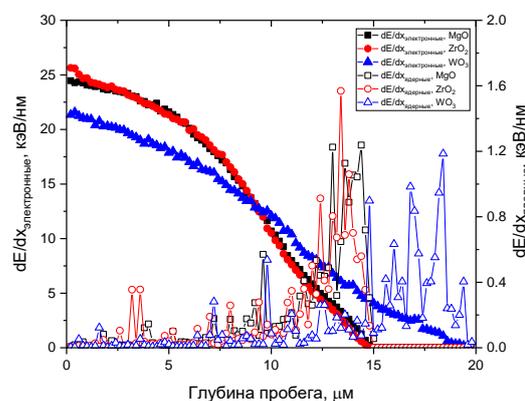
Оценка фазового состава синтезированных наноструктурированных керамик была проведена с применением метода рентгенофазового анализа, реализованного с помощью рентгеновского дифрактометра D8 Advance ECO (Bruker, Germany). В ходе проведенных измерений исследуемых образцов керамик оксида магния и висмута было установлено отсутствие каких – либо полиморфных трансформаций или изменений фазового состава в образцах, инициализация которых возможна при накоплении последствий от атермических эффектов, связанных с облучением образцов. В случае образцов ZrO₂ было установлено, что облучение тяжелыми ионами с флюенсами выше 10¹³ ион/см² приводит к возникновению полиморфных трансформаций типа m – ZrO₂ → c – ZrO₂, происходящих при флюенсах облучения 10¹³ -10¹⁴ ион/см², появление которых имеет хорошо объяснение в ряде работ [12,13], а сами данные полиморфные трансформации обусловлены деформационно-индуцированными процессами, вызванными облучением.

Облучение образцов было выполнено на ускорителе ДЦ-60 в Астанинском филиале Института ядерной физики (ИЯФ, Астана, Казахстан). В качестве ионов были выбраны ионы Kr¹⁵⁺ с энергией 150 МэВ и ионы Xe²³⁺ с энергией 230 МэВ и флюенсами облучения 10¹⁰ - 10¹⁶ ион/см². На рисунке 1 представлены расчетные данные величин ионизационных потерь налетающих ионов Kr¹⁵⁺ и Xe²³⁺, выполненные с применением программного кода SRIM Pro 2013 [15]. Согласно представленным расчетам видно,

что максимальная длина пробега ионов, и как следствие толщина поврежденного слоя составляет порядка 12-15 мкм при облучении ионами Kr¹⁵⁺ и 15 – 17 мкм при облучении ионами Xe²³⁺.



а) при облучении тяжелыми ионами Kr¹⁵⁺



б) при облучении тяжелыми ионами Xe²³⁺

Рисунок 1 – Результаты моделирования ионизационных потерь налетающих ионов в керамиках, выполненных в программном коде SRIM Pro 2013

Различие в длинах пробега ионов при облучении керамик обусловлены начальной энергией ионов, увеличение которой приводит не только к возрастанию величин ионизационных потерь, но и в первую очередь увеличению глубины проникновения ионов в материал приповерхностного слоя. При этом следует отметить, что для WO₃ керамик глубина проникновения ионов максимальна, что обусловлено структурными особенностями данного типа керамик. Оценка величин ионизационных потерь при взаимодействии ионов с электронными оболочками (dE/dx_{electron}) и ядрами (dE/dx_{nuclear}) показала, что в случае облучения ионами Kr¹⁵⁺ данные величины составляют порядка 13-15 кэВ/нм и 0.4-0.7 кэВ/нм

соответственно, а для ионов Xe^{23+} величины dE/dx_{electron} и dE/dx_{nuclear} составляют порядка 20 – 25 кэВ/нм и 0.6 – 1.2 кэВ/нм (в максимуме). Из чего следует, что наибольший вклад в изменение свойств керамик оказывают взаимодействия налетающих ионов с электронными оболочками, что в свою очередь приводит к возникновению эффектов ионизации, а также возникновению анизотропного изменения электронной плотности вдоль траектории движения ионов в поврежденном слое.

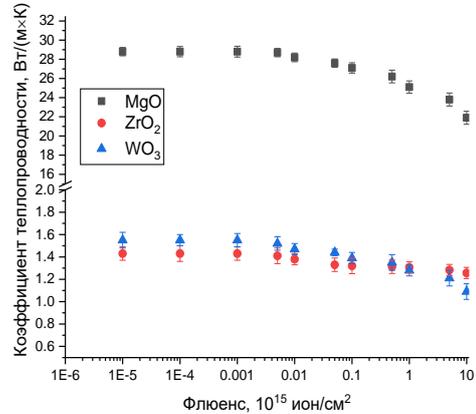
Измерение теплофизических параметров были проведены путем измерения предельного теплового потока с использованием прибора КИТ – 800 (Теплофон, Россия). В основе данного метода лежит измерение изменений значений теплопроводности материала с обеих сторон образца при помощи термопар, позволяющих оценить механизмы теплопередачи, и как следствие определить кинетику изменения теплофизических параметров исследуемых керамик подверженных облучению. При этом полученные зависимости изменения коэффициента теплопроводности были сравнены с результатами накопления дефектной фракции в образцах керамик при их облучении в случае увеличения флюенса облучения.

Результаты и обсуждение

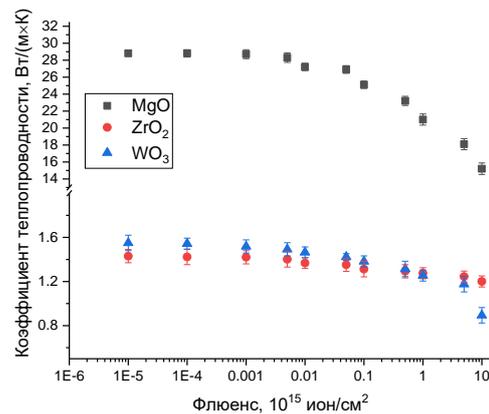
На рисунке 2а представлены результаты исследований изменения величин теплофизических параметров оксидных керамик в зависимости от флюенса облучения тяжелыми ионами Kr^{15+} отражающие дозовые зависимости изменения теплофизических параметров керамик, подвергнутых облучению. Общий вид представленных зависимостей характеризует изменение коэффициента теплопроводности керамик при увеличении флюенса облучения, которое связано с эффектами накопления структурных изменений, вызванных облучением.

Как видно из представленных данных изменения теплопроводности, основные изменения имеют ряд характерных участков, связанных с накоплением радиационно-радиационных повреждений, вызванных облучением тяжелыми ионами. Общий вид представленных данных изменения коэффициента теплопроводности свидетельствует о том, что основной вклад в изменение теплопроводящих свойств керамик оказывают структурные изменения, вызванные накоплением радиационных повреждений в случае доминирования эффекта перекрытия дефектных областей. При этом, как известно, на

снижение теплопроводности при накоплении радиационных повреждений могут оказывать влияние такие процессы как образование точечных дефектов, аморфизация или гавое распухание [16,17].



а) при облучении тяжелыми ионами Kr^{15+}



б) при облучении тяжелыми ионами Xe^{23+}

Рисунок 2 – Результаты оценки изменения величины коэффициента теплопроводности исследуемых оксидных керамик в зависимости от флюенса облучения

В случае радиационных повреждений, связанных с образованием точечных дефектов таких как вакансии, междоузельные атомы, дислокации, данные дефекты являются препятствием для передачи фононов – квазичастиц, являющихся основными носителями тепла в твердых веществах. При этом первый этап изменений теплофизических параметров характерен для флюенсов облучения $10^{10} - 10^{12}$ ион/см² и характеризуется отсутствием изменений коэффициента теплопроводности. Отсутствие изменений теплофизических свойств керамик при данных условиях облучения свидетельствует о высокой устойчивости к деструктивному изменению структурных

характеристик в результате накопления радиационных повреждений в приповерхностном слое керамик. При этом стоит отметить, что с учетом расчетных данных размеров диаметров структурно-измененных областей, возникающих вдоль траектории движения ионов в материале, а также их взаимодействии с кристаллической структурой, для флюенсов облучения $10^{10} - 10^{12}$ ион/см², данные области имеют изолированный характер [18,19]. Таким образом, отсутствие эффекта перекрытия дефектных областей приводит к отсутствию влияния радиационных повреждений и изолированных структурно-измененных областей на снижение теплопроводящих свойств. Из чего следует сделать вывод о том, что радиационно-индуцированные повреждения, вызванные ионизационными потерями и связанными с изменением электронной плотности в поврежденном слое, в случае малых флюенсов облучения не оказывают большого влияния на изменение теплофизических свойств. В этом случае следует отметить, что изменение электронной плотности в случае изолированности структурно – измененных областей, возникающих вдоль траектории движения ионов в материале, не оказывают влияние на механизмы фононного теплопереноса в керамиках.

При малых флюенсах облучения $10^{10} - 10^{12}$ ион/см², в силу изолированности структурно-измененных областей, возникающих вдоль траектории движения заряженных частиц в материале, размер которых составляет порядка 3 – 5 нм, время жизни образующихся дефектов составляет менее $10^{-13} - 10^{-11}$ с, причем большая часть образующихся точечных и вакансионных дефектов аннигилирует в результате релаксационных процессов при взаимодействии друг с другом или с дефектами кристаллической структуры. В результате чего структурные изменения, возникающие в данных областях при малых флюенсах, представляют собой малые деформированные включения, не оказывающие существенное влияние на массивный материал при процессах теплообмена.

Как видно из представленных данных, основные изменения коэффициента теплопроводности наблюдаются при достижении величины флюенса 10^{13} ион/см² и выше, а наблюдаемые изменения теплопроводности связаны с ее уменьшением, что как следствие, обусловлено ухудшением процессов теплопереноса в поврежденном слое. В этом случае ухудшение теплопроводящих свойств может быть обусловлено несколькими факторами. Во-первых, при увеличении флюенса

облучения до 10^{13} ион/см² и выше, наблюдается образование эффекта перекрытия изолированных структурно-измененных областей (радиус которых составляет 3 – 5 нм), что приводит к образованию не только точечных дефектов, и и комплексных дефектов, способных оказать существенно влияние на изменение устойчивости керамик к накоплению радиационных повреждений. В этом случае накопление точечных дефектов, вакансий или интерстициальных дефектов в структуре поврежденного слоя может привести к нарушению периодичности кристаллической решетки, а также возникновению деформационных включений, снижающих скорость теплообмена. Во-вторых, в случае высокодозного облучения, накопление радиационных повреждений и структурно-измененных областей может привести к формированию в структуре областей разупорядочения или аморфноподобных включений, а высокая концентрация вакансионных дефектов может привести к отклонению от стехиометрии, связанной с перераспределением элементов и изменением электронной плотности [20,21]. В-третьих, при высокодозном облучении накопление остаточных механических напряжений в поврежденном слое может привести к возникновению эффектов микроструктурных эффектов, связанных с процессами рекристаллизации, дроблении зерен, а также изменением их ориентации, что в свою очередь приводит к увеличению количества межзеренных границ, создающих дополнительное сопротивление фононному механизму передачи тепла [22]. В этом случае большая концентрация деформированно-искаженных включений в составе поврежденного слоя создает препятствия, приводящие к увеличению рассеяния фононов при теплопереносе, тем самым увеличивая тепловые потери в материале. Созданные степени свободы при рассеянии фононов на деформированно-искаженных включениях, а также образование фононных локальных мод в случае локализации фононов при взаимодействии с дефектами, приводит к потере эффективности теплообмена, что в свою очередь может привести к образованию в структуре поврежденного слоя областей перегрева. В свою очередь, образование локальных мод, а также изменение спектра фононов может привести к снижению групповой скорости передачи тепла за счет увеличения среднего свободного пробега фононов в поврежденном материале, что увеличивает тепловые потери, а также уменьшает

теплопроводность. При этом анализируя представленные данные на рисунке 2а можно сделать вывод о том, что наиболее подверженным к снижению теплопроводности являются керамики MgO и WO₃, для которых снижение коэффициента теплопроводности при флюенсах выше 10¹³ ион/см² составляет более 25-30 % при максимальном флюенсе облучения, в то время как для образцов ZrO₂ керамик максимальное снижение коэффициента теплопроводности составляет не более 12 % (см. данные на рис. 3).

В случае облучения тяжелыми ионами, как известно, одну из важных ролей играют величины ионизационных потерь налетающих ионов при взаимодействии с электронной и ядерной структурой облучаемых материалов, от которых напрямую зависит степень повреждаемости структуры материала. При увеличении энергии ионов, величины ионизационных потерь возрастают, что приводит к тому, что концентрация дефектов в поврежденном слое становится значительно больше. Результатом таких воздействий является более выраженные изменения прочностных и теплофизических параметров керамик, подверженных облучению, а также проявления снижения характеристик при меньших флюенсах облучения, которое обусловлено в первую очередь, размерами поврежденных областей, а также их перекрытием. На рисунке 2б представлены результаты изменения теплопроводящих свойств исследуемых керамик в зависимости от флюенса облучения тяжелыми ионами Хе²³⁺ с энергией 230 МэВ.

Общий вид представленной зависимости имеет аналогичный тренд снижения теплофизических параметров, что и в случае облучения ионами Кг¹⁵⁺ с энергией 150 МэВ, однако более выраженные изменения проявляются при больших флюенсах облучения (выше 10¹⁴ ион/см²), что свидетельствует о больших изменениях теплофизических параметров керамик. Также для всех трех типов керамик, начало изменений теплофизических параметров наблюдается при флюенсах 10¹² ион/см², в то время как для образцов облученных ионами Кг¹⁵⁺ подобные изменения наблюдались при флюенсах 5×10¹² ион/см² и выше. Такое различие в изменениях может быть объяснено эффектами более выраженных структурных искажений, вызванных облучением ионами Хе²³⁺, а также размерами поврежденных областей (диаметрами, так называемых латентных треков), возникающих вдоль траектории движения ионов в материале [23,24]. При этом следует отметить, что в случае облучения тяжелыми ионами наибольший вклад в

структурные искажения вносят электронные ионизационные потери налетающих ионов при взаимодействии с электронными оболочками структуры керамик, что приводит к возникновению анизотропных искажений в электронной плотности, которое в случае диэлектрических керамик наиболее проявлено при высокодозном облучении. Следует отметить, также что при облучении ионами Хе²³⁺, также как и в случае облучения ионами Кг¹⁵⁺, наибольшие изменения теплофизических параметров наблюдаются для WO₃ керамик, ухудшение которых составляет более 40 %, в то время как для облучения ионами Кг¹⁵⁺ подобное изменение составляло не более 30 %. Такое различие в деградации теплофизических параметров обусловлено в первую очередь более выраженной деструкцией поврежденного слоя керамик при облучении тяжелыми ионами Хе²³⁺, а также возникновением аморфных включений при высокодозном облучении тяжелыми ионами.

На рисунке 3 представлены результаты сравнительного анализа максимальной величины снижения теплофизических параметров керамик при максимальном флюенсе облучения ионами Кг¹⁵⁺ и Хе²³⁺. Результаты сравнительного анализа свидетельствуют об ухудшении теплофизических параметров исследуемых керамик, при этом характер данных изменений имеет явные различия в зависимости от типа исследуемых оксидных керамик.

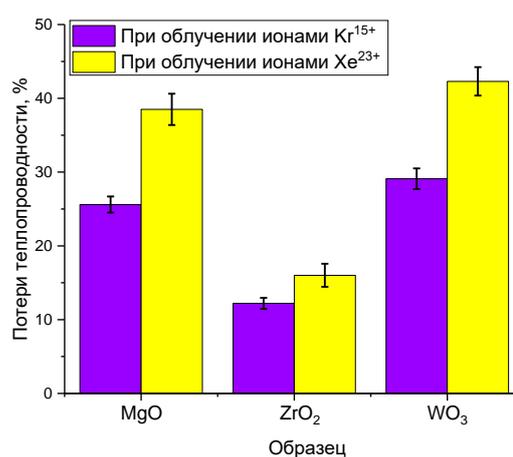


Рисунок 3 – Результаты потерь теплопроводности оксидных керамик при максимальном флюенсе облучения 10¹⁶ ион/см²

Как видно из представленных данных изменений, максимальное снижение теплопроводности (т.е. возникновение тепловых потерь в результате накопления радиационных повреждений) наблюдается для WO₃ керамик, для которых облучение тяжелыми ионами Кг¹⁵⁺ и

Xe^{23+} с максимальным флюенсом облучения приводят к снижению теплопроводности более чем на 30–40 %. Чуть менее выраженные изменения теплопроводности при максимальном флюенсе облучения тяжелыми ионами Xe^{23+} наблюдаются для MgO керамик, изменение которых составляет порядка 24–25% и 37–38 % при облучении ионами Kr^{15+} и Xe^{23+} соответственно. Самыми устойчивыми керамиками к снижению теплопроводности при облучении тяжелыми ионами Xe^{23+} являются ZrO_2 керамики, снижение теплопроводности для которых составило не более 15 % от начального значения. При этом данные изменения теплопроводящих характеристик при облучении тяжелыми ионами Xe^{23+} имеют хорошее согласие с данными изменениями теплопроводности образцов облученных тяжелыми ионами Kr^{15+} , однако изменения при облучении ионами Xe^{23+} приблизительно на 5–10 % выше, что может быть объяснено следующими факторами.

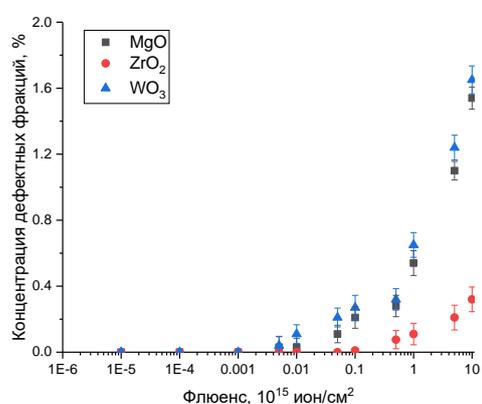
Во-первых, при облучении тяжелыми ионами Xe^{23+} размеры поврежденных областей (структурно-измененных), возникающих вдоль траектории движения ионов в материале несколько больше (по расчетным данным примерно на 20–30 %), чем при облучении тяжелыми ионами Kr^{15+} , что приводит к тому, что плотность дефектных включений, возникающих при высокодозном облучении выше в образцах облученных тяжелыми ионами Xe^{23+} . Об этом также свидетельствует то, что изменения теплопроводности исследуемых керамик при облучении тяжелыми ионами Xe^{23+} проявляются при меньших флюенсах, чем в случае облучения тяжелыми ионами Kr^{15+} .

Во-вторых, более выраженные изменения теплофизических характеристик для облученных образцов керамик при облучении тяжелыми ионами Xe^{23+} свидетельствует о том, что в приповерхностном слое концентрация дефектов значительно выше, что создает дополнительные препятствия при фоновой передаче тепла, за счет увеличения количества рассеивающих центров в виде дефектных или аморфных включений, концентрация которых максимальна при высокодозном облучении.

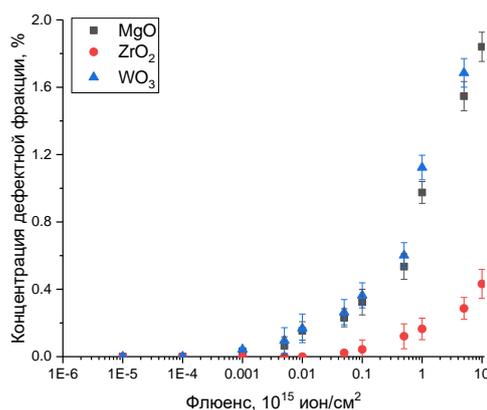
В-третьих, высокая устойчивость ZrO_2 керамик к снижению теплофизических параметров обусловлена процессами полиморфных трансформаций, которые наблюдаются для данного типа керамик при высокодозном облучении тяжелыми ионами (с энергией выше 100 МэВ), инициализация которых приводит к изменению плотности керамик, и как следствие, снижению скорости

накопления структурных повреждений в приповерхностном слое.

Изменение теплопроводности керамик при увеличении флюенса облучения обусловлено в первую очередь формированием дефектной фракции в поврежденном слое и последующем ее накоплении, что приводит к созданию дополнительных препятствий фоновому механизму передачи тепла. В свою очередь высокая устойчивость керамик на основе диоксида циркония к процессам накопления радиационных повреждений обуславливает меньшие тепловые потери и малое ухудшение теплопроводности. На рисунке 4 представлены результаты оценки изменения концентрации дефектной фракции в образцах керамик в зависимости от флюенса облучения и типа ионов.



а) при облучении тяжелыми ионами Kr^{15+}



б) при облучении тяжелыми ионами Xe^{23+}

Рисунок 4 – Результаты оценки концентрации дефектной фракции в составе поврежденного слоя керамик в зависимости от флюенса облучения (пунктирными линиями выделена область, согласно теоретическим расчетам, которая характерна для формирования перекрытия траекторий ионов в материале в случае облучения тяжелыми ионами)

Оценка концентрации дефектной фракции была произведена путем измерений изменения параметров кристаллической решетки, а также ее объема в результате облучения. Следует отметить, что характер изменений концентрации дефектной фракции в зависимости от флюенса облучения для обоих типов ионов имеет одинаковый тренд изменений, имеющий явно выраженный эффект накопления при флюенсах выше 10^{13} ион/см². При этом характер изменений концентрационных зависимостей от флюенса облучения для обоих типов ионов имеет одинаковый тренд, различающийся только изменением величин концентрации при изменении типа ионов (при облучении ионами Хе²³⁺ изменение концентрации дефектной фракции более выражены).

Как видно из представленных данных, в случае облучения флюенсами $10^{10} - 10^{12}$ ион/см², изменений параметров кристаллической структуры, и как следствие накопления дефектной фракции в поврежденном слое не наблюдается. Отсутствие изменений может быть объяснено следующими факторами. Во-первых, при малых флюенсах облучения, структурно-измененные области, возникающие вдоль траектории движения ионов в поврежденном слое остаются изолированными друг от друга, что приводит к тому, что большая часть дефектов образующихся в результате взаимодействия может аннигилировать за весьма короткие промежутки времени. В этом случае, согласно теоретическим оценкам, размеры данных областей составляют не более 5–10 нм в диаметре, основные структурные изменения связаны с деформационными искажениями, возникающими в данных локально – изолированных областях, а в виду их малых размеров и высокой устойчивости керамик, концентрация данных включений не оказывает существенных изменений на свойства керамик. При этом, в силу того, что доминирующую роль в процессах взаимодействия играют процессы взаимодействия налетающих ионов с электронными оболочками, в данных областях формируются изолированные области с измененной плотностью распределения электронов, которые в большинстве своем имеют необратимый характер в силу диэлектрической природы керамик. В данном случае малый вклад от ядерных потерь, приводящий к атомным смещениям в случае изолированности поврежденных областей не способен оказать существенное влияние на структурные изменения в силу малого поврежденного объема относительно общего объема керамик.

Во-вторых, структурные изменения в данных локально – изолированных областях, в основном связаны с эффектами ионизации, обусловленными большими ионизационными потерями налетающих ионов вдоль траектории движения, а также доминированием на большей части длины пробега ионов электронных взаимодействий, что приводит к возникновению анизотропии распределения заряда не только вдоль траектории движения ионов по глубине, но и в радиальном направлении от центра траектории. При этом, согласно ряду работ [25,26], данная зарядовая анизотропия может иметь гораздо большие размеры, чем оценочные величины диаметров структурно – измененных областей, связанных с деформационным искажением кристаллической структуры. Однако в случае малых флюенсов, даже с учетом различий в размерах областей зарядовой анизотропии и структурно-измененных деформированных областей, данные области остаются изолированными и не способными оказать существенного эффекта на изменение концентрации дефектной фракции.

В области флюенсов $10^{12} - 10^{13}$ ион/см² наблюдается формирование малой концентрации дефектной фракции, появление которой обусловлено во – первых, эффектом перекрытия локально – изолированных структурно – измененных дефектных областей, а во – вторых увеличением вклада ионизационных потерь в изменения распределения электронной плотности. При этом для различных типов керамик, изменение концентрации дефектной фракции в данном диапазоне флюенсов облучения различен. Так, наиболее выраженные изменения концентрации дефектной фракции в данном диапазоне наблюдаются для WO₃ керамик, в то время как для керамик ZrO₂ и MgO вклад дефектной фракции в составе керамик минимальный.

При увеличении флюенса облучения выше 10^{13} ион/см² наблюдается экспоненциальное увеличение концентрации дефектных включений, которое характерно для деформационных искажений, связанных с эффектом перекрытия структурно – измененных областей, возникающих вдоль траектории движения ионов в поврежденном слое. При этом в случае облучения тяжелыми ионами Хе²³⁺ данные изменения более выражены, чем в случае облучения ионами Кг¹⁵⁺, что может быть объяснено более выраженными структурными изменениями, связанными с разницей в величинах ионизационных потерь налетающих ионов (в случае ионов Хе²³⁺ величины

ионизационных потерь больше), и как следствие, увеличению размеров поврежденных областей вдоль траектории движения ионов. Одним из объяснений изменения теплофизических параметров керамик в результате накопления радиационных повреждений при высокодозном облучении может являться изменение не только концентрации дефектной фракции, но и степени структурного упорядочения, величина которой характеризует совершенство кристаллической структуры, а также накопление аморфных включений при высокодозном облучении. В этом случае увеличение концентрации дефектных включений в структуре поврежденного слоя, а также изменение их плотности приводит к формированию областей разупорядочения (аморфных включений). В случае дальнейшего увеличения флюенса, наблюдается увеличение концентрации аморфных включений в поврежденном слое, что связано с увеличением концентрации накопленных структурных искажений, а также эффектом глубокого перекрытия дефектных областей, характерного для высокодозного облучения.

Заключение

В заключении можно сделать ряд следующих выводов, подводящих итоги проведенных исследований. Во – первых, было установлено, что при малых флюенсах облучения (порядка 10^{10} – 10^{12} ион/см²) изменения теплопроводности не установлены, из чего следует, что

изолированность структурных изменений, возникающих вдоль траектории движения ионов в поврежденном слое не оказывают существенного влияния на ухудшение теплопередачи. Также на возникающие изменения электронной плотности при облучении при малых флюенсах не оказывают влияние на снижение теплопроводности. Основное влияние на снижение теплофизических параметров оказывает накопительный эффект структурных искажений и деформационных включений, возникающий в результате накопительного эффекта при увеличении флюенса облучения. При этом, начало снижения теплопроводности имеет явно выраженную зависимость от типа ионов при облучении (и как следствие, от энергии ионов), которое выражается в том, что в случае облучения ионами Xe^{23+} снижение теплопроводности начинается при флюенсах порядка 10^{12} ион/см², в то время как для образцов облученных ионами Kr^{15+} подобные изменения наблюдались при флюенсах 5×10^{12} ион/см².

Благодарность

Данная работа выполнена в рамках грантового финансирования АР13068156 «Изучение влияния радиационных повреждений на теплофизические свойства инертных матриц на основе оксидов для тепловыделяющих сборок» при поддержке Комитета науки Министерства науки и высшего образования РК.

Литература

- 1 Sadiq Iqra, Syed Asim Ali, and Tokeer Ahmad Advanced Hybrid Ceramics for Nuclear and Hydrogen Energy Applications // Chemistry Selecto – 2023. – Vol.8 (27). – e202300837.
- 2 Castro Landy, et al. Thermal analysis of ceramic nuclear fuels for the HPLWR // Annals of Nuclear Energy. – 2019. – Vol.127. – P.227-236.
- 3 Lee William Edward, et al. Opportunities for advanced ceramics and composites in the nuclear sector // Journal of the American Ceramic Society. – 2013. – Vol.96 (7). – P.2005-2030.
- 4 Lu Cihang, et al. Fully ceramic microencapsulated fuel in prismatic high temperature gas-cooled reactors: analysis of reactor performance and safety characteristics // Annals of Nuclear Energy. – 2018. – Vol.114. – P.277-287.
- 5 Peiman W., et al. Thermal aspects of conventional and alternative fuels. – Handbook of generation IV nuclear reactors. – Woodhead Publishing, 2016. – P.583-635.
- 6 Jiang Wen, Benjamin W. Spencer, and John E. Dolbow. Ceramic nuclear fuel fracture modeling with the extended finite element method // Engineering Fracture Mechanics. – 2020. – Vol.223. – Art.No 106713.
- 7 Lee Y. W., et al. Study on the mechanical properties and thermal conductivity of silicon carbide-, zirconia- and magnesia aluminate-based simulated inert matrix nuclear fuel materials after cyclic thermal shock // Journal of nuclear materials. – 2003. – Vol.319. – P.15-23.
- 8 Lee William E., et al. Nuclear applications for ultra-high temperature ceramics and MAX phases // Ultra-High Temperature Ceramics: Materials for Extreme Environment Applications. – 2014. – P.391-415.
- 9 Zhang Yongfeng, and Xian-Ming Bai. Ceramic materials for nuclear energy applications // JOM. – 2019. – Vol.71 (12). – P.4806-4807.
- 10 Alat Ece, et al. Ceramic coating for corrosion (c3) resistance of nuclear fuel cladding // Surface and coatings technology. – 2015. – Vol.281. – P.133-143.

- 11 Middleburgh Simon C., William E. Lee, and Michael JD Rushton. *Ceramics in the nuclear fuel cycle. //Advanced Ceramics for Energy Conversion and Storage.* – Elsevier, 2020. – P.63-87.
- 12 Alin M., et al. Study of the mechanisms of the t-ZrO₂→ c-ZrO₂ type polymorphic transformations in ceramics as a result of irradiation with heavy Xe²²⁺ ions // *Solid State Sciences.* – 2022. – Vol.123. – Art.No 106791.
- 13 Ghyngazov S.A., et al. Swift heavy ion induced phase transformations in partially stabilized ZrO₂ // *Radiation Physics and Chemistry.* – 2022. – Vol.192. – Art.No 109917.
- 14 Ivanov I.A., et al. Effect of irradiation with heavy Xe²²⁺ ions with energies of 165–230 MeV on change in optical characteristics of ZrO₂ ceramic // *Optical Materials.* – 2021. – Vol.120. – Art.No 111479.
- 15 Ziegler James F., Matthias D. Ziegler, and Jochen P. Biersack SRIM–The stopping and range of ions in matter // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms.* – 2010. – Vol.268. – Iss.11-12. – P.1818-1823.
- 16 Snead L.L., Zinkle S.J., and White D.P. Thermal conductivity degradation of ceramic materials due to low temperature, low dose neutron irradiation // *Journal of nuclear materials.* – 2005. – Vol.340, Iss.2-3. – P.187-202.
- 17 Zhu Jiatong, et al. "Dual-phase rare-earth-zirconate high-entropy ceramics with glass-like thermal conductivity // *Journal of the European Ceramic Society.* – 2021. – Vol.41, Iss.4. – P.2861-2869.
- 18 Van Vuuren Arno Janse, et al. Latent ion tracks in amorphous and radiation amorphized silicon nitride // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms.* – 2020. – Vol.473. – P.16-23.
- 19 Kluth Patrick, et al. Measurement of latent tracks in amorphous SiO₂ using small angle X-ray scattering // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms.* – 2008. – Vol.266, Iss. 12-13. – P.2994-2997.
- 20 Van Vuuren, A. Janse, et al. Latent tracks of swift Bi ions in Si₃N₄ // *Materials Research Express.* – 2020. – Vol.7. – Art.No 025512.
- 21 Vlasukova L., et al. Etching of latent tracks in amorphous SiO₂ and Si₃N₄: Simulation and experiment // *Vacuum.* – 2016. – Vol.129. – P.137-141.
- 22 Weber W.J. Models and mechanisms of irradiation-induced amorphization in ceramics // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms.* – 2000. – Vol.166. – P.98-106.
- 23 Zinkle S.J., Skuratov V.A., and Hoelzer D.T. On the conflicting roles of ionizing radiation in ceramics // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research section B: Beam Interactions with Materials and Atoms.* – 2002. – Vol.191, Iss.1-4. – P.758-766.
- 24 Rymzhanov R.A., et al. Recrystallization as the governing mechanism of ion track formation // *Scientific reports.* – 2019. – Vol.9, Iss.1. – P.3837.
- 25 Tuleushev A.Z., et al. Ion charge influence on the molecular structure of polyethylene terephthalate films after irradiation with swift heavy ions // *Crystals.* – 2020. – Vol.10, Iss.6 – P.479.
- 26 Tuleushev A.Z., et al. Enhancement of Luminescence of PET Films after Swift Heavy Ion Irradiation // *Polymers.* – 2003. – Vol.15, Iss.4. – P.910.

References

- 1 Sadiq, Iqra, Syed Asim Ali, and Tokeer Ahmad, *ChemistrySelect* 8, 27 e202300837 (2023).
- 2 Landy Castro, et al., *Annals of Nuclear Energy* 127, 227-236 (2019).
- 3 William Edward Lee, et al., *Journal of the American Ceramic Society* 96,7, 2005-2030 (2013).
- 4 Cihang Lu, et al., *Annals of Nuclear Energy* 114, 277-287 (2018).
- 5 W. Peiman, et al. Thermal aspects of conventional and alternative fuels, *Handbook of generation IV nuclear reactors*, (Woodhead Publishing, 2016), pp.583-635.
- 6 Wen Jiang, Benjamin W. Spencer, and John E. Dolbow, *Engineering Fracture Mechanics* 223, 106713 (2020).
- 7 Y.W. Lee, et al., *Journal of nuclear materials* 319, 15-23 (2003).
- 8 William E. Lee, et al., *Ultra-High Temperature Ceramics: Materials for Extreme Environment Applications* 391-415 (2014).
- 9 Yongfeng Zhang, and Xian-Ming Bai, *JOM* 71 (12), 4806-4807 (2019).
- 10 Ece Alat, et al., *Surface and coatings technology* 281, 133-143 (2015).
- 11 Simon C. Middleburgh, William E. Lee, and Michael JD Rushton, *Advanced Ceramics for Energy Conversion and Storage*, (Elsevier, 2020), pp. 63-87.
- 12 M. Alin, et al., *Solid State Sciences* 123, 106791 (2022).
- 13 S.A. Ghyngazov, et al., *Radiation Physics and Chemistry* 192, 109917 (2022).
- 14 I.A. Ivanov, et al., *Optical Materials* 120, 111479 (2021).
- 15 James F. Ziegler, Matthias D. Ziegler, and Jochen P. Biersack, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 268 (11-12), 1818-1823 (2010).
- 16 L.L. Snead, S.J. Zinkle, and D.P. White, *Journal of nuclear materials* 340 (2-3), 187-202 (2005).
- 17 Jiatong Zhu, et al., *Journal of the European Ceramic Society* 41 (4), 2861-2869 (2021).

- 18 Arno Janse van Vuuren, et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms 473, 16-23 (2020).
- 19 Patrick Kluth, et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms 266 (12-13), 2994-2997 (2008).
- 20 A. Janse van Vuuren, et al., Materials Research Express 7 (2) 025512 (2020).
- 21 L. Vlasukova, et al., Vacuum 129, 137-141 (2016).
- 22 W.J. Weber, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms 166, 98-106 (2000).
- 23 S.J. Zinkle, V.A. Skuratov, and D.T. Hoelzer, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research section B: Beam Interactions with Materials and Atoms 191 (1-4), 758-766 (2002).
- 24 R.A. Rymzhanov, et al., Scientific reports 9 (1), 3837 (2019).
- 25 Adil Z. Tuleushev, et al., Crystals 10 (6), 479 (2020).
- 26 Adil Z. Tuleushev, et al., Polymers 15 (4), 910 (2023).

История статьи:

Поступила 11 марта 2024 г.
Принята 14 марта 2024 г.

Article history:

Received 11 March 2024
Accepted 14 March 2024

Информация об авторах:

1. **Даурен Кадыржанов** (автор корреспондент) – PhD, Евразийский национальный университет им. Л.Н. Гумилёва (Казахстан, г.Астана, email: kadyrzhano.v.d@gmail.com).

2. **Шолпан Гиниятова** – к.ф.-м.н., доцент, Евразийский национальный университет им. Л.Н. Гумилёва (Казахстан, г.Астана, email: giniyatova_shg@enu.kz).

3. **Максим Здоровец** – к.ф.-м.н., профессор, Евразийский национальный университет им. Л.Н. Гумилёва, Институт ядерной физики (Казахстан, г.Астана, email: mzdorovets@gmail.com).

4. **Дмитрий Шлимас** – PhD, Евразийский национальный университет им. Л.Н. Гумилёва (Казахстан, г.Астана, email: shlimas@mail.ru).

Information about authors:

1. **Dauren Kadyrzhano.v** (corresponding author) – PhD, L.N. Gumilyov Eurasian National University (Kazakhstan, Astana, email: kadyrzhano.v.d@gmail.com).

2. **Sholpan Giniyatova** – Cand. of Phys. and Math. Sc., Ass.Prof., L.N. Gumilyov Eurasian National University (Kazakhstan, Astana, email: giniyatova_shg@enu.kz).

3. **Maxim Zdorovets** – Cand. of Phys. and Math. Sc., Prof., L.N. Gumilyov Eurasian National University, Institute of Nuclear Physics (Kazakhstan, Astana, email: mzdorovets@gmail.com).

4. **Dmitrii Shlimas** – PhD, L.N. Gumilyov Eurasian National University (Kazakhstan, Astana, email: shlimas@mail.ru).

4-Бөлім
Жылу физикасы және теориялық жылу техникасы

Section 4
Thermophysics and Theoretical Heat Engineering

Раздел 4
Теплофизика и теоретическая теплотехника

Е.В. Алексеев^{1,2*} , Ю.П. Заричняк¹ , С.А. Белегенова² , В.П. Ходунков³ 

¹Университет ИТМО, Российская Федерация, г.Санкт-Петербург

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

³ВНИИМ им. Д.И. Менделеева, Российская Федерация, г.Санкт-Петербург

*e-mail: evgeniialekseev1996@mail.ru

ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ ПОЛЫХ МИКРОСФЕР С ПЕРФОРИРОВАННЫМИ СТЕНКАМИ

Одним из основных направлений научных исследований в области материалов является изучение теплофизических свойств композиционных материалов и неоднородных систем. Понимание этих свойств и разработка аналитических методов прогнозирования необходимы для создания материалов с требуемыми свойствами. Впервые исследуется теплопроводность полых микросфер с перфорированными стенками как необходимого компонента перспективных новых композитов. Целью данной работы является оценка возможности анализа эффективной теплопроводности полых перфорированных микросфер ещё на этапе их разработки. Получены соотношения для аналитической оценки (расчёта/прогноза) эффективной теплопроводности полых микросфер с различным материалом стенок, видами газа в порах (воздуха или иных газов) и относительной площади перфорации стенок полых микросфер. Для расчёта теплопроводности объекта используются модели и методы теории обобщенной проводимости. Представлены результаты аналитического расчета значений эффективной теплопроводности микросфер из Al_2O_3 , ZrO_2 , диэтилполисилоксана, наполненных воздухом, в зависимости от относительной толщины стенки микросферы и относительной площади перфорации стенок при фиксированных значениях температур. Результаты работы могут быть использованы для прогнозирования свойств новых композиционных материалов в заранее заданном диапазоне температур.

Ключевые слова: полые микросферы, перфорированные стенки, теплопроводность, теория обобщенной проводимости, композиционные материалы.

Е.В. Алексеев^{1,2*}, Ю.П.Заричняк¹, С.А. Белегенова², В.П.Ходунков³

¹ИТМО университеті, Ресей Федерациясы, Санкт-Петербург қ.

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

³Д.И. Менделеев атындағы ВНИИМ, Ресей Федерациясы, Санкт-Петербург қ.

* e-mail: evgeniialekseev1996@mail.ru

Перфорацияланған қабырғалары бар қуыс микросфералардың жылу өткізгіштігі

Материалдар саласындағы ғылыми зерттеулердің негізгі бағыттарының бірі композициялық материалдар мен гетерогенді жүйелердің жылу-физикалық қасиеттерін зерттеу болып табылады. Осы қасиеттерді түсіну және аналитикалық болжау әдістерін әзірлеу қажетті қасиеттері бар материалдарды жасау үшін өте маңызды. Перфорацияланған қабырғалары бар қуыс микросфералардың жылу өткізгіштігі перспективалы жаңа Композиттердің қажетті құрамдас бөлігі ретінде алғаш рет зерттелуде. Бұл жұмыстың мақсаты-қуыс перфорацияланған микросфералардың тиімді жылу өткізгіштігін оларды әзірлеу кезеңінде де талдау мүмкіндігін бағалау. Қабырғалардың әртүрлі материалдары бар қуыс микросфералардың тиімді жылу өткізгіштігін, кеуектердегі газ түрлерін (ауа немесе басқа газдар) және қуыс микросфералар қабырғаларының перфорациясының салыстырмалы ауданын аналитикалық бағалау (есептеу/болжау) үшін қатынастар алынды. Объектінің жылу өткізгіштігін есептеу үшін жалпыланған өткізгіштік теориясының модельдері мен әдістері қолданылады. Микросфера қабырғасының салыстырмалы қалыңдығына және бекітілген температура мәндеріндегі қабырға перфорациясының салыстырмалы ауданына байланысты ауамен толтырылған Al_2O_3 , ZrO_2 , диэтилполисилоксаннан алынған микросфералардың тиімді жылу өткізгіштігінің мәндерін аналитикалық есептеу нәтижелері келтірілген. Жұмыс нәтижелерін алдын ала белгіленген температура диапазонында жаңа композициялық материалдардың қасиеттерін болжау үшін пайдалануға болады.

Түйін сөздер: қуыс микросфералар, перфорацияланған қабырғалар, жылу өткізгіштік, жалпыланған өткізгіштік теориясы, композициялық материалдар.

E.V. Alekseev^{1,2*}, Y.P. Zarichnyak¹, S.A. Bolegenova², V.P. Khodunkov³

¹ITMO University, Russian Federation, Saint Petersburg

²Al-Farabi Kazakh National University, Kazakhstan, Almaty

³D.I.Mendeleev VNIIM, Russian Federation, Saint Petersburg

*e-mail: evgenialekseev1996@mail.ru

Thermal conductivity of hollow microspheres with perforated walls

One of the main directions of scientific research in the field of materials is the study of the thermophysical properties of composite materials and heterogeneous systems. Understanding these properties and developing analytical forecasting methods are necessary to create materials with the required properties. For the first time, the thermal conductivity of hollow microspheres with perforated walls is investigated as a necessary component of promising new composites. The purpose of this work is to evaluate the possibility of analyzing the effective thermal conductivity of hollow perforated microspheres at the stage of their development. The relations for the analytical evaluation (calculation/forecast) of the effective thermal conductivity of hollow microspheres with different wall materials, types of gas in the pores (air or other gases) and the relative perforation area of the walls of hollow microspheres are obtained. To calculate the thermal conductivity of an object, models and methods of the theory of generalized conductivity are used. The results of the analytical calculation of the values of the effective thermal conductivity of microspheres made of Al₂O₃, ZrO₂, diethylpolysiloxane filled with air, depending on the relative thickness of the microsphere wall and the relative perforation area of the walls at fixed temperatures are presented. The results of the work can be used to predict the properties of new composite materials in a predetermined temperature range.

Keywords: hollow microspheres, perforated walls, thermal conductivity, theory of generalized conductivity, composite materials.

Введение

Необходимость изучения теплофизических свойств композиционных материалов и неоднородных систем, в том числе и разработка аналитических методов прогнозирования, является важной частью крупной научно-технической проблемы создания материалов с заранее заданными (требуемыми) свойствами.

Объектом исследования являются полые микросферы с перфорированными стенками (пористые микросферы), представленные на

рисунке 1 [1]. Перфорированные сферы имеют диаметр от 10 мкм до 250 мкм, толщину стенок от 1-2 мкм (тонкостенные) до 0.7-0.8 радиуса сферы (толстостенные) и размер отверстий в стенках от 5 до 60 мкм, с пористостью 30-75%.

Микросферы характеризуются малой плотностью в сочетании с высокой механической прочностью и твердостью, относительно низкой теплопроводностью, хорошей текучестью при свободной засыпке, а также электроизоляционными свойствами.

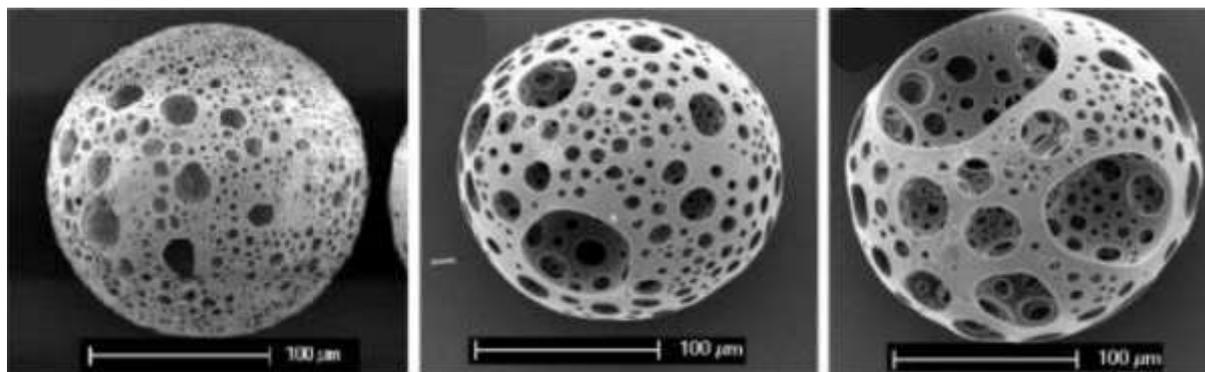


Рисунок 1— Электронные фотографии реальных полых микросфер с перфорированными стенками [1]

Пористые микросферы в медицине исследуются для доставки лекарства [2], стволовых клеток [3,4], тканевой инженерии [5]. Также пористые микрочастицы были исследованы для применения в качестве связующего звена между ассиметричными мембранами со слоистой структурой [6], в суперконденсаторах для повышения напряжения и плотности энергии [7] и в качестве анодных материалов для литий-ионных аккумуляторов [8].

В строительной индустрии и теплоэнергетике полые микросферы с цельными или перфорированными стенками используются как компоненты конструкционных и теплоизоляционных материалов. В работе [9], где проводится анализ структуры зольных микросфер с цельными и перфорированными стенками, указывается, что теплопроводность композитов с перфорированными стенками микросфер ниже, чем у материалов с неперфорированными стенками микросфер

Наиболее часто используемыми материалами для пористых микросфер являются неорганические материалы, такие как карбонат кальция (CaCO_3), фосфаты, бораты, силикаты, мезопористый кремнезем, гидроксипатит [10-12]

В работе [13] производится расчет теплопроводности композита из полимерных красок и стеклянных микросфер по классическим моделям теплопереноса в пористых средах – приближения взаимопроникающих континуумов на основе модели пластин, ориентированных параллельно и перпендикулярно тепловому потоку соответственно. При использовании покрытия достигается уменьшение теплового потока на 30–40 % при толщине покрытия 2–3 мм и снижение температуры поверхности трубы на 20 °С. Энергосберегающие свойства такого композиционного материала перспективны при его нанесении на поверхность объектов с низким тепловым сопротивлением.

В работе [14] экспериментально показано, что добавление полых вакуумированных микросфер из оксида кремния SiO_2 , покрытых натриевой известью, в полиуретановую матрицу снижает теплопроводность этого теплоизоляционного материала примерно на 27%. При этом заметного изменения тепловых характеристик не проявляется и через три месяца эксплуатации, позволяя предположить, что микросферы могут поддерживать внутренний вакуум в течение длительного периода времени.

В сухом состоянии теплопроводность композитов, наполненных тоностенными стеклянными полыми микросферами, составляет $-\lambda = 0,117 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$, наполненных вспученным

вермикулитовым песком $-\lambda = 0,141 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$, наполненных вспученным перлитовым песком $-\lambda = 0,156 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$, наполненных зольными микросферами $-\lambda = 0,172 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$ [15]. Приведенные в статье данные доказывают более высокую эффективность применения полых стеклянных микросфер в теплоизоляционных штукатурных растворах.

Обычно экспериментальные исследования физических свойств материалов проводятся уже после их создания. Но зачастую реальные условия требуют оценки возможности создания композиционного материала с заранее заданными свойствами ещё на этапе разработки требований будущих потребителей к новым конструкционным и теплоизоляционным материалам. Это делает актуальной задачу разработки моделей возможных структур и методов аналитической оценки возможности создания композиционных материалов с требуемыми свойствами.

Целью данной работы является оценка возможности анализа эффективной теплопроводности полых перфорированных микросфер ещё на этапе их разработки, так как ни в одном из известных нам источников не исследуется теплопроводность этих объектов как необходимого компонента перспективных новых композитов.

Материалы и методы

Для расчёта теплопроводности объекта используются модели и методы теории обобщенной проводимости [16-18]. Основная идея теории заключается в том, что эффективные коэффициенты обобщенной проводимости систем с хаотической или упорядоченной структурой можно считать равными, если эти структуры адекватны и свойства составляющих компонент сохраняются.

Произведем замену микросферы произвольной формы на кубы равного им объема, пористости и относительной площади перфорации стенок. (Рисунок 2а). Так как для расчета эффективной теплопроводности важно не само наличие перфорации в стенках, а соотношение площадей перфорированной доли стенок к сплошной (относительная площадь перфорации), то можно продолжить анализ процесса переноса тепла на модели куба с одним отверстием (рисунок 2б), относительная площадь перфорации и пористость которого будет равна относительной площади перфорации стенок и пористости куба с множеством отверстий в стенках, показанного на рисунке 2а.

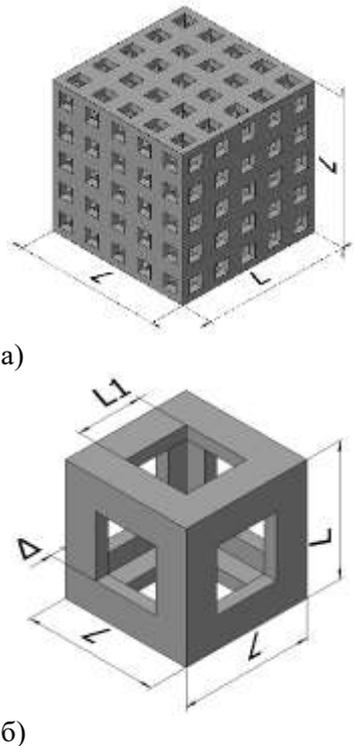


Рисунок 2 – Элементарные ячейки структуры в виде кубов

Первоначально проведём разбиение элементарной ячейки адиабатическими плоскостями, параллельными направлению потока тепла, на характерные участки 1-7, показанные на рисунке 3. Каждый участок характеризуется тепловым сопротивлением, схема соединения которых также представлена на рисунке. По формуле для плоской стенки (1) вычисляем тепловые сопротивления $R_1 - R_7$ для участков 1-7:

$$R = \frac{l}{S \cdot \lambda}, \quad (1)$$

где l – толщина стенки, S – площадь поперечного сечения стенки, λ – теплопроводность стенки.

$$R_1 = \frac{\Delta}{((L - 2 \cdot \Delta)^2 - L_1^2) \cdot \lambda_1},$$

$$R_2 = \frac{\Delta}{L_1^2 \cdot \lambda_2},$$

$$R_3 = \frac{L - 2 \cdot \Delta}{(L - 2 \cdot \Delta)^2 \cdot \lambda_2},$$

$$R_4 = \frac{\frac{L - L_1}{2}}{(L^2 - (L - 2 \cdot \Delta)^2) \cdot \lambda_1},$$

$$R_5 = \frac{\frac{L - L_1}{2}}{(L - 2 \cdot \Delta)^2 \cdot \lambda_2},$$

$$R_6 = \frac{L_1}{(L^2 - 4 \cdot L_1 \cdot \Delta - (L - 2 \cdot \Delta)^2) \cdot \lambda_1},$$

$$R_7 = \frac{L_1}{((L - 2 \cdot \Delta)^2 + 4 \cdot L_1 \cdot \Delta) \cdot \lambda_2},$$

где λ_1 – теплопроводность материала стенок, λ_2 – теплопроводность газа или жидкости в полости куба или в порах в стенках, L – длина стороны куба, L_1 – длина стороны отверстия, Δ – толщина стенки куба.

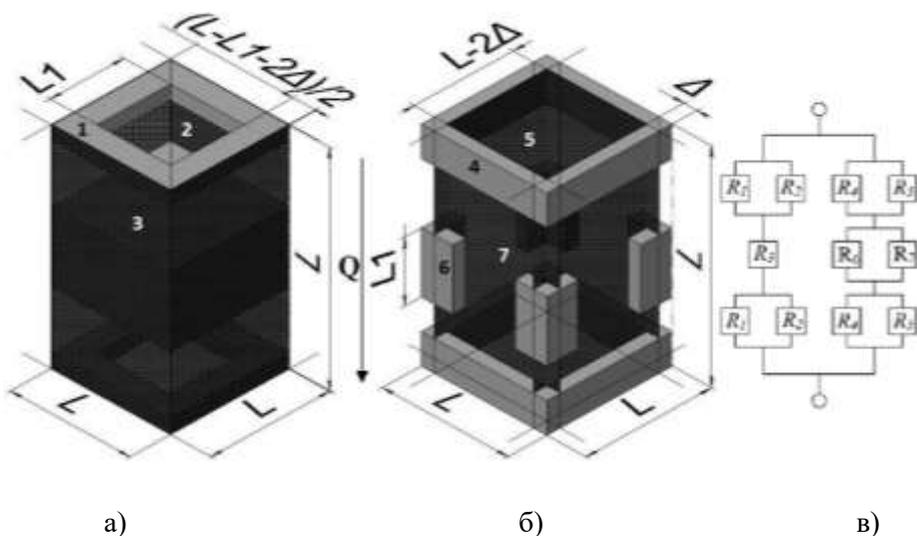


Рисунок 3 – Разбиение модели адиабатическими плоскостями параллельными направлению потока тепла Q и схема соединения тепловых сопротивлений отдельных участков модели

В соответствии со схемой соединения тепловых сопротивлений участков 1-7 на рисунке 3в выразим полное тепловое сопротивление модели $R_{\Sigma ад.}$ при разбиении её адиабатическими плоскостями, параллельными направлению теплового потока:

$$\frac{1}{R_{12}} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2},$$

$$\frac{1}{R_{45}} = \frac{1}{R_4} + \frac{1}{R_5},$$

$$\frac{1}{R_{67}} = \frac{1}{R_6} + \frac{1}{R_7}.$$

$$\lambda_{эфф.ад.} = \frac{1}{\frac{\delta}{((1-\delta)^2 - S^2) \cdot \lambda_1 + S^2 \cdot \lambda_2} + \frac{1}{(1-\delta) \cdot \lambda_2}} + \frac{1}{\frac{1-S}{(1-(1-\delta)^2) \cdot \lambda_1 + (1-\delta) \cdot \lambda_2} + \frac{S}{(1-2 \cdot S \cdot \delta - (1-\delta)^2) \cdot \lambda_1 + ((1-\delta)^2 + 2 \cdot S \cdot \delta) \cdot \lambda_2}}, \quad (4)$$

где $\delta = 2\Delta/L$ – относительная толщина стенки, $S = L_1^2/L^2$ – относительная площадь перфорации.

Выразим тепловые сопротивления участков:

$$R_1 = \frac{\Delta}{(L^2 - L_1^2) \cdot \lambda_1},$$

$$R_2 = \frac{\Delta}{L_1^2 \cdot \lambda_2},$$

$$R_3 = \frac{L - 2 \cdot \Delta - L_1}{(L^2 - (L - 2 \cdot \Delta)^2) \cdot \lambda_1},$$

$$R_4 = \frac{L - 2 \cdot \Delta - L_1}{(L - 2 \cdot \Delta)^2 \cdot \lambda_2},$$

$$R_5 = \frac{L_1}{(L^2 - 4 \cdot L_1 \cdot \Delta - (L - 2 \cdot \Delta)^2) \cdot \lambda_1},$$

Суммарная проводимость элементарной ячейки:

$$\frac{1}{R_{\Sigma ад.}} = \frac{1}{2 \cdot R_{12} + R_3} + \frac{1}{2 \cdot R_{45} + R_6}. \quad (2)$$

Но тепловое сопротивление модели можно вычислить считая, что весь объём куба заполнен однородным веществом с эффективной теплопроводностью $\lambda_{эфф.ад.}$:

$$R_{\Sigma} = \frac{L}{L^2 \cdot \lambda_{эфф.ад.}} = \frac{1}{L \cdot \lambda_{эфф.ад.}}. \quad (3)$$

Приравнявая (2) обратное и (3), выведем окончательную формулу для вычисления эффективной теплопроводности при разбиении адиабатическими плоскостями:

$$R_6 = \frac{L_1}{((L - 2 \cdot \Delta)^2 + 4 \cdot L_1 \cdot \Delta) \cdot \lambda_2}.$$

Зная схему соединения тепловых сопротивлений:

$$\frac{1}{R_{12}} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2},$$

$$\frac{1}{R_{34}} = \frac{1}{R_3} + \frac{1}{R_4},$$

$$\frac{1}{R_{56}} = \frac{1}{R_5} + \frac{1}{R_6}.$$

Получим суммарное тепловое сопротивление при разбиении модели изотермическими плоскостями:

$$R_{\Sigma изот.} = 2 \cdot R_{12} + 2 \cdot R_{34} + R_{56} = \frac{1}{L \cdot \lambda_{эфф.изот.}}. \quad (5)$$

Из формулы (5) выражаем эффективную теплопроводность:

$$\lambda_{эфф.изот.} = \left[\frac{\delta}{(1-S^2) \cdot \lambda_1 + S^2 \cdot \lambda_2} + \frac{1-\delta-S}{(1-(1-\delta)^2) \cdot \lambda_1 + (1-\delta)^2 \cdot \lambda_2} + \frac{S}{(1-2 \cdot S \cdot \delta - (1-\delta)^2) \cdot \lambda_1 + ((1-\delta)^2 + 2 \cdot S \cdot \delta) \cdot \lambda_2} \right]^{-1}. \quad (6)$$

Известно [14-16] что разбиение модели адиабатическими плоскостями параллельными потоку тепла даёт несколько заниженное значение эффективной теплопроводности. Разбиение модели изотермическими плоскостями перпендикулярными потоку тепла даёт несколько завышенное значение эффективной теплопроводности. Поэтому в качестве лучшего приближения рекомендуется использовать их среднеарифметическое значение:

$$\lambda_{эфф} = \frac{\lambda_{эфф.ад.} + \lambda_{эфф.изот.}}{2}. \quad (7)$$

Оно будет отличаться от истинного не более половины их разности [16-18].

Результаты и обсуждение

Формула (7) проходит проверку на предельные переходы: при $\delta \rightarrow 0$ $\lambda_{эфф} = \lambda_2$. При $\delta = 1$ $\lambda_{эфф} = \lambda_1$.

Для прогнозных расчетов эффективной теплопроводности полых микросфер с перфорированными стенками в воздушной среде подобраны материалы микросфер с существенно различной теплопроводностью стенок от $\lambda_1 = 1,4$ до $\lambda_1 = 28$ Вт/(м·К). В полости микросфер и в порах перфорации стенок находится воздух.

Ниже представлены графики значений эффективной теплопроводности в зависимости от относительной толщины стенки микросферы и относительной площади перфорации стенок при фиксированном значении температуры.

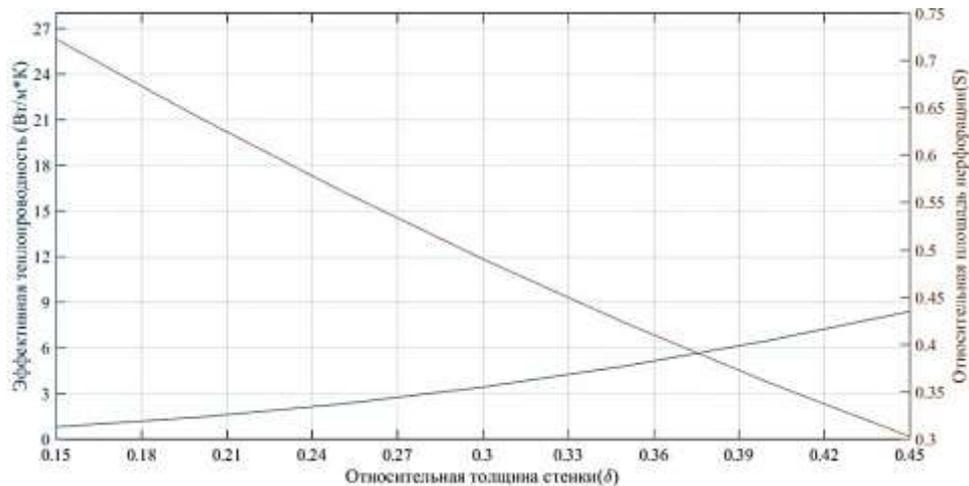


Рисунок 6 – Зависимость эффективной теплопроводности и относительной площади перфорации от относительной толщины стенки при $T = 400$ К и атмосферном давлении. Материал Al_2O_3 $\lambda_1 = 28$ Вт/(м·К), в порах воздух $\lambda_2 = 0,052$ Вт/(м·К)

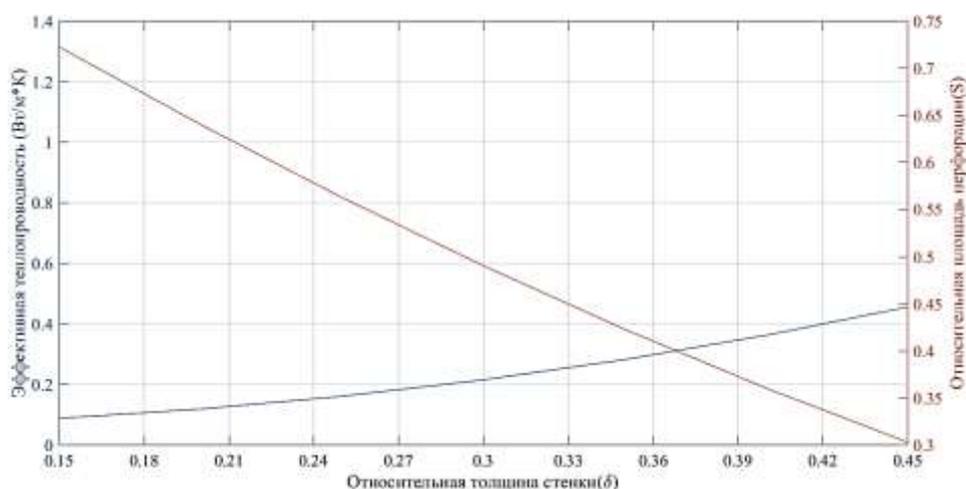


Рисунок 7 – Материал ZrO₂ λ₁=1,4 Вт/(м·К), в порах воздуха, при T = 400 К

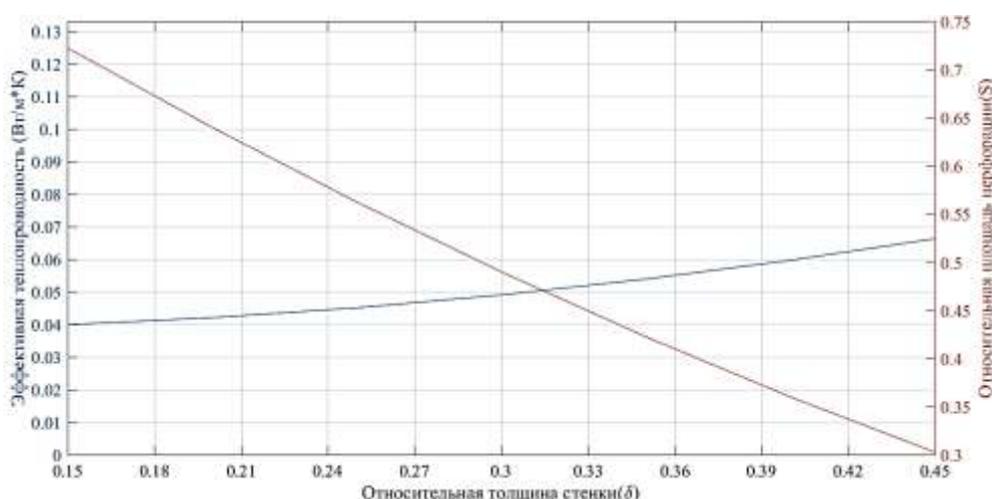


Рисунок 8 – Материал диэтилполисилоксан λ₁ = 0,13 Вт/(м·К), в порах воздуха при t = 20°C

Сравнение теоретических результатов, полученных по данной методике, с экспериментальными данными проводилось для, например, композиционных алюмо-стеклопластиков, и отклонение составило примерно 10% [19], что можно считать приемлемым результатом для прогнозных расчётов.

Заключение

В работе произведен сбор данных об области применения полых перфорированных микросферах, изучена их структура,

производство и дальнейшие перспективы их использования в качестве конструкционных или теплоизоляционных материалов. Методами теории обобщённой проводимости получены соотношения для аналитической оценки (расчёта/прогноза) эффективной теплопроводности полых микросфер с различным материалом стенок, вида газа в порах (воздуха или иных газов) и относительной площади перфорации стенок полых микросфер. Результаты работы могут быть использованы для прогнозирования свойств новых композиционных материалов в необходимом диапазоне температур.

Литература

- 1 Hossain K.M. Zakir, Patel Uresha, Kennedy Andrew, Macri Pellizzeri Laura, Sottile Virginie, M. Grant David, E. Scammell Brigitte, Ahmed Ifty. Porous calcium phosphate glass microspheres for orthobiologic application // Acta Biomaterialia. – 2018. – Vol.72. – P.396-406.
- 2 Pekarek K.J., Jacob J.S., Mathiowitz E. Double-walled polymer microspheres for controlled drug release // Nature. – 1994. – Vol.367 (6460). – P.258-260.

- 3 Labbaf S., Tsigkou O., Müller K.H., Stevens M.M., Porter A.E., Jones J.R. Spherical bioactive glass particles and their interaction with human mesenchymal stem cells in vitro // *Biomaterials*. – 2011. – Vol.32(4). – P.1010-1018.
- 4 Zhao X., Liu S., Yildirim L., Zhao H., Ding R., Wang H., Cui W., Weitz D. Injectable Stem Cell Laden Photocrosslinkable Microspheres Fabricated Using Microfluidics for Rapid Generation of Osteogenic Tissue Constructs // *Advanced Functional Materials*. – 2016. – Vol.26(17). – P.2809-2819.
- 5 Liu X., Jin X., Ma P.X. Nanofibrous hollow microspheres self-assembled from star-shaped polymers as injectable cell carriers for knee repair // *Nat Mater*. – 2011. – Vol.10(5). – P.398-406.
- 6 Li W., Walz J.Y. Porous Nanocomposites with Integrated Internal Domains: Application to Separation Membranes // *Sci. Rep.* – 2014. – Vol.4.
- 7 Yang Z.-C., Tang C.-H., Zhang Y., Gong H., Li X., Wang J. Cobalt monoxide-doped porous graphitic carbon microspheres for supercapacitor application // *Sci. Rep.* – 2013. – Vol.3. – Art.No 2925.
- 8 Ko Y.N., Park S.B., Choi S.H., Kang Y.C. One-pot synthesis of manganese oxide-carbon composite microspheres with three dimensional channels for Li-ion batteries // *Sci. Rep.* – 2014. – Vol.4. – Art.No 5751.
- 9 Demchenko V., Simyachko O., Svidersky V. Research of mineralogical composition, structure and properties of the surface of Ukrainian ash microspheres // *Technology audit and production reserves*. – 2017. – Vol.6. – P.28-34.
- 10 Peng C.Y., Zhao Q.H., Gao C.Y. Sustained delivery of doxorubicin by porous CaCO₃ and chitosan/alginate multilayers-coated CaCO₃ microparticles // *Colloids Surf A Physicochem Eng Asp.* – 2010. – Vol.353 (2–3). – P.132–139.
- 11 Li Z.H., Jia Z., Luan Y.X., Mu T.C. Ionic liquids for synthesis of inorganic nanomaterials // *Curr Opin Solid State Mater Sci.* – 2008 – Vol.12 (1). – P.1–8.
- 12 Wu C., Wang Z., Zhi Z., Jiang T., Zhang J., Wang S. Development of biodegradable porous starch foam for improving oral delivery of poorly watersoluble drugs // *Int J Pharm.* – 2011. – Vol.403 (1–2). – P.162–169.
- 13 Гринчук П., Акулич А., Чернухо Е., Стетюкевич Н., Хилько М. Покрытия с добавлением полых стеклянных микросфер // *Наука и инновации*. – 2017. – №11(177). – С.16-20.
- 14 Li K., et al. Hermetically sealed porous-wall hollow microspheres enabled by monolithic glass coatings: Potential for thermal insulation applications // *Vacuum*. – 2022. – Vol.195. – Art.No 110667.
- 15 Логанина В.И., Фролов М.В., Рябов М.А. Теплоизоляционные известковые сухие строительные смеси для отделки стен из газобетона // *Вестник МГСУ*. – 2016. – №5. – С.82-92.
- 16 Дульнев Г.Н., Заричняк Ю.П. Теплопроводность смесей и композиционных материалов. Справочная книга. – Л.: Энергия, 1974. – 264 с.
- 17 Эдвабник В.Г. К теории обобщенной проводимости смесей // *Современные проблемы науки и образования*. – 2015. – № 1(2). – 51 с.
- 18 Karol Pietrak, Tomasz S. Wiśniewski. A review of models for effective thermal conductivity of composite materials. // *J of Power Technologies*. – 2015. – Vol.95 (1). – P.14-24.
- 19 Алексеев Е.В. Структура и теплопроводность многослойных волоконно-армированных металлокомпозитов // *Альманах научных работ молодых учёных Университета ИТМО*. – 2022. – Т.1. – С.10-13.

References

- 1 Hossain K.M. Zakir, Patel Uresha, et al., *Acta Biomaterialia* 72, 396-406 (2018).
- 2 K.J. Pekarek, J.S. Jacob, E. Mathiowitz, *Nature* 367(6460), 258-260 (1994).
- 3 S. Labbaf, O. Tsigkou, et al., *Biomaterials* 32(4), 1010-1018 (2011).
- 4 X. Zhao, S. Liu, et al., *Advanced Functional Materials* 26(17), 2809-2819 (2016).
- 5 X. Liu, X. Jin, P.X. Ma, *Nat Mater* 10(5), 398-406 (2011).
- 6 W. Li, J.Y. Walz, *Sci. Rep.* 4 (2014).
- 7 Z.-C. Yang, C.-H. Tang, et al, *Sci. Rep.* 3, 2925 (2013).
- 8 Y.N. Ko, S.B. Park, S.H. Choi, Y.C. Kang, *Sci. Rep.* 4, 5751 (2014).
- 9 V. Demchenko, O. Simyachko, V. Svidersky, *Technology audit and production reserves*, 6 28-34 (2017).
- 10 C.Y. Peng, Q.H. Zhao, C.Y. Gao, *Colloids Surf A Physicochem Eng Asp.* 353(2–3), 132–139 (2010).
- 11 Z.H. Li, Z. Jia, Y.X. Luan, T.C. Mu, *Curr Opin Solid State Mater Sci.* 12(1), 1-8 (2008).
- 12 C. Wu, Z. Wang, et al., *Int J Pharm.* 403(1–2) 162–169 (2011).
- 13 P. Grinchuk, A. Akulich, et al., *The Science and Innovations*, 11(177), 16-20 (2017). (in Russ.).
- 14 K. Li, et al. *Vacuum*, 195, 110667 (2022).
- 15 V. Loganina, M. Frolov, M. Ryabov, *Vestnik MGSU*, 5, 82-92 (2016). (in Russ.).
- 16 G. Dulnev, Yu.Zarichnyak, *Thermal conductivity of mixtures and composite materials. Reference book*, (Leningrad, Energy, 1974). (in Russ.).
- 17 V. Advabnik, *Modern problems of science and education*, 1-2, 51 (2015). (in Russ.).
- 18 Karol Pietrak, Tomasz S. Wiśniewski, *J. of Power Technologies*, 95 (1), 14-24 (2015).
- 19 E. Alekseev, *Almanac of scientific works of young scientists of ITMO University*, 1, 10-13 (2022). (in Russ.).

История статьи:

Article history:

Поступила 01 сентября 2023 г.
Принята 28 февраля 2024 г.

Received 01 September 2023
Accepted 28 February 2024

Информация об авторах:

1. **Евгений Алексеев** (автор корреспондент) – PhD студент, Университет ИТМО (Российская Федерация, г.Санкт-Петербург), КазНУ им. аль-Фараби (Казахстан, г.Алматы, email: evgeniialekseev1996@mail.ru).

2. **Юрий Заричняк** – д.ф.-м.н., профессор Университет ИТМО (Российская Федерация, г.Санкт-Петербург), email: zarich4@gmail.com).

3. **Салтанат Болегенова** – д.ф.-м.н., профессор, КазНУ им. аль-Фараби (Казахстан, г.Алматы, email: Saltanat.Bolegenova@kaznu.kz).

4. **Вячеслав Ходунков** – к.т.н., с.н.с. ВНИИМ им. Д.И.Менделеева (Российская Федерация, г.Санкт-Петербург), email: walkerearth@mail.ru)

Information about authors:

1. **E.V. Alekseev** (corresponding author) – PhD student, ITMO University (Russian Federation, Saint Petersburg), Al-Farabi Kazakh National University (Almaty, Kazakhstan, email: evgeniialekseev1996@mail.ru).

2. **Yuriy Zarichnyak** – Dr. of Phys. and Math. Sc., Prof., ITMO University (Russian Federation, Saint Petersburg, email: zarich4@gmail.com).

3. **Saltanat Bolegenova** – Dr. of Phys. and Math. Sc., Prof., Al-Farabi Kazakh National University (Almaty, Kazakhstan, email: Saltanat.Bolegenova@kaznu.kz).

4. **Vyacheslav Khodunkov** – Cand. Of Tech.Sc., Researcher, D.I.Mendeleev VNIIM (Russian Federation, Saint Petersburg, email: walkerearth@mail.ru).

МАЗМҰНЫ – CONTENTS – СОДЕРЖАНИЕ

1-Бөлім Теориялық физика. Ядро және элементар бөлшектер физикасы. Астрофизика	Section 1 Theoretical Physics. Nuclear and Elementary Particle Physics. Astrophysics	Раздел 1 Теоретическая физика. Физика ядра и элементарных частиц. Астрофизика
<i>Beissen N.A., Utepova D.S., Kossov V.N., Toktarbay S., Khassanov M.K., Yernazarov T., Seydalieva M.</i> The influence of deformation in compact objects on redshift and radar echo delay 4		
<i>Тюлемисов Ж.Ж., Тюлемисова А.Е., Исадыков А.Н.</i> Нелептонный распад Ω -гиперона в рамках ковариантной модели кварков..... 12		
<i>Дубовиченко С.Б., Буркова Н.А., Ткаченко А.С., Зазулин Д.М., Бейсенов Б.У.</i> Скорость реакции $p^{14}\text{C}$ захвата в области от 0.01 до 10 Тэ 17		
2-Бөлім Плазма физикасы	Section 2 Plasma Physics	Раздел 2 Физика плазмы
<i>Мырзали М., Машеева Р.У., Джумагулов М.Н.</i> Зарядка микрочастиц плазмы потоками электронов и ионов с каппа-распределением в столкновительном режиме 24		
<i>Шаленов Е.О., Жұмашева С.Р., Сейтқожанов Е.С., Джумагулова Қ.Н.</i> Тығыз азғындалған плазмадағы иондану потенциалының төмендеуін ескеретін иондану тепе - теңдігі 34		
3-Бөлім Конденсирленген күй физикасы және материалтану проблемалары. Наноғылым	Section 3 Condensed Matter Physics and Materials Science Problems. Nanoscience	Раздел 3 Физика конденсированного состояния и проблемы материаловедения. Наноаука
<i>Daniel M. Zelele, Malgorzata Rutkowska-Gorzycza</i> Electrochemical synthesis and functional properties of metal and alloy-based composition coatings 41		
<i>Кенжина И.Е., Козловский А.Л., Толенова А.У.</i> Изучение влияния размерных эффектов в $x\text{Si}_3\text{N}_4 - (1-x)\text{ZrO}_2$ керамиках, полученных твердофазным методом на прочностные характеристики 49		
<i>Жумадилов Р.Е., Немкаева Р.Р., Ерланұлы Е., Габдуллин М.Т.</i> <i>In situ</i> рамановский анализ электрохимических явлений в углеродных наностенках..... 57		
<i>Кадыржанов Д.Б., Гиниятова Ш.Г., Здоровец М.В., Шлимас Д.И.</i> Определение влияния дозовой зависимости радиационных повреждений на изменение теплофизических параметров оксидных керамик – материалов инертных матриц дисперсного ядерного топлива..... 64		
4 Бөлім Жылу физикасы және теориялық жылу техникасы	Section 4 Thermophysics and Theoretical Heat Engineering	Раздел 4 Теплофизика и теоретическая теплотехника
<i>Алексеев Е.В., Заричняк Ю.П., Болегенова С.А., Ходунков В.П.</i> Теплопроводность полых микросфер с перфорированными стенками 76		

IRSTI/MPHTI/FTAMPI (<https://grnti.ru/>)

DOI (выдает специалист Департамента науки)

N.T. Authors^{1*} , N.P. Authors^{1,2} ¹Name of organization, Country, City²Name of organization, Country, City

*e-mail: {corresponding author's e-mail}

RECENT CONTRIBUTIONS TO PHYSICS: AUTHOR GUIDELINES

Abstract. [150-300 words].

The structure of the annotation includes the following MANDATORY clauses: Introductory remarks about the research topic. Purpose, main directions and ideas of scientific research. A brief description of the scientific and practical significance of the work. Brief description of the research methodology. Main results and analysis, conclusions of the research work. The value of the research (the contribution of this work to the relevant area of knowledge). The practical significance of the results of the work.

Key words: 3-7 key words.

А.В. Фамилия^{1*}, А. Фамилия²

¹Название организации, Страна, г.Город^{1,2}Название организации, Страна, г.Город

*e-mail: {эл.почта корреспондентного автора}

Руководство по оформлению статей в журнал

Аннотация. [150-300 слов].

Структура аннотации включает в себя следующие ОБЯЗАТЕЛЬНЫЕ пункты: Вступительное слово о теме исследования. Цель, основные направления и идеи научного исследования. Краткое описание научной и практической значимости работы. Краткое описание методологии исследования. Основные результаты и анализ, выводы исследовательской работы. Ценность проведенного исследования (внесенный вклад данной работы в соответствующую область знаний). Практическое значение итогов работы.

Ключевые слова: 3-7 ключевых слов.

А.Ж. Фамилия^{1*}, Т.А. Фамилия^{1,2}

¹Институттің атауы, Елі, Қала қ.^{1,2}Институттің атауы, Елі, Қала қ.

*e-mail: { корреспонденттік автордың эл.поштасы }

Мақалаға қойылатын нұсқаулықтар

Аннотация. [150-300 сөз].

Аннотация құрылымы келесі МІНДЕТТІ тармақтарды қамтиды: Зерттеу тақырыбы бойынша кіріспе сөз. Ғылыми зерттеудің мақсаты, негізгі бағыттары мен идеялары. Жұмыстың ғылыми-практикалық маңыздылығына қысқаша сипаттама. Зерттеу әдістемесінің қысқаша сипаттамасы. Зерттеу жұмысының негізгі нәтижелері мен талдаулары, қорытындылары. Зерттеудің құндылығы (бұл жұмыстың сәйкес білім саласына қосқан үлесі). Жұмыс нәтижелерінің практикалық маңызы.

Түйін сөздер: 3-7 сөз.

The paper able to be divided into sections:

Introduction

Materials and methods

Results and Discussion

Conclusion

Acknowledgements (if necessary)**References (twice)****Introduction**

These guidelines, written in the style of a submission to *Recent Contributions to Physics*, show the best layout for your paper using Microsoft Word. If you don't wish to use the Word template provided, please use the following page setup measurements.

Margin **A4 ONLY** – do not use us letter. Top, Bottom, Left, Right – 2.0 cm

It is *vital* that you do not add any headers, footers or page numbers to your paper; these will be added during the production process at publishing (this is why the Header and Footer margins are set to 0 cm in table 1).

Introduction should be concise and describe the nature of the problem under investigation and its background. It should also set your work in the context of previous research, citing relevant references.

It is necessary to make a good literary review of your problem. References should include an average of 20 modern literature, especially over the past 5 years. Introductions should expand on highly specialized terms and abbreviations used in the article to make it accessible for readers.

Please follow these instructions as carefully as possible so all articles have the same style to the title page.

Materials and methods

This section should provide sufficient details of the experiment, simulation, statistical test or analysis carried out to generate the results such that the method can be repeated by another researcher and the results reproduced.

Results and Discussion

The results section should detail the main findings and outcomes of your study. And this should discuss the significance of the results and compare them with previous work using relevant references.

Figures

Each figure should have a brief caption describing it and, if necessary, a key to interpret the various lines and symbols on the figure. Authors should try to make economical use of the space on the page; for example:

- avoid excessively large white space borders around your graphics;
- try to design illustrations that make good use of the available space—avoid unnecessarily large amounts of white space within the graphic.

Wherever possible try to ensure that the size of the text in your figures (apart from superscripts/subscripts) is approximately the same size as the main text (11 points).

You are free to use colour illustrations for our Journal, because it is only online version. Individual figures should normally be centred but place two figures side-by-side if they will fit comfortably like this as it saves space. Place the figure as close as possible after the point where it is first referenced in the text. Figures should never appear within or after the reference list.

Captions should be below the figure and separated from it by a distance of 6 points—although to save space it is acceptable to put the caption next to the figure. Figures should be numbered sequentially through the text—'Figure 1', 'Figure 2' and so forth and should be referenced in the text as 'figure 1', 'figure 2',... and not 'fig. 1', 'fig. 2', Examples. The following example show how to format figure.

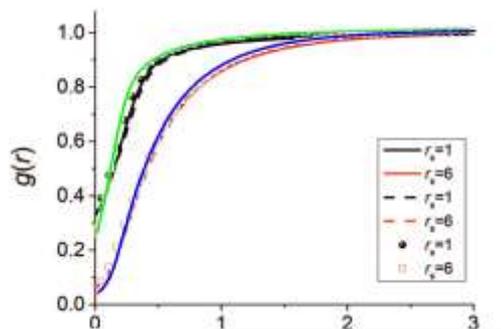


Figure 2. These two figures have been placed side-by-side to save space. Justify the caption

Equations and mathematics

Make sure that your Equation Editor or MathType fonts, including sizes, are set up to match the text of your document. Equations may be numbered sequentially throughout the text (i.e., (1), (2), (3),...) or numbered by section (i.e., (1.1), (1.2), (2.1),...) depending on the author's personal preference. *Examples*

$$\frac{1}{m_r} \left(\int_0^\infty d\omega \frac{|c_1|^{1/2}}{N} \right), \quad (1)$$

$$\tilde{\delta}t = \frac{s}{U}; \quad B \rightarrow B + \tilde{\delta}t \frac{\partial U}{\partial t}; \quad p_k \rightarrow p_k + \tilde{\delta}t \frac{\partial U}{\partial r_k}. \quad (2)$$

Conclusion

This section should be used to highlight the novelty and significance of the work, and any plans for future relevant work.

Acknowledgements

Authors wishing to acknowledge assistance or encouragement from colleagues, special work by technical staff or financial support from organizations should do so in an unnumbered Acknowledgments section immediately following the last numbered section of the paper.

References

It is vitally important for all the references to be accurate and to be carefully formatted using the guidelines below, otherwise delays may be incurred.

For our journal, please use the *Vancouver numerical system* where references are numbered sequentially throughout the text. The numbers occur within square brackets, like this [5], and one number can be used to designate several references. The reference list gives the references in numerical, not alphabetical, order.

References to the literature should be arranged according to Two Standards:

First Standard:

References/Литература/Әдебиет

1 Mikkola S. and Merritt D. Implementing few-body algorithmic regularization with post-newtonian terms // *ApJ*. – 2008. – Vol.135 (6). – P.2398-2405.

2 Harfst S., Gualandris A., Merritt D., Mikkola S. A hybrid N-body code incorporating algorithmic regularization and post-Newtonian forces // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2008. – Vol.389, Iss.1. – P.2-12.

3 Жусупов М.А., Жусупов А.М., Кабатаева Р.С., Жаксыбекова К.А. Методика расчета характеристик экзотических атомов // *Вестник КазНУ, серия физическая*. – 2017. – № 1 (60). – С.130-135.

4 Аленицын А.Г., Бутиков Е.И., Кондратьев А.С. *Краткий физико-математический справочник*. - М.: Наука, 1990. – 368 с. It is for books

5 James E. Mark, Harry R. Allcock, Robert West. *Inorganic Polymers*. - Oxford University Press, 2015. – 360 p. It is for books

Second Standard:

References

1 S. Mikkola and D. Merritt, *ApJ*, 135 (6), 2398-2405 (2008).

2 S. Harfst, A. Gualandris, D. Merritt, and S. Mikkola, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 389 (1), 2-12 (2008).

3 M.A. Zhusupov, A.M. Zhusupov, R.S. Kabatayeva, and K.A. Zhaksybekova, *Recent Contributions to Physics*, 1 (60), 130-135 (2017). (in Russ).

4 A.G. Alenitsyn, E.I. Butikov, A.S. Kondrat'yev *Kratkiy fiziko-metematicheskiy sprovochnik* (Moscow: Nauka, 1990), 368 p. (in Russ). It is for books

5 James E. Mark, Harry R. Allcock, Robert West, *Inorganic Polymers*, (Oxford University Press, 2015), 360p. It is for books