

ISSN (Print) 2616-6836
ISSN (Online) 2663-1296

Л.Н. Гумилев атындағы Еуразия ұлттық университетінің

ХАБАРШЫСЫ

BULLETIN

of L.N. Gumilyov
Eurasian National University

ВЕСТНИК

Евразийского национального
университета имени Л.Н. Гумилева

ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ сериясы

PHYSICS. ASTRONOMY Series

Серия ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ

№4(153)/ 2025

1995 жылдан бастап шығады

Founded in 1995

Издается с 1995 года

Жылына 4 рет шығады

Published 4 times a year

Выходит 4 раза в год

Астана, 2025

Astana, 2025

Бас редакторы:
Жумадилов К.Ш.,
PhD, проф., Л.Н.Гумилев атындағы ЕҰУ, Астана, Қазақстан

Бас редактордың орынбасары: Абуова Ф.У., PhD, доц., Л.Н.Гумилев атындағы ЕҰУ, Астана, Қазақстан

Редакция алқасы:

Ержанов Қ.Қ.	PhD, Л.Н. Гумилев атындағы ЕҰУ, Астана, Қазақстан
Кайнарбай А.Ж.	ф.-м.ғ.к., Л.Н. Гумилев атындағы ЕҰУ, Астана, Қазақстан
Козловский А.Л.	PhD, Ядролық физика институты, Астана, Қазақстан
Морзабаев А.К.	ф.-м.ғ.к., Л.Н. Гумилев атындағы ЕҰУ, Астана, Қазақстан
Салиходжа Ж.М.	ф.-м.ғ.к., Л.Н. Гумилев атындағы ЕҰУ, Астана, Қазақстан
Усеинов А.Б.	PhD, Л.Н. Гумилев атындағы ЕҰУ, Астана, Қазақстан
Джансейтов Д.М.	PhD, Ядролық физика институты, Астана, Қазақстан
Шункеев К.Ш.	ф.-м.ғ.д., Қ.Жұбанов ат. АӨУ, Ақтөбе, Қазақстан
Исадыков А.Н.	PhD, Біріккен ядролық зерттеулер институты, Дубна, Ресей
Шарафуллин И.Ф.	ф.-м.ғ.д., Башқұрт мемлекеттік университеті, Уфа, Ресей
Сакута С.Б.	ф.-м.ғ.д., Ұлттық зерттеу институты Курчатов институты, Мәскеу, Ресей
Лущик А.Ч.	ф.-м.ғ.д., Тарту университеті, Тарту, Эстония
Попов А.И.	ф.-м.ғ.д., Латвия университеті, Рига, Латвия
Хоши М.	PhD, Хиросима Университеті, Хиросима, Жапония
Тойода Ш.	PhD, Окаяма Ғылым Университеті, Окаяма, Жапония
Ертурк С.	PhD, Нийде Университеті, Нийде, Түркия
Килин Д.	PhD, Солтүстік Дакота мемлекеттік университеті, Фарго, АҚШ
Юлун Хан	PhD, Солтүстік Дакота мемлекеттік университеті, Фарго, АҚШ

Редакцияның мекенжайы: **010008, Қазақстан, Астана қ., Сәтбаев к-сі, 2**
Л.Н. Гумилев атындағы Еуразия ұлттық университеті, 402 б.
Тел.: +7 (7172) 709-500, (ішкі 31-410).
E-mail: vest_phys@enu.kz

Л.Н. Гумилев атындағы Еуразия ұлттық университетінің Хабаршысы ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ сериясы
Меншіктенуші: КеАҚ "Л.Н. Гумилев атындағы Еуразия ұлттық университеті"
Мерзімділігі: жылына 4 рет
Қазақстан Республикасының Ақпарат және коммуникациялар министрлігімен тіркелген
02.02.2021ж. № KZ66VPY00031918 қайта есепке қою туралы куәлігі
Типографияның мекенжайы: 010008, Қазақстан, Астана қ., Қажымұқан к-сі 13/1
Л.Н. Гумилев атындағы Еуразия ұлттық университеті
Тел: +7 (7172)709-500 (ішкі 31-410). Сайт: <http://bulphysast.enu.kz>

Editor-in-Chief:

K. Zhumadilov,

PhD, Prof., L.N. Gumilyov Eurasian National University, Astana, Kazakhstan

Deputy Editor-in-Chief:

F. Abuova, *PhD, Ass. Prof., L.N. Gumilyov Eurasian National University, Astana, Kazakhstan*

Editorial board:

K. Yerzhanov	PhD, L.N. Gumilyov ENU, Astana, Kazakhstan
A. Qainarbai	Candidate of Phys.-Math. Sciences, L.N. Gumilyov ENU, Astana, Kazakhstan
A. Kozlovskiy	PhD, Institute of Nuclear Physics», Astana, Kazakhstan
A. Morzabaev	Candidate of Phys.-Math. Sciences, L.N. Gumilyov ENU, Astana, Kazakhstan
Zh. Salikhodzha	Candidate of Phys.-Math. Sciences, L.N. Gumilyov ENU, Astana, Kazakhstan
A. Useinov	PhD, L.N. Gumilyov ENU, Astana, Kazakhstan
D. Dzhanseytov	PhD, Institute of Nuclear Physics, Astana, Kazakhstan
K. Shunkeyev	Doctor of Phys.-Math. Sciences, K. Zhubanov University, Aktobe, Kazakhstan
A. Isadykov	PhD, Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia
I. Sharafullin	Doctor of Phys.-Math. Sciences, Bashkir State University, Ufa, Russia
S. Sakuta	Doctor of Phys.-Math. Sciences, Kurchatov Institute, Moscow, Russia
A. Lushchik	Doctor of Phys.-Math. Sciences, University of Tartu, Tartu, Estonia
A. Popov	Doctor of Phys.-Math. Sciences., University of Latvia, Riga, Latvia
M. Hoshi	PhD, Hiroshima University, Hiroshima, Japan
Sh. Toyoda	PhD, Okayama University of Science, Okayama, Japan
S. Yerturk	PhD, Niğde Ömer Halisdemir University, Niğde, Türkiye
Dmitri Kilin	PhD, North Dakota State University, Fargo, USA
Yulun Han	PhD, North Dakota State University, Fargo, USA

Editorial address: **2, Satpayev str., of. 402**

L.N. Gumilyov Eurasian National University, Astana, Kazakhstan, 010008

Tel.: **+7 (7172) 709-500, (ext. 31-410),**

E-mail: **vest_phys@enu.kz**

Bulletin of L.N. Gumilyov Eurasian National University. PHYSICS. ASTRONOMY Series

Owner: Non-profit joint-stock company «L.N. Gumilyov Eurasian National University»

Periodicity: 4 times a year

Registered by the Ministry of Information and Communication of the Republic of Kazakhstan

Rediscount certificate № KZ66VPY00031918 from 02.02.2021

Address of Printing Office: 13/1 Kazhimukan str., Astana, Kazakhstan 010008

L.N. Gumilyov Eurasian National University

Tel: +7 (7172) 709-500, (ext.31-410). Website: <http://bulphysast.enu.kz>

Главный редактор:
Жумадилов К.Ш.,
PhD, проф., ЕНУ имени Л.Н. Гумилева, Астана, Казахстан

Зам. главного редактора: **Абуова Ф.У., PhD, доцент, ЕНУ имени Л.Н. Гумилева, Астана, Казахстан**

Редакционная коллегия:

Ержанов К.К.	PhD, ЕНУ имени Л.Н. Гумилева, Астана, Казахстан
Кайнарбай А.Ж.	к.ф.-м.н., ЕНУ имени Л.Н. Гумилева, Астана, Казахстан
Козловский А.Л.	PhD, РГП «Институт ядерной физики», Астана, Казахстан
Морзабаев А.К.	к.ф.-м.н., ЕНУ имени Л.Н. Гумилева, Астана, Казахстан
Салиходжа Ж.М.	к.ф.-м.н., ЕНУ имени Л.Н. Гумилева, Астана, Казахстан
Усеинов А.Б.	PhD, ЕНУ имени Л.Н. Гумилева, Астана, Казахстан
Джансейтов Д.М.	PhD, РГП «Институт ядерной физики», Астана, Казахстан
Шункеев К.Ш.	д.ф.-м.н., Актюбинский региональный государственный университет имени К. Жубанова, Актобе, Казахстан
Исадыков А.Н.	PhD, Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия
Шарафуллин И.Ф.	д.ф.-м.н., Башкирский государственный университет, Уфа, Россия
Сакута С.Б.	д.ф.-м.н., Национальный исследовательский институт Курчатовский институт, Москва, Россия
Луцник А.Ч.	д.ф.-м.н., Тартуский университет, Тарту, Эстония
Попов А.И.	д.ф.-м.н., Латвийский университет, Рига, Латвия
Хоши М.	PhD, Университет Хиросимы, Хиросима, Япония
Тойода Ш.	PhD, Университет Науки Окаямы, Окаяма, Япония
Ертурк С.	PhD, Университет Нийде, Нийде, Турция
Килин Д.	PhD, Государственный университет Северной Дакоты, Фарго, США
Юлун Хан	PhD, Государственный университет Северной Дакоты, Фарго, США

Адрес редакции: **010008, Казахстан, г. Астана, ул. Сатпаева, 2**
Евразийский национальный университет имени Л.Н. Гумилева, каб. 402
Тел.: **+7(7172) 709-500, (вн. 31-410),**
E-mail: **vest_phys@enu.kz**

Вестник Евразийского национального университета имени Л.Н. Гумилева

Серия ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ

Собственник: НАО «Евразийский национальный университет имени Л.Н. Гумилева» Периодичность: 4 раза в год
Зарегистрирован Министерством информации и коммуникаций Республики Казахстан Свидетельство о постановке на переучет № KZ66VPY00031918 от 02.02.2021 г.

Адрес типографии: 010008, Казахстан, г. Астана, ул. Кажымукана, 13/1,

Евразийский национальный университет имени Л.Н. Гумилева

Тел.: +7(7172)709-500 (вн.31-410). Сайт: <http://bulphysast.enu.kz>

МАЗМҰНЫ / CONTENTS / СОДЕРЖАНИЕ

Астрономия сериясы – серия Астрономия – Astronomy series

Мускан Хан, Мохд Шахалам. Тұрақты нүкте талдауы және тік экспоненциал потенциалы Muskan Khan, Mohd Shahalam. Fixed point analysis with steep exponential potential	
Мускан Хан, Мохд Шахалам. Анализ стационарных точек для крутого экспоненциального потенциала.....	7
А. Ратбай, О. Разина, А. Исмаилова. Дәрежелік скаляр өрістік модельдегі баяу сырғу инфляциясы	
A. Ratbay, O. Razina, A. Ismailova. Slow-roll inflation in the power-law scalar model.....	
А.Ратбай, О.Разина, А.Исмаилова. Инфляция в режиме медленного скатывания в степенной модели скалярного поля.....	20

Физика сериясы – серия Физика – Physics series

Ж.Ж. Тюлемисов, А.Е. Тюлемисова. Ауыр кваркониялардың радиалды қозған күйлерін сипаттау үшін Ковариантты Шектелген Кварк Моделін кеңейту.....	
Z.Z.Tyulemissov, A.E.Tyulemissova. Extending the Covariant Confined Quark Model to Describe Radial Excitations of Heavy Quarkonia.....	
Ж.Ж. Тюлемисов, А.Е. Тюлемисова. Расширение ковариантной модели кварков для описания радиальных возбуждений тяжёлых кваркониев.....	29
А. Рахманова, А. Джалдыбаев, Н. Хан, Г. Ергалиұлы, А. Ментбаева, Б. Солтабаев Электроспиннинг әдісі арқылы ZnO нанокұрылымдарын алу.....	
A. Rakhmanova, A. Jaldybayev, N. Khan, G. Yergaliuly, A. Mentbayeva, B. Soltabayev Electrospinning-assisted fabrication of ZnO nanostructures.....	
А. Рахманова, А. Джалдыбаев, Н. Хан, Г. Ергалиұлы, А. Ментбаева, Б. Солтабаев Электропрядение как метод получения наноструктур ZnO.....	41
Абуова Ф.У., Сатанова Б.М., Абуова А.У., Усен Е.Б., Солтанбек Н.С., Маратұлы С., Момбай А.Н., Ерланқызы А., Акамбаева Д.М. Уран (VI) иондарына қатысты композициялық материалдардың сорбциялық қасиеттерін зерттеу және кванттық-химиялық модельдеу.....	
Abuova F.U., Satanova B.M., Abuova A.U., Usen E.B., Soltanbek N.S., Maratlyly S., Mombai A.N., Erlankyzy A., Akambayeva D.M. Study of sorption properties and quantum-chemical modeling of composite materials in relation to uranium (VI) ions.....	
Абуова Ф.У., Сатанова Б.М., Абуова А.У., Усен Е.Б., Солтанбек Н.С., Маратұлы С., Момбай А.Н., Ерланқызы А., Акамбаева Д.М. Исследование сорбционных свойств и квантово-химическое моделирование композиционных материалов по отношению к ионам урана (VI).....	52

Т.Б. Қоштыбаев, Ш. Алиев, М.Е. Алиева, К.К. Жантлеуов, Н.А. Сандибаева, А.Т. Жавлиева Кванттық механиканың стохастылық сипаты.....	
T.B. Koshtybayev, Sh. Aliev, M.E. Aliyeva, K.K. Zhantleuov, N.A. Sandibaeva, A.T. Zhavliyeve Stochastic interpretation of quantum mechanics.....	
Т.Б. Қоштыбаев, Ш. Алиев, М.Е. Алиева, К.К. Жантлеуов, Н.А. Сандибаева, А.Т. Жавлиева Стохастическая интерпретация квантовой механики.....	73
А.Л. Козловский, Р.А. Мухаметжарова, А.В. Труханов. Композиттік керамикалардың иондық модификациясының жоғары температуралық деградацияға және термошок сынақтарына төзімділігіне әсерін зерттеу.....	
A.L. Kozlovskiy, R.A. Mukhametzharova, A.V. Trukhanov. Study of the influence of ionic modification of composite ceramics on resistance to high-temperature degradation and thermal shock tests.....	
А.Л. Козловский, Р.А. Мухаметжарова, А.В. Труханов. Изучение влияния ионной мо- дификации композитных керамик на устойчивость к высокотемпературной деграда- ции и термошочковым испытаниям.....	88
М.Ш.Салауатова, Е.А. Тулеков. Л.Н.Гумилев атындағы ЕҰУ космофизикалық кешен қондырғысының деректері бойынша ғарыштық сәулелер қарқындылығының өзгеруін тіркеу және талдау.....	
M.Sh.Salauatova, Ye.A.Tulekov. Registration and analysis of cosmic ray intensity variations based on data from the L.N. Gumilyov ENU cosmophysical complex.....	
М.Ш. Салауатова, Е.А. Тулеков. Регистрация и анализ изменения интенсивности кос- мических лучей по данным установки космофизического комплекса ЕНУ им. Л.Н. Гумилева	112
Г.Н. Шынықұлова, Қ.Ж. Рүстемова, Ж.Б. Мәжит, А.Н. Алдибекова, Н.Н. Шынықұлова Әр түрлі пішіндегі тозаңды бөлшектердің мезосфера биіктіктеріндегі зарядталуын салыстыру.....	
G.N. Shinikulova, K.Zh. Rustemova, Zh. B. Mazhit, A.N. Aldibekova, N.N. Shinykulova Comparison of the dust particles of different shapes at mesosphere altitudes	
Г.Н. Шынықұлова, Қ. Ж. Рүстемова, Ж.Б. Мәжит, А.Н. Алдибекова, Н.Н. Шынықұлова Сравнение зарядки пылевых частиц различной формы на высотах мезосферы.....	126
Г. Баубекова, Н. Тулешов. Альфа-бөлшектердің көміртегі ядроларында шашырауы кезіндегі зат алмасу процестері.....	
G. Baubekova, N. Tuleshov. Metabolic processes during scattering of alpha particles in carbon nuclei	
Г. Баубекова, Н. Тулешов. Обменные процессы при рассеянии альфа-частиц в ядрах углерода.....	136
Сейтмағанбет Г.Б., Здоровец М.В., Труханов А.В. Композиттік $ZrO_2-Al_2O_3$ керамикала- рының құрамындағы буферлік V_2O_5 қосындыларының қалыптасуының беріктік сипат- тамаларының өзгеруіндегі рөлі.....	
Seitmaganbet G.B., Zdorovets M.V., Trukhanov A.V. The role of the formation of buffer V_2O_5 inclusions in the composition of composite $ZrO_2-Al_2O_3$ ceramics on the change in strength characteristics.....	
Сейтмағанбет Г.Б., Здоровец М.В., Труханов А.В. Роль формирования буферных V_2O_5 включений в составе композитных $ZrO_2-Al_2O_3$ керамик на изменение прочностных характеристик.....	149
С.Ш. Егембердиева, Б.Ж. Кушкимбаева, М.Р. Кушербаева, М.Т. Кеикиманова. Селен (Se) және теллур (Te) қосылған галлий антимиониді (GaSb) кристалдарының фотолюми- несценциясы.....	
S.Sh. Yegemberdiyeva, B.Zh. Kushkimbayeva, M.R. Kuserbayeva, M.T. Keikimanova. Photoluminescence of gallium antimonide (GaSb) crystals doped with selenium (Se) and tellurium (Te).....	
С.Ш. Егембердиева, Б.Ж. Кушкимбаева, М.Р. Кушербаева, М.Т. Кеикиманова. Фото- люминисценция кристаллов антимионида галлия (GaSb) легированных селеном (Se) и теллуrom (Te).....	166



IRSTI: 41.29.15, 41.29.25

<https://doi.org/10.32523/2616-6836-2025-153-4-7-19>

Scientific article

Fixed point analysis with steep exponential potential

Muskan Khan, Mohd Shahalam 

Department of Physics, Integral University, Lucknow, 226026, India

(E-mail: *mohdshahamu@gmail.com, mk04567432@gmail.com)

Abstract. In this work, we explore the dynamical behavior of a cosmological model governed by a steep exponential potential. Our study concentrates on the autonomous form of the evolution equations, enabling us to investigate the asymptotic characteristics of the model. We construct a set of first-order differential equations which is associated with the scalar field and the expansion of the universe. A key part of the analysis involves identifying the critical points of the cosmological model. We determine the stability properties of these points through eigenvalues, classifying them as stable, unstable or saddle points. This classification provides valuable insight into how the universe may evolve qualitatively under the influence of a steep exponential potential. Our results show that for specific parameter ranges, the model admits a stable critical point, which functions as a late-time attractor. This indicates that exponential potential can drive the universe toward a stable phase of evolution. Additionally, we use phase space diagrams to illustrate the trajectories and stability structure of the system, offering a clear visualization of the scalar field domination at the current epoch.

Keywords: Dynamical analysis, Fixed point, Quintessence, Cosmic acceleration, Phase space

Introduction

Astronomy is one of humanity's oldest fields of knowledge, devoted to the study of celestial objects such as stars, galaxies, planets, and moons. A closely related discipline, cosmology, focuses on understanding the Universe as a whole. It applies the scientific method to investigate the origin, evolution, and ultimate fate of the cosmos. Cosmological theories are developed to make specific predictions about observable phenomena, which can be tested through astronomical observations. Depending on the outcomes, these theories may be refined, revised, or replaced. The prevailing explanation for the origin and evolution of the Universe is the Big Bang theory, widely known as the standard cosmological model. This model is grounded in

Received 22.11.2025. Revised 29.11.2025. Accepted 01.12.2025. Available online 25.12.2025

*the corresponding author

Einstein's general theory of relativity, published in 1915. Observational breakthroughs in the 1920s – such as Edwin Hubble's discovery that the Milky Way is just one of many galaxies and Vesto Slipher's early measurements indicating the Universe's expansion – paved the way for modern cosmological models. Soon after, Georges Lemaître and others formulated the Big Bang hypothesis based on general relativity [1,2,3,4,5]. The Big Bang model remains the dominant framework in cosmology and has passed several major observational tests. These include the Hubble diagram describing the Universe's expansion, the predicted abundances of light elements such as deuterium and helium from Big Bang Nucleosynthesis (BBN), and the observation of the cosmic microwave background (CMB), which is the relic radiation from the early Universe. Since the late 20th century, the fields of cosmology and space science have undergone profound developments. One of the most significant discoveries was that the expansion of the Universe is accelerating, implying the existence of a mysterious component known as dark energy. Another major theoretical advancement is cosmic inflation, which posits a brief period of extremely rapid expansion immediately after the Big Bang, helping to explain the large-scale structure of the cosmos.

Astrophysicists generally agree that all matter – ranging from galaxies and stars to planets and life - originated roughly 13 billion years ago from an extremely hot, dense state. Instead of occurring within pre-existing space, the Big Bang created both matter and space itself. In its earliest moments, the Universe was filled with a hot plasma of fundamental particles such as quarks and photons. As expansion progressed, the energy density decreased and the temperature dropped, eventually allowing atoms and more complex structures to form. This cooling process can be loosely compared to the temperature drop experienced when a bottle of carbonated liquid is opened and gas escapes [6,7,8,9,10]. A transformative moment in modern cosmology occurred in 1998, when two independent research groups studying distant Type Ia supernovae reported that the Universe's expansion is accelerating. Before this discovery, cosmologists expected the expansion to slow down due to gravitational attraction, and the parameter describing the second derivative of the expansion – q – was therefore termed the “deceleration parameter.” The discovery of acceleration fundamentally changed our understanding of cosmic dynamics. The cosmological constant, Λ , offers a simple explanation for this accelerated expansion, though its history in physics has been complex, having been introduced, discarded, and revived multiple times. Subsequent observations – including detailed supernova studies, measurements of the CMB, large-scale structure surveys, and galaxy cluster data – have confirmed the presence of accelerated expansion with increasing confidence. According to the standard cosmological model, the Universe contains substantial amounts of dark matter (DM) and dark energy (DE), although their true nature remains unknown. Measurements from the Planck satellite indicate that the Universe is composed of approximately 68.3% dark energy, 26.8% dark matter, and 4.9% baryonic (ordinary) matter.

Dynamics of Scalar Field

It is well understood that Einstein's field equations govern the dynamics of the Universe. The left-hand side of these equations encodes the curvature of spacetime, while the right-

hand side contains the energy-momentum tensor, which represents the matter – energy content of the Universe. In their original form, Einstein's equations do not naturally yield late-time cosmic acceleration. To account for the observed acceleration, one must either introduce an exotic fluid with sufficiently negative pressure or modify the gravitational theory itself. The cosmological constant (Λ), corresponding to the Λ CDM model with an equation-of-state parameter $w=-1$, is the simplest and most widely studied dark energy candidate. Although the Λ CDM model is consistent with current observations, it faces significant theoretical challenges, notably the cosmological constant and coincidence problems. While cosmological data support the existence of Λ , reconciling its observed value with theoretical predictions remains a major difficulty. This motivates the exploration of alternative explanations for dark energy. Scalar fields naturally arise in high-energy physics, including particle physics and string theory, and provide promising candidates for dark energy. In standard cosmology, the matter content is described by a perfect fluid with a barotropic equation of state, where the pressure $p(t)$ and energy density $\rho(t)$ are functions of cosmic time. The conservation of the energy-momentum tensor, guaranteed by the Bianchi identities, ensures the internal consistency of general relativity and its covariant framework. Observations indicate that the Universe is homogeneous and isotropic on large scales (greater than approximately 100 Mpc). These assumptions underpin the Friedmann–Lemaître–Robertson–Walker (FLRW) metric, which embodies the cosmological principle. Consequently, the scale factor $a(t)$, depending only on cosmic time, fully characterizes the expansion history of the Universe. By integrating the relevant second-order differential equation governing $a(t)$, one obtains a corresponding first-order differential equation that this function must satisfy.

$$3H^2 = \rho_{eff}(a) = \rho_{0m}a^{-3}(t) + \Lambda - \frac{3k}{a^2} \quad (1)$$

$$V(a) = \frac{-\rho_{eff}(a)a^2}{6} \quad (2)$$

Here, H is the Hubble parameter, Λ is the cosmological constant, $k=0, \pm 1$ is the curvature constant and the covariant conservation condition of the energy-momentum tensor simplifies to

$$\dot{\rho} = -3\frac{\dot{a}}{a}(\rho + p) \quad (3)$$

This Equation is known as Friedmann equation. It is clear from the motion of a unit mass particle in a potential $V = V(a)$.

$$V(a) = \frac{-\rho_{eff}(a)a^2}{6} \quad (4)$$

On the zero energy position, this leads to:

$$\frac{\dot{a}^2}{2} + v(a) = 0 \quad (5)$$

Where p_{eff} acts as an total energy viscosity parameterized by the expansion factor $a(t)$. The cosmological constant and curvature term in Eq. (1) can be explained as a technical type of fluid: $p\Lambda = -\rho\Lambda = -\Lambda$ and $p_k = -1/3$, $\rho_k = -3k/a^2$. Thus, the standard model of cosmology can be represented as a dynamical system to Newtonian mechanics: $\ddot{a} = \partial v / \partial a$ where expansion factor plays the significant role of a positional variable for a hypothetical particle of unit mass bluffing the expanding nature of the macrocosm.

It is worth noting that if the cosmological constant is interpreted as the energy density of the quantum vacuum, then this energy remains constant throughout the evolution of the Universe. The standard cosmological model is characterized by several key features, including the following:

(i) The theory contains inherent limitations and energetic boundaries that highlight the constraints imposed by classical singularities. In describing the structure and evolution of the Universe, we employ the classical framework of general relativity, while regimes beyond the Planck epoch remain outside the scope of our analysis.

(ii) The investigation of universal properties relies on a set of fundamental parameters. These include various density parameters and quantities related to the cosmic microwave background (CMB) spectrum, both of which play essential roles in modern cosmology.

Phase-space analysis using dynamical systems has been extensively explored in the literature. Here, we briefly outline the dynamical systems approach, which is essential for understanding the asymptotic behavior of cosmological models and is broadly classified within the category of autonomous systems [11, 12]. In such systems, the choice of dimensionless variables is motivated by several considerations:

(a) They allow the dynamical system to be cast in a bounded domain.

(b) They possess clear physical interpretations.

(c) They often introduce a structural harmony in the equations, enabling a reduction in the number of variables and yielding a simplified system for analysis.

For clarity, we restrict our discussion to a system of two first-order differential equations, although the method can be generalized to systems of arbitrary size. We consider the following set of coupled differential equations, which describe the evolution of the variables $x(t)$ and $y(t)$ as:

$$\dot{x} = f(x, y, t) \quad (6)$$

$$\dot{y} = g(x, y, t) \quad (7)$$

The given equations represent a system where f and g are functions of x , y , and t . If f and g do not explicitly depend on time, However these equations are appertained to as an independent system. The analysis of the dynamic geste of the independent system can be conducted as described below. To identify the fixed or critical points, we can set the left-hand side of the independent system equal to zero. In simpler terms, a point (x_c, y_c) is considered a critical point if it meets the following condition.

$$f(x, y)_{(x_c, y_c)} = 0 \quad (8)$$

$$G(x, y)_{(x_c, y_c)} = 0 \quad (9)$$

The point (x_c, y_c) would behave as an attractor when it meets the following condition,

$$(x(t), y(t)) \rightarrow (x_c, y_c) \text{ for } t \rightarrow \infty \quad (10)$$

Next, let us move to the stability around the stationary point. In this case, we consider small perturbations δx and δy near the critical point as

$$x = x_c + \delta x \quad (11)$$

$$y = y_c + \delta y \quad (12)$$

On substituting equations (11) and (12) into equations (6) and (7), we get first order differential equations,

$$\frac{d}{dN} \begin{pmatrix} \delta x \\ \delta y \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} \delta x \\ \delta y \end{pmatrix} \quad (13)$$

Here $N = \ln(a)$ and the matrix M rely upon critical point (x_c, y_c) , and is given by

$$M = \begin{pmatrix} \frac{\partial f}{\partial x} & \frac{\partial f}{\partial y} \\ \frac{\partial g}{\partial x} & \frac{\partial g}{\partial y} \end{pmatrix} (x=x_c, y=y_c) \quad (14)$$

It has two eigenvalues η_1, η_2 , and the general solution for δx and δy is given as follows

$$\delta x = k_1 e^{\{\eta_1 N\}} + k_2 e^{\{\eta_2 N\}} \quad (15)$$

$$\delta y = k_3 e^{\{\eta_1 N\}} + k_4 e^{\{\eta_2 N\}} \quad (16)$$

Here k_1, k_2, k_3 and k_4 are denoted as integration constants. Therefore, the stability of the fixed points can be depicted by the signs of eigenvalues. Usually, the following groups are used [11, 12, 13]:

$\eta_1 < 0$ and $\eta_2 < 0 \rightarrow$ Stable point

$\eta_1 > 0$ and $\eta_2 > 0 \rightarrow$ Unstable point

$\eta_1 < 0$ and $\eta_2 > 0$ or $(\eta_1 > 0$ and $\eta_2 < 0) \rightarrow$ Saddle point

The real parts of η_1 and η_2 are negative and the determinant of the matrix M is negative $\rightarrow$ Stable spiral.

The fixed point behave as an attractor stable point in case of (a) and (d) whereas in case of (b) and (c) it is not possible.

A wide range of cosmological observations, both direct and indirect, indicate that the Universe is currently undergoing accelerated expansion. Within the framework of Einstein's gravity, this acceleration is commonly attributed to dark energy. The simplest and most

widely studied candidate for dark energy is the cosmological constant, denoted by Λ , forming the basis of the Λ CDM model. Despite its success in explaining many observational results, the Λ CDM paradigm faces notable theoretical challenges, including the fine-tuning and cosmic coincidence problems [14, 15]. These issues raise the question of whether dark energy is truly a constant or instead a dynamical entity. Scalar fields play a central role in modern cosmology and are frequently invoked as dynamical dark energy candidates, often referred to as quintessence. A slowly varying scalar-field potential can give rise to negative pressure, making such fields suitable for driving cosmic acceleration. Scalar field models are important because they can describe different evolutionary phases of the Universe. In particular, they provide a framework capable of characterizing both the early and late stages of accelerated expansion. The Lagrangian density for minimally coupled scalar field ϕ with a potential $V(\phi)$ is given by

$$L = \frac{1}{2} \dot{\phi}^2 + V(\phi) \quad (17)$$

For the above Lagrangian density, Friedmann and Klein Gordan equations can be written as

$$H^2 = \frac{\kappa^2}{3} \left[\frac{1}{2} \dot{\phi}^2 + V(\phi) + \rho_m \right] \quad (18)$$

$$\dot{H} = \frac{-\kappa^2}{2} \left[\dot{\phi}^2 + (1 + w_m) \rho_m \right] \quad (19)$$

$$\ddot{\phi} + 3H\dot{\phi} + \frac{dV}{d\phi} = 0 \quad (20)$$

Let us use the following dimensionless variables

$$x = \frac{\kappa\dot{\phi}}{\sqrt{6}H}, y = \frac{\kappa\sqrt{V}}{\sqrt{3}H}, \lambda = \frac{-V_{,\phi}}{\kappa V}, \Gamma = \frac{VV_{,\phi\phi}}{V_{,\phi}^2} \quad (21)$$

Where $V_{,\phi} \equiv dV/d\phi$. The above equations can be rewritten in the autonomous form

$$\frac{dx}{dN} = -3x + \frac{\sqrt{6}}{2} \lambda y^2 + \frac{3}{2} x [(1 - w_m)x^2 + (1 + w_m)(1 - y^2)] \quad (22)$$

$$\frac{dy}{dN} = \frac{-\sqrt{6}}{2} \lambda xy + \frac{3}{2} y [(1 - w_m)x^2 + (1 + w_m)(1 - y^2)] \quad (23)$$

$$\frac{d\lambda}{dN} = -\sqrt{6} \lambda^2 (\Gamma - 1)x \quad (24)$$

together with a constraint equation

$$x^2 + y^2 + \frac{\kappa^2 \rho_m}{3H^2} = 1 \quad (25)$$

where $N = \ln(a)$. The equation of state w_ϕ and the fraction of the energy density Ω_ϕ for the field ϕ is defined as

$$w_\phi = \frac{p_\phi}{\rho_\phi} = \frac{x^2 - y^2}{x^2 + y^2} \quad (26)$$

$$\Omega_\phi = \frac{\kappa^2 \rho_\phi}{3H^2} = x^2 + y^2 \quad (27)$$

We have also introduced the total effective equation of state:

$$w_{\text{eff}} = \frac{p_\phi + p_m}{\rho_\phi + \rho_m} = w_m + (1 - w_m)x^2 - (1 + w_m)y^2 \quad (28)$$

An accelerating expansion occurs for $w_{\text{eff}} < -1/3$.

The first potential we consider is the steep exponential potential. Exponential potentials arise in a variety of contexts in physics and play an important role in understanding high-energy phenomena such as string theory and inflation. In string and superstring theories, for example, exponential potentials frequently emerge in models involving compactification from higher dimensions to four dimensions. Despite its simplicity, the single exponential potential represents one of the most fundamental quintessence models and possesses a rich dynamical structure with several essential features.

We study the cosmological dynamics of standard and steeper exponential potentials. Let us consider the following scalar field model characterized by the potential.

$$V(\phi) = V_0 e^{\alpha (\phi / M_P)^n} \quad (29)$$

where V_0 is constant of mass dimension 4. For this potential, we have

$$\Gamma = 1 + (n-1)/n \alpha (M_P/\phi)^n \quad (30)$$

In this work, we shall choose $n=1$. The critical points of the autonomous system are given by the subsequent subsection. The existence of stable point is determined after analyzing the condition of point stays within the phase space, i.e. satisfying the Friedmann constraint $x^2 + y^2 = 1$.

We use autonomous system (22), (23) and (24) to find the stationary points (i.e. $\frac{dx}{dn} = 0$, $\frac{dy}{dn} = 0$ and $\frac{d\lambda}{dn} = 0$). Hence,

Table 1. We present stationary points and their stability for steep exponential potential.

S. No.	Critical Points		Eigen Values		Stability
	x	y	η_1	η_2	
A1.	-1	0	3	$\frac{1}{2}(6 + \sqrt{6}\lambda)$	unstable
A2.	0	0	$-\frac{3}{2}$	$\frac{3}{2}$	unstable
A3.	$\frac{\sqrt{3/2}}{\lambda}$	$\frac{\sqrt{3/2}}{\lambda}$	$\frac{3(-\lambda^2 - \sqrt{24\lambda^2 - 7\lambda^4})}{4\lambda^2}$	$\frac{3(-\lambda^2 + \sqrt{24\lambda^2 - 7\lambda^4})}{4\lambda^2}$	stable

A4.	$\frac{\lambda}{\sqrt{6}}$	$\sqrt{1 - \frac{\lambda^2}{6}}$	$\frac{1}{2}(-6 + \lambda^2)$	$-3 + \lambda^2$	stable
-----	----------------------------	----------------------------------	-------------------------------	------------------	--------

The point A1 is an unstable because all the eigenvalues are positive. The point A2 is an unstable because one of the eigenvalue is positive. The critical point A3 is stable point because the eigenvalues are negative for $\lambda \geq 1.8$. The critical point A4 is stable point because the eigenvalues are negative for $0 \leq \lambda \leq 1.7$.

Now, let's analyze the phase space and trajectories for the steep exponential potential. We will plot the phase portrait using various parameter values of λ . We have noticed that the dynamics of the phase space can be represented different sets of values for λ .

The Fig. 1 is plotted for $\lambda=1$, with the initial ranges for x and y taken as $[-1, 1]$ and $[0, 2]$, respectively. The attractor point in Fig. 1 corresponds to the accelerated expansion, for which $w_{\text{eff}} = -2/3$.

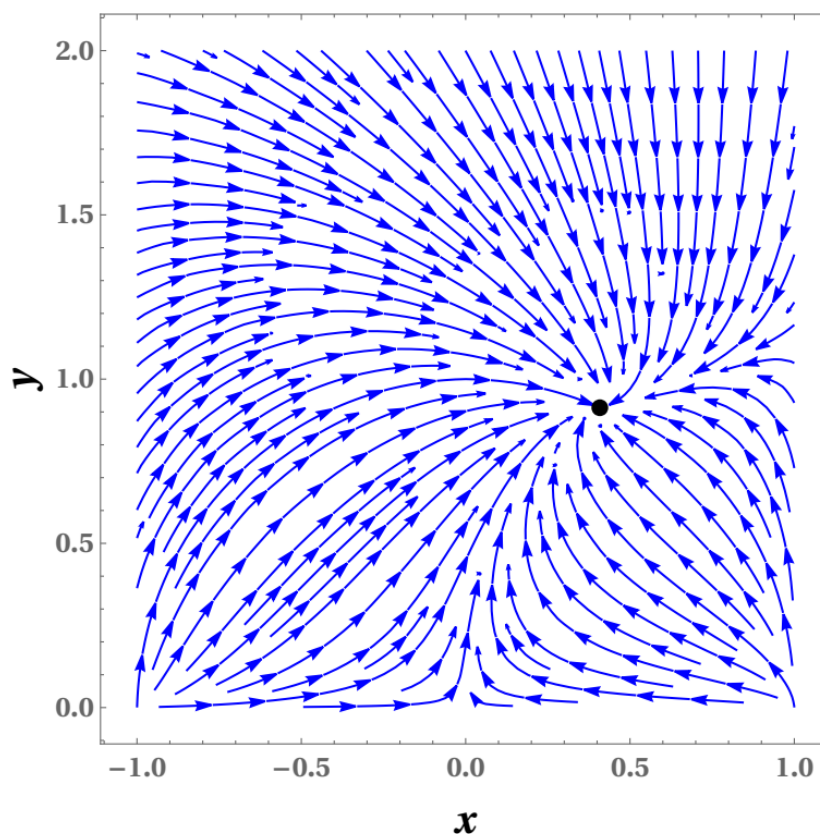


Fig. 1. This figure shows phase portrait for point A4 with $\lambda = 1$ in x - y plane. For $\omega_{\text{eff}} = -2/3$ and $\Omega\phi=1$, the point is fixed and represented a stable spiral. The stable attractor point is denoted by black dot in the figure where all the trajectories meet.

Findings and discussion

The discussion extends to cosmological models that account for the accelerating expansion of the Universe, a phenomenon frequently attributed to dark energy. Among these, models

involving scalar fields – particularly quintessence – are of significant interest. For the quintessence framework, we introduce the corresponding Lagrangian density, defined by a minimally coupled scalar field with a specified potential $V(\phi)$. From this formulation, the field equations, relevant dimensionless variables, and the associated equation of state are derived. In our analysis, we focus on a steep exponential potential. We identify the fixed points of the resulting autonomous system and examine their stability by analyzing the signs of the eigenvalues. Depending on these signs, each critical point can be classified as unstable, a saddle point, or stable. The dynamics of the system are further illustrated through phase portraits. The phase-space analysis for the single exponential potential demonstrates that the system admits both stable and unstable critical points, depending on the values of the parameter λ . In particular, for certain ranges of λ , the system evolves toward a stable attractor solution, indicating long-term stability in the cosmological evolution. For parameter choices such that $\lambda < 2$, the stable critical point manifests as a stable spiral, with $x \rightarrow 0$ and $y \rightarrow 1$; see Figure (1).

Conclusion

The model under consideration examines the evolution of the Universe following the Big Bang, with a focus on scalar field cosmology and dynamical system analysis. It outlines the rapid expansion of the early Universe, which eventually led to the formation of galaxies and other cosmic structures. The study also discusses the concept of dark energy, the driving force behind the accelerated expansion of the Universe, and reviews the discovery of cosmic acceleration in the late 1990s. This work explores the mathematical framework of scalar field cosmology, including dynamical systems techniques and cosmological models such as quintessence. Stationary (critical) points and their stability properties are analyzed, and phase-space diagrams are constructed for various scenarios. Through these analyses, the study evaluates several potential models, investigates their stability, and interprets their phase-space trajectories, thereby offering a comprehensive overview of scalar-field-driven cosmological evolution. By employing a dynamical systems approach, we have characterized the qualitative behavior of quintessence models. We identified their critical points, examined the corresponding phase spaces, and assessed the physical plausibility of the resulting dynamics. Our findings indicate that both forms of exponential potentials considered in this work can give rise to stable scaling solutions as well as sustained late-time accelerated expansion. In the accelerating regime, the scalar field's potential energy dominates the evolution of the Universe. In scaling solutions, the scalar field's equation of state behaves similarly to that of the background matter, causing the Universe to evolve as though it were matter-dominated. These results are particularly significant, as they show that the Universe can follow realistic evolutionary paths in the presence of a scalar field without conflicting with observational constraints. For the steep exponential potential, the phase-space analysis consistently reveals stable critical points, highlighting the viability of such models in describing late-time cosmic dynamics.

Acknowledgments

MK and MS acknowledge Integral University, Lucknow for financial support through Integral Research Fellowship (IRF) and Seed Money Grant 2024-2025 (Project Sanction No.: IUL/ICEIR/SMP/2024-04), respectively.

Conflict of interests

There is no conflict of interests.

The contribution of the authors

Muskan Khan – Performed the analysis and wrote the manuscript.

Mohd Shahalam – Developed the research idea and supervised the project.

References

1. N. Aghanim et al. (Planck Collaboration), Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters, *Astron. Astrophys.* 641, A6 (2020), DOI: <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201833910>
2. S. Perlmutter et al., Measurements of Ω and Λ from 42 High-Redshift Supernovae, *Astrophys. J.* 517, 565 (1999), DOI: https://ui.adsabs.harvard.edu/link_gateway/1999ApJ...517..565P/doi:10.1086/307221
3. A. G. Riess et al. (Supernova Search Team Collaboration), Observational evidence from supernovae for an accelerating universe and a cosmological constant, *Astron. J.* 116, 1009 (1998), DOI: https://ui.adsabs.harvard.edu/link_gateway/1998AJ...116.1009R/doi:10.1086/300499
4. D. N. Spergel et al., First-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Determination of Cosmological Parameters, *Astrophys. J. Suppl.* 148, 175 (2003), DOI: https://ui.adsabs.harvard.edu/link_gateway/2003ApJS..148..175S/doi:10.1086/377226
5. E. Komatsu et al., Seven-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Cosmological Interpretation, *Astrophys. J. Suppl.* 192, 18 (2011), DOI: https://ui.adsabs.harvard.edu/link_gateway/2011ApJS..192...18K/doi:10.1088/0067-0049/192/2/18
6. E. J. Copeland, M. Sami & S. Tsujikawa, Dynamics of dark energy, *Int. J. Mod. Phys. D* 15, 1753 (2006), arXiv:hep-th/0603057, DOI: <https://doi.org/10.1142/S021827180600942X>
7. V. Sahni & A. Starobinsky, The Case for a Positive Cosmological Λ -term, *Int. J. Mod. Phys. D* 9, 373 (2000), DOI: <https://doi.org/10.1142/S0218271800000542>
8. G. Hinshaw et al. (WMAP Collaboration), Nine-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Cosmological Parameter Results, arXiv:1212.5226 [astro-ph.CO] (2012), DOI: <https://doi.org/10.1088/0067-0049/208/2/19>
9. L. M. Krauss & B. Chaboyer, Age Estimates of Globular Clusters in the Milky Way: Constraints on Cosmology, *Science* 299, 65 (2003), DOI: https://ui.adsabs.harvard.edu/link_gateway/2003Sci...299...65K/doi:10.1126/science.1075631
10. J. Frieman, M. Turner & D. Huterer, Dark energy and the accelerating universe, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* 46, 385 (2008), DOI: <https://doi.org/10.1146/annurev.astro.46.060407.145243>
11. E. J. Copeland, A. R. Liddle & D. Wands, Exponential potentials and cosmological scaling solutions, *Phys. Rev. D* 57, 4686 (1998), arXiv:gr-qc/9711068, DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.57.4686>
12. I. Percival & D. Richards, *Introduction to Dynamics* (Cambridge University Press, Cambridge, 1999).
13. B. Gumjudpai, T. Naskar, M. Sami & S. Tsujikawa, Coupled dark energy: towards a general description of the dynamics, *JCAP* 0506, 007 (2005), DOI: <https://doi.org/10.1088/1475-7516/2005/06/007>

14. W. Yang, M. Shahalam, B. Pal, S. Pan & A. Wang, Constraints on quintessence scalar field models using cosmological observations, Phys. Rev. D 100, 023522 (2019), DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.100.023522>

15. M. Shahalam, S. Ayoub, P. Avlani & R. Myrzakulov, Dynamical system analysis in descending dark energy model, IJGMMP, 2550227 (2025) arXiv:2402.01270, DOI: <https://doi.org/10.1142/S0219887825502275>

Мускан Хан, Мохд Шахалам

Физика кафедрасы, Integral University, Лакнау, 226026, Үндістан
(E-mail: *mohdshahamu@gmail.com, mk04567432@gmail.com)

Тұрақты нүкте талдауы және тік экспоненциал потенциалы

Андатпа. Бұл жұмыста біз тік экспоненциалды потенциалмен басқарылатын космологиялық модельдің динамикалық әрекетін зерттейміз. Біздің зерттеуіміз модельдің асимптотикалық сипаттамаларын зерттеуге мүмкіндік беретін эволюция теңдеулерінің автономды түріне шоғырланған. Біз скаляр өрісімен және ғаламның кеңеюімен байланысты бірінші ретті дифференциалдық теңдеулер жинағын құрастырамыз. Талдаудың негізгі бөлігі космологиялық модельдің маңызды нүктелерін анықтауды қамтиды. Бұл нүктелердің тұрақтылық қасиеттерін меншікті мәндер арқылы анықтаймыз, оларды тұрақты, тұрақсыз немесе седла нүктелеріне жіктейміз. Бұл жіктеу ғаламның тік экспоненциалды әлеуеттің әсерінен қалай сапалы түрде дамуы мүмкін екендігі туралы құнды түсінік береді. Нәтижелеріміз нақты параметр диапазоңдары үшін үлгі кешіктірілген аттрактор ретінде жұмыс істейтін тұрақты сыни нүктені қабылдайтынын көрсетеді. Бұл экспоненциалды потенциал ғаламды эволюцияның тұрақты фазасына апара алатынын көрсетеді. Сонымен қатар, біз ағымдағы дәуірдегі скалярлық өріс үстемдігінің нақты визуализациясын ұсына отырып, жүйенің траекториялары мен тұрақтылық құрылымын суреттеу үшін фазалық кеңістік диаграммаларын қолданамыз.

Түйін сөздер: Динамикалық талдау, Тұрақты нүкте, Квинтессенция, Ғарыштық үдеу, Фазалық кеңістік

Мускан Хан, Мохд Шахалам

Кафедра физики, Интегральный университет, Лукнау, 226026, Индия
(E-mail: *mohdshahamu@gmail.com, mk04567432@gmail.com)

Анализ стационарных точек для крутого экспоненциального потенциала

Аннотация. В данной работе мы исследуем динамическое поведение космологической модели, управляемой крутым экспоненциальным потенциалом. Наше исследование сосредоточено на автономной форме уравнений эволюции, что позволяет нам исследовать асимптотические характеристики модели. Мы строим систему дифференциальных уравнений первого

порядка, связанную со скалярным полем и расширением Вселенной. Ключевая часть анализа заключается в выявлении критических точек космологической модели. Мы определяем свойства устойчивости этих точек через собственные значения, классифицируя их как устойчивые, неустойчивые или седловые. Эта классификация даёт ценную информацию о том, как Вселенная может качественно эволюционировать под воздействием крутого экспоненциального потенциала. Наши результаты показывают, что для определённых диапазонов параметров модель допускает устойчивую критическую точку, которая действует как аттрактор позднего времени. Это указывает на то, что экспоненциальный потенциал может подталкивать Вселенную к стабильной фазе эволюции. Кроме того, мы используем диаграммы фазового пространства для иллюстрации траекторий и структуры устойчивости системы, предлагая наглядную визуализацию доминирования скалярного поля в текущую эпоху.

Ключевые слова: Динамический анализ, Неподвижная точка, Квинтэссенция, Космическое ускорение, Фазовое пространство

References

1. N. Aghanim et al. (Planck Collaboration), Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters, *Astron. Astrophys.* 641, A6 (2020), DOI: <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201833910>
2. S. Perlmutter et al., Measurements of Ω and Λ from 42 High-Redshift Supernovae, *Astrophys. J.* 517, 565 (1999), DOI: https://ui.adsabs.harvard.edu/link_gateway/1999ApJ...517..565P/doi:10.1086/307221
3. A. G. Riess et al. (Supernova Search Team Collaboration), Observational evidence from supernovae for an accelerating universe and a cosmological constant, *Astron. J.* 116, 1009 (1998), DOI: https://ui.adsabs.harvard.edu/link_gateway/1998AJ...116.1009R/doi:10.1086/300499
4. D. N. Spergel et al., First-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Determination of Cosmological Parameters, *Astrophys. J. Suppl.* 148, 175 (2003), DOI: https://ui.adsabs.harvard.edu/link_gateway/2003ApJS..148..175S/doi:10.1086/377226
5. E. Komatsu et al., Seven-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Cosmological Interpretation, *Astrophys. J. Suppl.* 192, 18 (2011), DOI: https://ui.adsabs.harvard.edu/link_gateway/2011ApJS..192...18K/doi:10.1088/0067-0049/192/2/18
6. E. J. Copeland, M. Sami & S. Tsujikawa, Dynamics of dark energy, *Int. J. Mod. Phys. D* 15, 1753 (2006), arXiv:hep-th/0603057, DOI: <https://doi.org/10.1142/S021827180600942X>
7. V. Sahni & A. Starobinsky, The Case for a Positive Cosmological Λ -term, *Int. J. Mod. Phys. D* 9, 373 (2000), DOI: <https://doi.org/10.1142/S0218271800000542>
8. G. Hinshaw et al. (WMAP Collaboration), Nine-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Cosmological Parameter Results, arXiv:1212.5226 [astro-ph.CO] (2012), DOI: <https://doi.org/10.1088/0067-0049/208/2/19>
9. L. M. Krauss & B. Chaboyer, Age Estimates of Globular Clusters in the Milky Way: Constraints on Cosmology, *Science* 299, 65 (2003), DOI: https://ui.adsabs.harvard.edu/link_gateway/2003Sci...299...65K/doi:10.1126/science.1075631
10. J. Frieman, M. Turner & D. Huterer, Dark energy and the accelerating universe, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* 46, 385 (2008), DOI: <https://doi.org/10.1146/annurev.astro.46.060407.145243>

11. E. J. Copeland, A. R. Liddle & D. Wands, Exponential potentials and cosmological scaling solutions, Phys. Rev. D 57, 4686 (1998), arXiv:gr-qc/9711068, DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.57.4686>
12. I. Percival & D. Richards, Introduction to Dynamics (Cambridge University Press, Cambridge, 1999).
13. B. Gumjudpai, T. Naskar, M. Sami & S. Tsujikawa, Coupled dark energy: towards a general description of the dynamics, JCAP 0506, 007 (2005), DOI: <https://doi.org/10.1088/1475-7516/2005/06/007>
14. W. Yang, M. Shahalam, B. Pal, S. Pan & A. Wang, Constraints on quintessence scalar field models using cosmological observations, Phys. Rev. D 100, 023522 (2019), DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.100.023522>
15. M. Shahalam, S. Ayoub, P. Avlani & R. Myrzakulov, Dynamical system analysis in descending dark energy model, IJGMMP, 2550227 (2025) arXiv:2402.01270, DOI: <https://doi.org/10.1142/S0219887825502275>

Information about the authors

Muskan Khan – PhD student, Department of Physics, Integral University, Lucknow 226026, India

Mohd Shahalam – the corresponding author, PhD, Professor of Department of Physics, Integral University, Lucknow 226026, India

Мұсқан Хан – PhD студенті, Интеграл университетінің физика факультеті, Лакхнау 226026, Үндістан

Мохд Шахалам – хат-хабар авторы, PhD, Интеграл университетінің физика кафедрасының профессоры, Лакхнау 226026, Үндістан

Маскан Хан – PhD студент, факультет физики, Интегральный университет, Лакхнау 226026, Индия

Мохд Шахалам – автор для корреспонденции, PhD, профессор кафедры физики Интегрального университета, Лакхнау 226026, Индия



Copyright: © 2025 by the authors. Submitted for possible open access publication under the terms and conditions of the Creative Commons Attribution (CC BY NC) license (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>).



IRSTI 41.29.25
Scientific article

<https://doi.org/10.32523/2616-6836-2025-153-4-20-28>

Slow-roll inflation in the power-law scalar model

A. Ratbay^{*1}, O. Razina¹, A. Ismailova²

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

²Sh. Ualikhanov Kokshetau University, Kazakhstan

(E-mail: aisara.ratbay@gmail.com, razina_ov@enu.kz, aisulu0402@gmail.com)

Annotation. In this work, we examine an inflationary model driven by a scalar field that evolves according to a power-law dependence on cosmological time. This assumption allows the Einstein–Klein–Gordon equations to be solved analytically within a flat FLRW metric and makes it possible to obtain closed-form expressions for the key dynamical quantities of the early Universe. Based on the chosen scalar field profile, the Hubble function and the scale factor are computed, enabling a detailed analysis of the emergence of accelerated expansion. The potential of the field and its derivatives are reconstructed directly from the equation of motion, which in turn allows us to derive analytical formulas for the Hubble and potential slow-roll parameters. The time evolution of these parameters is analyzed to determine the regime of validity of the slow-roll approximation and to identify the natural endpoint of the inflationary phase. The obtained results demonstrate that a power-law configuration of the scalar field can sustain a prolonged stage of inflation and accurately reproduce the major features of slow-roll dynamics within the framework of General Relativity.
Keywords: Inflation field, slow-roll parameter, generalized gravity, Hubble parameter, scale factor, Klein-Gordon equation.

Introduction

The inflationary framework has become a cornerstone of modern cosmology, as it provides a unified mechanism for explaining several essential properties of the observable universe, including its large-scale homogeneity, flat spatial geometry, and the absence of relics predicted by pre-inflationary models. In this scenario, the universe undergoes a brief period of accelerated expansion in its earliest stages, during which quantum fluctuations are stretched to cosmological scales and subsequently evolve into the density perturbations detected in the cosmic microwave background.

Within the context of Einstein's General Relativity, such rapid expansion can be generated by a single scalar field, the inflator, whose potential energy dominates the total energy content of the universe. When the inflation evolves sufficiently slowly so that its potential energy

Received 25.11.2025. Revised 02.12.2025. Accepted 02.12.2025. Available online 25.12.2025

remains the primary contribution, the dynamical equations simplify to the well-known slow-roll approximation. In this regime, the inflationary behavior is described by two small, dimensionless parameters:

$$\epsilon = -\frac{\dot{H}}{H^2}, \quad \eta = \frac{\ddot{\phi}}{H\dot{\phi}}, \quad (1)$$

which measure the deviation from an exact de Sitter expansion and quantify the rate at which the scalar field descends along with its potential.

Different choices of the scalar potential $V(\phi)$ – including monomial, exponential, and power-law forms – lead to distinct predictions for inflationary observables. These theoretical outcomes can be evaluated through parameters such as the scalar spectral index n_s and the tensor-to-scalar ratio r , both of which are tightly constrained by recent observations from the *Planck* and *WMAP* missions.

The aim of this work is to investigate the dynamics of the slow-roll phase within General Relativity, derive analytical relationships among the principal inflationary parameters, and compare the resulting predictions with current observational bounds. Special emphasis is placed on understanding how the specific shape of the scalar potential influences the duration of inflation and the amplitude of primordial perturbations, thereby providing deeper insight into the early evolution of the universe.

Theoretical Framework

The starting point is the Einstein–Hilbert action with a minimally coupled scalar field,

$$S = \int \left(\frac{R}{2\kappa} + L_m \right) \sqrt{-g} d^4x \quad (2)$$

where the Lagrangian is introduced as

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

The background geometry is described by the spatially flat FLRW line element,

$$ds^2 = -dt^2 + a^2(t) (dx^2 + dy^2 + dz^2), \quad (4)$$

which reduces the gravitational action to the effective point-like Lagrangian.

$$L = -\frac{3}{\kappa} a \dot{a}^2 + \frac{1}{2} a^3 \dot{\phi}^2 - a^3 V(\phi). \quad (5)$$

From this form, the energy density and pressure of the scalar field follow directly:

$$\rho_\phi = \frac{1}{2} \dot{\phi}^2 + V(\phi), \quad p_\phi = \frac{1}{2} \dot{\phi}^2 - V(\phi). \quad (6)$$

The evolution of the background spacetime is governed by the Friedmann equations,

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

$$2\dot{H} + 3H^2 = -p_\varphi, \quad (8)$$

while the scalar field satisfies the Klein-Gordon equation,

$$\ddot{\varphi} + 3H\dot{\varphi} + V_{,\varphi} = 0. \quad (9)$$

Combining (5) and (6) yields the useful identity.

$$\dot{H} = -\frac{1}{2}\dot{\varphi}^2. \quad (10)$$

We assume that we have a scalar field value,

$$\varphi = \varphi_0 t^\lambda, \quad \dot{\varphi} = \varphi_0 \lambda t^{\lambda-1}, \quad \ddot{\varphi} = \varphi_0 \lambda(\lambda-1)t^{\lambda-2}. \quad (11)$$

Here φ_0 and λ are constants with $\varphi_0 > 0$ and $\lambda < 0$. The power-law time dependence of the scalar field is adopted as a technically convenient and physically reasonable ansatz in inflationary cosmology. This choice makes it possible to integrate the Einstein-Klein-Gordon system in closed form and to track explicitly the temporal behavior of the Hubble parameter, the scale factor, and the slow-roll characteristics. Moreover, taking the exponent λ implies that the scalar field gradually decreases with time during the inflationary era, which matches the standard picture of a rolling inflation field and naturally leads to the end of inflation.

Substituting this ansatz into (9) gives

$$\dot{H} = -\frac{1}{2} \varphi_0^2 \lambda^2 t^{2\lambda-2}. \quad (12)$$

Integrating with respect to time leads to the Hubble expansion rate,

$$H = H_0 - \frac{\varphi_0^2 \lambda^2}{2(2\lambda-1)} t^{2\lambda-1}, \quad (13)$$

where H_0 is integration constant. Using the relation $a'/a = H(t)$, the scale factor takes the form.

$$a = a_0 \exp \left(H_0 t - \frac{\varphi_0^2 \lambda^2}{4\lambda(2\lambda-1)} t^{2\lambda} \right). \quad (14)$$

where a_0 is a constant of integration. The evolution of the scale factor $a(t)$ with respect to cosmic time t is presented in Figure 1.

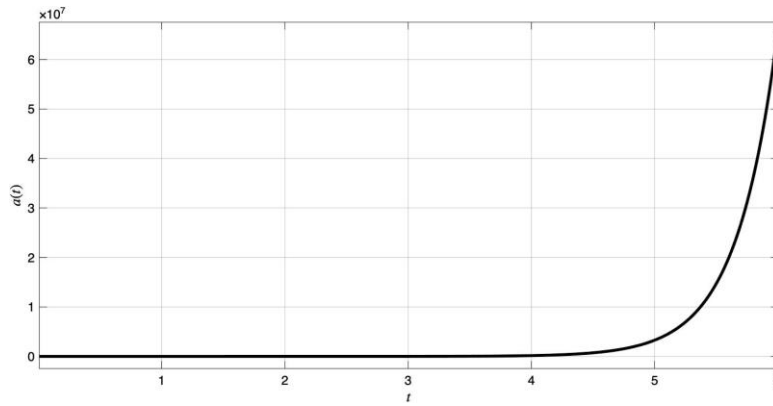


Figure 1. Behavior of the scale factor a as a function of cosmic time t . The monotonic growth of a reflects the accelerated expansion of the Universe during the slow-roll inflationary phase

Introducing the explicit formulas for the field derivatives leads to

$$V_{,\varphi} = -\varphi_0 \lambda (\lambda - 1) t^{\lambda-2} - 3H(t) \varphi_0 \lambda t^{\lambda-1}, \quad (15)$$

and after replacing the equation (13) by its analytic expression,

$$V_{,\varphi} = -\varphi_0 \lambda (\lambda - 1) t^{\lambda-2} - 3H_0 \varphi_0 \lambda t^{\lambda-1} + \frac{3\varphi_0^3 \lambda^3}{2(2\lambda-1)} t^{3\lambda-2}. \quad (16)$$

From the Klein-Gordon equation (15) by using the chain rule,

$$\frac{dV}{dt} = \frac{dV}{d\varphi} \frac{d\varphi}{dt} = V_{,\varphi} \dot{\varphi}, \quad (17)$$

Using equations (15), (16) we can derive V by integrating.

$$V = -\frac{1}{2} \varphi_0^2 \lambda^2 t^{2\lambda-2} - \frac{3H_0 \varphi_0^2 \lambda^2}{2\lambda-1} t^{2\lambda-1} + V_0. \quad (18)$$

To characterize the inflationary regime, the Hubble slow-roll parameters are introduced. The first is defined by.

$$\epsilon = -\frac{\dot{H}}{H^2} = \frac{\frac{1}{2} \varphi_0^2 \lambda^2 t^{2\lambda-2}}{\left(H_0 - \frac{\varphi_0^2 \lambda^2}{2(2\lambda-1)} t^{2\lambda-1} \right)^2}, \quad (19)$$

Figure 2 illustrates the temporal evolution of the slow-roll parameter ϵ .

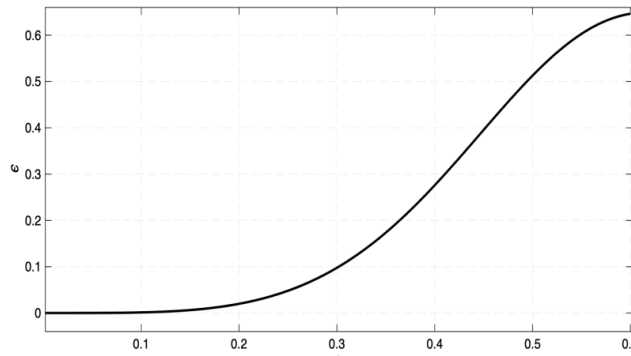


Figure 2. Evolution of the Hubble slow-roll parameter ϵ as a function of cosmic time t . The parameter remains much smaller than unity for most of the evolution, indicating a prolonged quasi-de Sitter stage, and gradually increases towards $\epsilon \simeq 1$, signalling the end of inflation

Therefore, we can define the first slow-roll parameter, denoted by ϵ , as while the second parameter, associated with the acceleration of the scalar field, becomes.

$$\eta = -\frac{\ddot{\phi}}{H\dot{\phi}} = -\frac{\lambda-1}{t\left(H_0 - \frac{\varphi_0^2 \lambda^2}{2(2\lambda-1)} t^{2\lambda-1}\right)}. \quad (20)$$

If we take the derivative with respect to cosmic time, we can define the second slow-roll parameter, denoted by η , which guarantees the slow variation of ϵ in time,

$$\dot{\epsilon} = \frac{2H^2}{H^3} - \frac{\dot{H}}{H^2} = \frac{1}{2} \varphi_0^4 \lambda^4 t^{4\lambda-4} \left(H_0 - \frac{\varphi_0^2 \lambda^2}{2(2\lambda-1)} t^{2\lambda-1}\right)^{-3} + \frac{\varphi_0^2 \lambda^2 (\lambda-1) t^{2\lambda-3}}{\left(H_0 - \frac{\varphi_0^2 \lambda^2}{2(2\lambda-1)} t^{2\lambda-1}\right)^2}. \quad (21)$$

$$\epsilon_V = \frac{1}{2\kappa} \left(\frac{-\varphi_0 \lambda (\lambda-1) t^{\lambda-2} - 3H_0 \varphi_0 \lambda t^{\lambda-1} + \frac{3\varphi_0^3 \lambda^3}{2(2\lambda-1)} t^{3\lambda-2}}{-\frac{1}{2} \varphi_0^2 \lambda^2 t^{2\lambda-2} - \frac{3H_0 \varphi_0^2 \lambda^2}{2\lambda-1} t^{2\lambda-1} + V_0} \right)^2. \quad (22)$$

The behavior of the potential slow-roll parameter ϵ_V as a function of cosmic time t is presented in Figure 3.

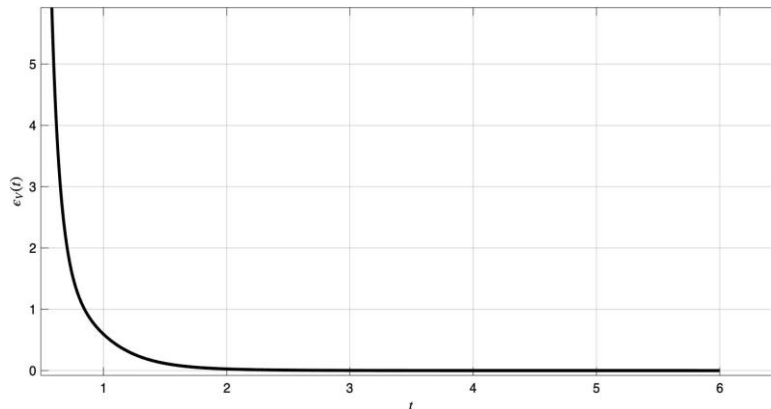


Figure 3. Behavior of the potential slow-roll parameter ϵ_V as a function of cosmic time t . Initially ϵ_V is small, confirming that the dynamics are potential-dominated, while its subsequent growth marks the breakdown of the slow-roll approximation and the end of the inflationary era

Here, figure 2 and figure 3 describe different slow-roll characteristics of the same inflationary dynamics. Figure 2 represents the Hubble slow-roll parameter ϵ which is sensitive to the full background evolution, including the kinetic term of the scalar field. Figure 3 shows the potential slow-roll parameter ϵ_V , which depends only on the form of the reconstructed potential. During the early stage, both parameters satisfy ϵ, ϵ_V indicating accelerated expansion. At later times both parameters increase and approach unity, which signals the breakdown of the slow-roll regime and confirms that the Universe exits inflation in the considered model.

Similarly to the case of ϵ_V , we can define a parameter η_V that depends only on the potential. Using (20) and the Friedmann equations, we have

$$\eta_V = \eta + \epsilon = \frac{1}{\kappa} \left(\frac{V_{,\varphi\varphi}}{V} \right), \quad (23)$$

where $V_{,\varphi\varphi} = \frac{d^2 V}{d\varphi^2}$. To compute the potential slow-roll parameter η_V we differentiate then we obtain.

$$V_{,\varphi\varphi} = -(\lambda - 1) \left(\frac{\lambda - 2}{t^2} + \frac{3H_0}{t} \right) + \frac{3\varphi_0^2 \lambda^2 (3\lambda - 2)}{2(2\lambda - 1)} t^{2\lambda - 2}. \quad (24)$$

Finally, the potential slow-roll parameter is.

$$\eta_V = \frac{1}{\kappa} \frac{-(\lambda - 1) \left(\frac{\lambda - 2}{t^2} + \frac{3H_0}{t} \right) + \frac{3\varphi_0^2 \lambda^2 (3\lambda - 2)}{2(2\lambda - 1)} t^{2\lambda - 2}}{-\frac{1}{2}\varphi_0^2 \lambda^2 t^{2\lambda - 2} - \frac{3H_0 \varphi_0^2 \lambda^2}{2\lambda - 1} t^{2\lambda - 1} + V_0}. \quad (25)$$

The dependence of the parameter η_V on cosmic time t is shown in Figure 4.

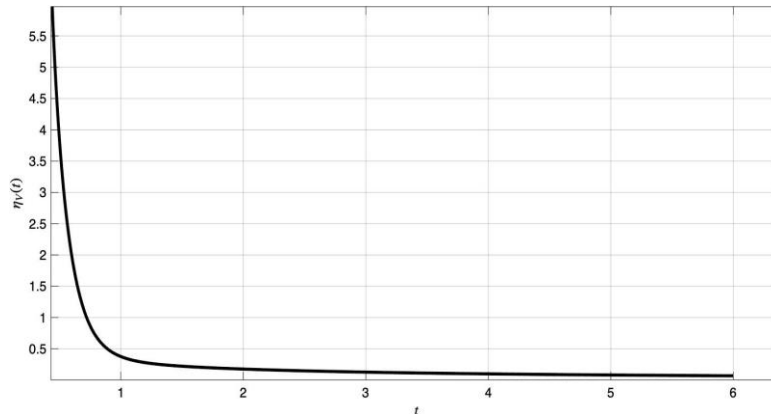


Figure 4. Behavior of the potential slow-roll parameter η_V as a function of cosmic time t . The evolution of η_V characterizes the curvature of the inflation potential and shows when the scalar field starts to deviate significantly from the slow-roll regime

Conclusion

In this work, we examined the inflationary dynamics generated by a power-law scalar field within the framework of General Relativity. By obtaining explicit analytical expressions for the Hubble parameter, the scale factor, and the slow-roll functions, we achieved a clear and fully transparent description of the background evolution during inflation. The slow-roll parameters ϵ and η remain sufficiently small throughout most of the inflationary epoch, confirming that the model naturally supports

a prolonged phase of accelerated expansion. As cosmic time increases, both parameters gradually rise, signalling the eventual breakdown of the slow-roll regime. Taken together, these results demonstrate that a simple power-law dependence of the scalar field can reproduce the fundamental features of inflation and provides a coherent theoretical framework for describing the early Universe.

The contribution of the authors

Razina O.V. – formulation of the research tasks and overall scientific supervision.

Ratbay A. – preparation of the manuscript, analytical calculations, collection of material.

Ismailova A. – construction of graphs and computational support.

Acknowledgments

This work is supported by the Science Committee of Kazakhstans Ministry of Science and Higher Education (Grant No. AP26194585).

References

1. Di Marco A., Orazi E., Pradisi G. Introduction to the number of e-folds in slow-roll inflation, arxiv, p. 1–15 (2024). DOI: arXiv:2401.12345
2. Pozdeeva E.O., Skugoreva M.A., Toporensky A.V., Vernov S.Y. More accurate slow-roll approximations for inflation in scalar-tensor theories, arxiv, p. 1–20 (2025). DOI: arXiv:2502.13008
3. Razina O.V., Suikimbayeva N.T., Tsyba P. Cosmography analysis of $f(R)$ gravity in the model Starobinsky type, p. 1–10 (2024). DOI: <https://doi.org/10.32523/2616-6836-2021-136-3-17-24>
4. Caravano A., Franciolini G., Renaux-Petel S. Ultra-slow-roll inflation on the lattice I: Backreaction and nonlinear effects, arxiv, p. 1–15 (2024). DOI: arXiv:2410.23942v2.
5. Goodarzi P. Primordial fluctuations from slow-roll inflation in $f(Q,T)$ gravity, Annals of Physics, p. 1–14 (2025). DOI: <https://doi.org/10.1016/j.aop.2025.169360>
6. Nagy J., Nagy S., Sailer K. Time Scales of Slow-Roll Inflation in Asymptotically Safe Cosmology, Universe 11, p. 77 (2025). DOI: <https://doi.org/10.3390/universe11030077>
7. Momeni D. Inflation in Myrzakulov $F(R,T)$ gravity, Nuclear Physics B, p. 1–10 (2025). DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysb.2025.117022>
8. Vitohekpon I.M. Slow-roll Natural and Hilltop inflation in Rastall gravity, Physica, p. 1–10 (2025). DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physd.2025.000667>
9. Goswami K., Narayan K., Yadav G. No-boundary extremal surfaces in slow-roll inflation and other cosmologies, JHEP, article 193 (2025). DOI: [https://doi.org/10.1007/JHEP03\(2025\)193](https://doi.org/10.1007/JHEP03(2025)193)
10. Heisenberg L., Martin-Moruno P. Advances in inflationary dynamics in general relativity and beyond, Physics Reports, p. 1–50 (2025). DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physrep.2025.004>

А.Ратбай^{1*}, О.Разина¹, А.Исмаилова²

¹Л.Н. Гумилёв атындағы Еуразия ұлттық университеті, Астана, Қазақстан

²Ш. Уәлиханов атындағы Көкшетау университеті, Көкшетау, Қазақстан.

(E-mail: *aisara.ratbay@gmail.com, razina_ov@enu.kz, aisulu0402@gmail.com)

Дәрежелік скаляр өрістік модельдегі баяу сырғу инфляциясы

Аннотация. Бұл жұмыста космологиялық уақытқа қатысты дәрежелік заң бойынша өзгеретін скаляр өрісі тудырған инфляциялық модель қарастырылады. Осындай болжам плоский FLRW

метрикасында Эйнштейн–Клейн–Гордон теңдеулерін аналитикалық шешуге және ерте Ғаламның негізгі динамикалық шамаларының тұйық түрдегі өрнектерін алуға мүмкіндік береді. Берілген скаляр өріс профиліне сүйене отырып, Хаббл функциясы мен масштабтық фактор есептеледі, бұл жеделдетілген кеңеюдің қалыптасуын бақылауға жол ашады. Өрістің потенциалы мен оның туындылары қозғалыс теңдеуінен тікелей қалпына келтіріліп, Хабблдық және потенциалдық баяу сырғу параметрлерінің аналитикалық түрін алуға мүмкіндік береді. Аталған параметрлердің уақыттық эволюциясы баяу сырғу жуықтауының қолданылу аймағын және инфляциялық кезеңнің табиғи аяқталу уақытын анықтау үшін талданады. Алынған нәтижелер дәрежелік формадағы скаляр өрісінің конфигурациясы инфляцияның тұрақты кезеңін қамтамасыз етіп, Жалпы салыстырмалылық шеңберінде баяу сырғудың негізгі ерекше-ліктерін дәл сипаттай алатынын көрсетеді.

Түйінді сөздер: Инфляция, баяу сырғу параметрлері, жалпыланған гравитация, Хаббл параметрі, масштабтық фактор, Клейн–Гордон теңдеуі.

А.Ратбай^{1*}, О.Разина¹, А.Исмаилова²

¹Евразийский национальный университет имени Л.Н. Гумилёва, Астана, Казахстан

²НАО «Кокшетауский университет имени Ш. Уалиханова», Кокшетау, Казахстан

(E-mail: *aisara.ratbay@gmail.com, razina_ov@enu.kz, aisulu0402@gmail.com)

Инфляция в режиме медленного скатывания в степенной модели скалярного поля

Аннотация. В работе рассматривается инфляционная модель, порождённая скалярным полем, эволюция которого задана степенной зависимостью от космического времени. Принятое предположение позволяет аналитически решить уравнения Эйнштейна–Клейна–Гордона в плоской FLRW–метрике и получить замкнутые выражения для динамических величин ранней Вселенной. На основе заданного вида поля вычисляются функция Хаббла и масштабный фактор, что даёт возможность проследить формирование ускоренного расширения. Потенциал скалярного поля и его производные восстанавливаются непосредственно из уравнения движения, что позволяет получить аналитические формы параметров медленного скатывания как хаббловского, так и потенциального типа. Поведение этих параметров анализируется для определения области действительности приближения медленного скатывания и момента выхода из инфляционного режима. Полученные результаты показывают, что простая степенная форма скалярного поля способна обеспечить устойчивую инфляционную стадию и воспроизвести характерные признаки медленного скатывания в рамках общей теории относительности.

Ключевые слова: Инфляция, параметры медленного скатывания, обобщённая гравитация, параметр Хаббла, масштабный фактор, уравнение Клейн–Гордона.

References

1. Di Marco A., Orazi E., Pradisi G. Introduction to the number of e-folds in slow-roll inflation, arxiv, p. 1–15 (2024). DOI: arXiv:2401.12345
2. Pozdeeva E.O., Skugoreva M.A., Toporensky A.V., Vernov S.Y. More accurate slow-roll approximations for inflation in scalar-tensor theories, arxiv, p. 1–20 (2025). DOI: arXiv:2502.13008
3. Razina O.V., Suikimbayeva N.T., Tsyba P. Cosmography analysis of $f(R)$ gravity in the model Starobinsky type, p. 1–10 (2024). DOI: <https://doi.org/10.32523/2616-6836-2021-136-3-17-24>

4. Caravano A., Franciolini G., Renaux-Petel S. Ultra-slow-roll inflation on the lattice I: Backreaction and nonlinear effects, arxiv, p. 1–15 (2024). DOI: arXiv:2410.23942v2.
5. Goodarzi P. Primordial fluctuations from slow-roll inflation in $f(Q,T)$ gravity, Annals of Physics, p. 1–14 (2025). DOI: <https://doi.org/10.1016/j.aop.2025.169360>
6. Nagy J., Nagy S., Sailer K. Time Scales of Slow-Roll Inflation in Asymptotically Safe Cosmology, Universe 11, p. 77 (2025). DOI: <https://doi.org/10.3390/universe11030077>
7. Momeni D. Inflation in Myrzakulov $F(R,T)$ gravity, Nuclear Physics B, p. 1–10 (2025). DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysb.2025.117022>
8. Vitohekpon I.M. Slow-roll Natural and Hilltop inflation in Rastall gravity, Physica, p. 1–10 (2025). DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physd.2025.000667>
9. Goswami K., Narayan K., Yadav G. No-boundary extremal surfaces in slow-roll inflation and other cosmologies, JHEP, article 193 (2025). DOI: [https://doi.org/10.1007/JHEP03\(2025\)193](https://doi.org/10.1007/JHEP03(2025)193)
10. Heisenberg L., Martin-Moruno P. Advances in inflationary dynamics in general relativity and beyond, Physics Reports, p. 1–50 (2025). DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physrep.2025.004>

Information about the authors:

A. Ratbay – the corresponding author, PhD student of the Department of General and Theoretical Physics, L.N. Gumilyov Eurasian National University, 13 Munaitpasov Street, Astana, 010008, Kazakhstan.

O. Razina – PhD, Associate Professor, L.N. Gumilyov Eurasian National University, 13 Munaitpasov Street, Astana, 010008, Kazakhstan.

A. Ismailova – Senior Lecturer, Sh. Ualikhanov Kokshetau University, Pedagogical Institute, Department of Mathematics, Physics and Informatics, 76 Abai Street, Kokshetau, 020000, Kazakhstan.

A. Ратбай – автор для корреспонденции, докторант кафедры общей и теоретической физики, Евразийский национальный университет имени Л. Н. Гумилёва, ул. Мунайтпасова 13, Астана, 010008, Казахстан.

О. Разина – PhD, ассоциированный профессор (доцент), Евразийский национальный университет имени Л.Н. Гумилёва, ул. Мунайтпасова 13, Астана, 010008, Казахстан.

А. Исмаилова – старший преподаватель, НАО «Кокшетауский университет имени Ш. Уалиханова», Педагогический институт, кафедра математики, физики и информатики, ул. Абая 76, Кокшетау, 020000, Казахстан.

А. Ратбай – хат-хабар авторы, жалпы және теориялық физика кафедрасының докторанты, Л.Н. Гумилёв атындағы Еуразия ұлттық университеті, Мұнайтпасов көшесі 13, Астана, 010008, Қазақстан.

О. Разина – PhD, қауымдастырылған профессор (доцент), Л.Н. Гумилёв атындағы Еуразия ұлттық университеті, Мұнайтпасов көшесі 13, Астана, 010008, Қазақстан.

А. Исмаилова – аға оқытушы, Ш. Уәлиханов атындағы Көкшетау университеті, Педагогикалық институт, математика, физика және информатика кафедрасы, Абай көшесі 76, Көкшетау, 020000, Қазақстан.



Copyright: © 2025 by the authors. Submitted for possible open access publication under the terms and conditions of the Creative Commons Attribution (CC BY NC) license (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>).



IRSTI 29.05.23

<https://doi.org/10.32523/2616-6836-2025-153-4-29-40>

Article type: article

Extending the Covariant Confined Quark Model to Describe Radial Excitations of Heavy Quarkonia

Z.Z. Tyulemissov*^{ID}, A.E. Tyulemissova^{ID}

The Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia

(E-mail: *zhomart.tyulemissov@gmail.com, akmaral.tyulemissova@gmail.com)

Abstract. We present an extension of the Covariant Confined Quark Model (CCQM) that enables a consistent description of radial excitations of heavy quarkonia. The conventional CCQM formulation, based on static constituent quark masses, faces a limitation in describing states whose squared mass exceeds the sum of the squared constituent masses. To overcome this, we introduce a running constituent quark mass in the quark loop, allowing an accurate representation of excited hadronic decays. The binding energy of an excited state is assumed equal to that of the corresponding ground state, leading to a simple mass relation between quarkonia and their constituents. Model parameters are determined from experimental data on leptonic decays of charmonia and bottomonia, showing excellent agreement with observations. Furthermore, an orthogonality condition for radial excitations is implemented through modified vertex functions, ensuring that distinct excited states do not mix. This refinement leads to improved internal consistency and predictive power of the CCQM for excited hadronic systems.

Keywords: the covariant confined quark model, radial excitations, running constituent quark mass, quarkonium, charmonium, bottomonium, leptonic decay.

Introduction

The Covariant Confined Quark Model (CCQM) has proven to be a powerful and flexible framework for investigating a wide range of processes involving mesons and baryons. Within this model, hadrons are represented as bound states of constituent quarks, with confinement implemented through an infrared cutoff in the quark loop diagrams. The CCQM has successfully described numerous hadronic decay modes – strong [1-5], electromagnetic [6], semileptonic [7-9], and nonleptonic [10-12] – providing consistent predictions in good agreement with experimental data.

However, the conventional CCQM formulation employs static constituent quark masses, which restricts its applicability to ground states and low-lying hadrons. In particular, it fails

Received 20.10.2025. Revised 14.11.2025. Accepted 14.11.2025. Available online 25.12.2025

*the corresponding author

to describe the decays of highly excited mesonic states, where the squared mass of the hadron may exceed the sum of the squared constituent masses. This limitation prevents the model from capturing the full quark–antiquark dynamics in radial excitations of heavy quarkonia such as charmonium and bottomonium.

To overcome this problem, we propose an extension of the CCQM by introducing a running constituent quark mass in the internal quark loop. This modification preserves the basic principles of confinement and covariance while allowing the model to remain applicable across the full quarkonium spectrum. The running mass is determined by assuming that the binding energy of excited states is equivalent to that of the ground state, which provides a simple and physically transparent relation between quark and meson masses.

In addition, we formulate an orthogonality condition for radial excitations to ensure that different excited states do not mix within the model. This is achieved through a systematic construction of vertex functions that satisfy orthogonality constraints, leading to a self-consistent and hierarchically organized spectrum of quarkonium states.

The aim of this work is therefore twofold: to generalize the CCQM framework to accommodate radial excitations of heavy quarkonia through a running quark mass mechanism, and to implement the orthogonality condition for excited-state vertex functions, thereby improving the model’s internal consistency and predictive capability.

The results presented here demonstrate that the extended CCQM reproduces the experimental data for leptonic decays of charmonia and bottomonia with high precision and offers a reliable tool for future studies of excited hadronic systems.

The Literature review

The study of heavy quarkonia has been approached using a variety of theoretical frameworks, each aiming to describe the mass spectra, decay constants, and other properties of these bound states. [13] employed a contact interaction model within the Dyson-Schwinger and Bethe-Salpeter equations, successfully reproducing masses, decay constants, and charge radii of charmonium states such as $\eta_c(1S)$, $J/\psi(1S)$, $\chi_{c0}(1P)$, and $\chi_{c1}(1P)$ in agreement with experimental data. Their approach emphasizes the role of symmetry-preserving interactions in modeling quark–antiquark dynamics.

[14] used a nonrelativistic potential model based on the Cornell potential, solving the Schrödinger equation numerically to calculate mass spectra and decay properties of heavy quarkonia. This approach demonstrates that simple potential models, calibrated with quark masses and coupling strengths, can provide reliable predictions compatible with experimental observations.

[15] extended the study of quarkonia using a light-front relativistic approach with holographic techniques, including one-gluon exchange and running couplings. Their framework allows for a detailed description of the mass spectrum, decay constants, and spatial distributions, producing results that reasonably match experimental data.

On the experimental side, the ALICE Collaboration [16] provided measurements of inclusive production cross-sections of J/ψ , $\Psi(2S)$, $Y(1S)$, $Y(2S)$, and $Y(3S)$ in proton-proton collisions at

$\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$, giving essential input for testing theoretical models of quarkonium formation and decay dynamics.

While these studies offer important insights, many of them are limited in addressing the dynamics of radially excited states consistently across different quarkonia. In particular, models with fixed constituent quark masses face challenges in describing states whose squared mass exceeds the sum of squared constituent masses. Our work addresses this limitation by extending the Covariant Confined Quark Model (CCQM) with a running constituent quark mass mechanism and implementing orthogonal vertex functions, providing a general and internally consistent framework applicable to a broad range of heavy quarkonia and their excitations.

The Covariant Confined Quark Model

We start from represent basic principles and terms of the CCQM. The interaction Lagrangian is main object of the model. It describes essential properties and an interaction of constituent quark with hadron. General form of the Lagrangian has following form

$$L_{int}(x) = g H(x) J(x) + h.c., \quad (1)$$

where g is a coupling constant corresponds to interaction of hadronic field $H(x)$ with interpolating quark current $J(x)$. In the case of quarkonium when meson consist from $q\bar{q}$ pair Hermitian conjugate part coincides with initial. The interpolating quark are presented as

$$J(x) = \iint dx_1 dx_2 F(x; x_1, x_2) q(x_1) \Gamma q(x_2), \quad (2)$$

here, $F(x; x_1, x_2)$ is a vertex function which defines the nonlocality of our model and Γ is γ -matrix of Dirac and can be chosen from quantum numbers J^{PC} of quarkonium. In coordinate space vertex function has following form

$$F(x; x_1, x_2) = \delta(x - w_1 x_1 - w_2 x_2) \Phi[(x_1 - x_2)^2], \quad (3)$$

δ -function is introduced for conservation of the translation invariance, second term $\Phi[(x_1 - x_2)^2]$ is a function which is in the momentum space chosen to has exponent form to avoid any of ultraviolet divergence.

On first step of calculation, one has to expand the S-matrix in the second order of the interaction Lagrangian to obtain coupling constant. To proper computation of the coupling constant and avoid double counting of freedom degree of quarks one should use the so-called compositeness condition, which is expressed in terms of the derivative of the meson mass operator:

$$Z_M = 1 - g^2 \frac{d}{dp^2} \Pi(p^2) = 0 \quad (4)$$

This condition was proposed by Salam and Weinber and means that quark degree of freedom excepts from physical state. In other words, quarks cannot be found in isolation. The relation corresponds to mass operator in the case of quarkonium state has the following form

$$\Pi(p^2) = \frac{1}{3} \left(g_{\mu\nu} - \frac{p_\mu p_\nu}{p^2} \right) N_c \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4 i} \tilde{\Phi}(-k^2) \text{tr}[\gamma^\mu S(k + w_1 p) \gamma^\nu S(k + w_2 p)], \quad (5)$$

where $g_{\mu\nu}$ is metric tensor, $N_c=3$ is number of quark colors, k is loop momenta, $w_1=w_2=1/2$, $S(k) = \frac{1}{m-\hat{k}}$ is a free propagator of a constituent quark with mass m .

The CCQM has six previously fixed parameters for ground states of hadrons, such as a constituent mass of quarks and cutoff parameter, which helps to avoid any of infrared divergence. The value of these parameters presented in Table 1.

Table 1. Model parameters: quark masses and cutoff parameter λ (in GeV units).

m_u/m_d	m_s	m_c	m_b	λ
0.241	0.428	1.67	5.04	0.181

There is also a size parameter of hadron, whose variation enables a proper reproduction of the observables. In the case of meson we take leptonic decay constant and attempting to fit our value to experimental or lattice QCD data. We then use this quantity to predict other properties. Table 2 represents masses and leptonic decay constants for radial excitations.

Table 2. Masses of charmonia and bottomnia from PDG and leptonic decay constants (in GeV units).

J/ψ	$\Psi(2S)$	$Y(1S)$	$Y(2S)$	$Y(3S)$	$f_{J/\psi}$	$f_{Y(1S)}$
3.096900(6)	3.68610(6)	9.46030(26)	10.02326(31)	10.3552(5)	0.4154	0.715

Our prediction of the branching ratios of the leptonic decays of charmonia and bottomonia based on a size parameter and values from Table 1 and Table 2 is presented in Table 3.

Table 3. Charmonia and bottomonia size parameters and leptonic branching fractions.

Meson	J/ψ $\Lambda_{J/\psi}=2.795 \text{ GeV}$		$Y(1S)$ $\Lambda_{Y(1S)}=4.03 \text{ GeV}$	
	CCQM	Exp.	CCQM	Exp.
$Br(q\bar{q} \rightarrow \tau^+ \tau^-)$			2.46(7)	2.60(10)
$Br(q\bar{q} \rightarrow \mu^+ \mu^-)$	5.964(40)	5.961(33)	2.48(7)	2.48(5)
$Br(q\bar{q} \rightarrow e^+ e^-)$	5.964(40)	5.971(32)	2.48(7)	2.38(11)

Running Constituent Quark Mass for Radial Excitations

To extend the applicability of the Covariant Confined Quark Model (CCQM) to excited quarkonium states, we introduce the concept of a **running constituent quark mass** in the quark loop. The key assumption of this approach is that the *binding energy* of a radially excited quarkonium system $q\bar{q}$ is approximately the same as that of the corresponding ground state V_0 .

We define the binding energy of the ground state as

$$E = m_{V0} - 2m_{q0} \quad (6)$$

where m_{V0} and m_{q0} denote the mass of the ground-state meson and the constituent quark mass, respectively.

For an excited vector meson V' , the constituent quark mass $m_{q'}$ is then determined by the condition that the total binding energy remains unchanged:

$$m_{q'} = \frac{m_{V'} - E}{2}. \quad (7)$$

This simple relation ensures a smooth and physically motivated dependence of the constituent quark mass on the quarkonium excitation level, while preserving the internal consistency of the model.

The ground-state quark masses used in this analysis are taken from Table 1. Using these fixed quark masses, the corresponding size parameters Λ_V of the meson vertex functions are determined by fitting the CCQM predictions to the experimental data on leptonic decays $V \rightarrow l^+ l^-$.

The obtained values of Λ_V and the predicted leptonic branching fractions for charmonium and bottomonium states are summarized in Tables 4 and Table 5, respectively. The results demonstrate excellent agreement between the CCQM predictions and experimental measurements across all considered decay channels.

Table 4. Charmonia results: size parameters and leptonic branching fractions using a running constituent quark mass.

Meson	J/ψ $\Lambda_{(J/\psi)} = 2.795 \text{ GeV}$		$Y(2S)$ $\Lambda_{(J/\psi)} = 0.463 \text{ GeV}$	
	CCQM	Exp.	CCQM	Exp.
$Br(q\bar{q} \rightarrow \tau^+ \tau^-)$			0.31(1)	0.31(4)
$Br(q\bar{q} \rightarrow \mu^+ \mu^-)$	5.964(40)	5.961(33)	0.81(2)	0.80(6)
$Br(q\bar{q} \rightarrow e^+ e^-)$	5.964(40)	5.971(32)	0.81(2)	0.79(2)

Table 5. Bottomonia results: size parameters and leptonic branching fractions using a running constituent quark mass.

Meson	$Y(1S)$ $\Lambda_{Y(1S)} = 4.03 \text{ GeV}$		$Y(2S)$ $\Lambda_{Y(2S)} = 3.77 \text{ GeV}$		$Y(3S)$ $\Lambda_{Y(2S)} = 3.01 \text{ GeV}$	
	CCQM	Exp.	CCQM	Exp.	CCQM	Exp.
$Br(q\bar{q} \rightarrow \tau^+ \tau^-)$	2.46(7)	2.60(10)	1.92(0.5)	2.00(21)	2.17(3)	2.29(30)
$Br(q\bar{q} \rightarrow \mu^+ \mu^-)$	2.48(7)	2.48(5)	1.93(0.5)	1.93(18)	2.18(3)	2.18(21)
$Br(q\bar{q} \rightarrow e^+ e^-)$	2.48(7)	2.38(11)	1.93(0.5)	1.91(16)	2.18(3)	2.18(20)

While the introduction of a running constituent quark mass extends the Covariant Confined Quark Model (CCQM) to describe the mass spectrum and leptonic decays of excited quarkonia, an additional refinement is required to ensure the internal consistency of the model. Specifically, different radial excitations of the same quarkonium family must remain orthogonal, i.e., they cannot transform into one another via a single quark loop. To enforce this physical requirement, we implement an orthogonality condition for the vertex functions of radially excited states.

We represent the vertex function of an n^{th} radial excitation as a polynomial modification of the ground-state vertex function $\Phi_V(-k^2)$:

$$\Phi_n(-k^2) = \left(1 + \sum_{m=1}^n c_{m+n-1} (s_n k^2)^m\right) \Phi_V(-s_n k^2), \quad (8)$$

where the coefficients c_i are determined by requiring that the corresponding meson amplitudes be mutually orthogonal within the quark loop integral and upper indexes is the degree.

The orthogonality condition is expressed as

$$\left(g_{\mu\nu} - \frac{p_\mu p_\nu}{p^2}\right) \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4 i} \Phi_n(-k^2) \Phi_m(-k^2) \text{tr} \left[\gamma^\mu S\left(k + \frac{1}{2}p\right) \gamma^\nu S\left(k - \frac{1}{2}p\right) \right] = 0, \quad (9)$$

for $n \neq m$, and p is the meson four-momentum. Let us take a precisely look on this relation. There are $\frac{n(n+1)}{2}$ condition for c_{m+n-1} coefficients for $n \geq 0$, where $n=0$ is ground state of quarkonia. Moreover Eq. (9) ensures that the wave functions of distinct radial excitations – such as J/ψ and $\Psi(2S)$, or $Y(1S)$, $Y(2S)$, $Y(3S)$ – do not mix under quark-loop transitions. We start by considering a simpler charmonium system. J/ψ and $\Psi(2S)$ mesons have the following view of vertex functions

$$\begin{aligned} \Phi_0(-k^2) &= \Phi_V(-s_0 k^2) && \text{for } J/\psi \\ \Phi_1(-k^2) &= (1 + c_1 s_1 k^2) \Phi_V(-s_1 k^2) && \text{for } \Psi(2S) \end{aligned} \quad (10)$$

Then orthogonality condition Eq. (8) can be rewriting as

$$V_0 V_1 = M_0(s_0, s_1) + c_1 s_1 M_2(s_0, s_1) = 0, \quad (11)$$

here $M_i(s_0, s_1)$ is a matrix element form Eq. (9), where s_0 and s_1 are the parameters of vertex. The low index of M satisfy to power of k^2 before the vertex function.

From this expression, it easily follows that the coefficient $c_1 = -M_0(s_0, s_1) / (s_1 M_2(s_0, s_1))$. Having discussed the procedure of fixing c_1 coefficient for charmonium state, we now turn to a more complex case: the excitations of bottomonium. Here appears 3 complicate structures

$$\begin{aligned} \Phi_0(-k^2) &= \Phi_V(-s_0 k^2) && \text{for } Y(1S) \\ \Phi_1(-k^2) &= (1 + c_1 s_1 k^2) \Phi_V(-s_1 k^2) && \text{for } Y(2S). \\ \Phi_2(-k^2) &= (1 + c_2 s_2 k^2 + c_3 s_2^2 k^4) \Phi_V(-s_2 k^2) && \text{for } Y(3S) \end{aligned} \quad (12)$$

This relations occurs to the following system of equations

$$\begin{aligned}
 M_0(s_0, s_1) + c_1 s_1 M_2(s_0, s_1) &= 0 \\
 M_0(s_0, s_2) + c_2 s_2 M_2(s_0, s_2) + c_3 s_2^2 M_4(s_0, s_2) &= 0 \\
 M_0(s_1, s_2) + c_1 s_1 M_2(s_1, s_2) + c_2 s_2 M_2(s_1, s_2) + c_1 s_1 c_2 s_2 M_4(s_1, s_2) \\
 + c_3 s_2^2 M_4(s_1, s_2) + c_1 s_1 c_3 s_2^2 M_6(s_1, s_2) &= 0.
 \end{aligned} \tag{13}$$

First equation limits $c_1 = -M_0(s_0, s_1)/(s_1 M_2(s_0, s_1))$. Thus, in the system of equation include only two unknown parameters c_2 and c_3 . We can obtain them from the following system

$$\begin{aligned}
 c_2 s_2 M_2(s_0, s_2) + c_3 s_2^2 M_4(s_0, s_2) &= -M_0(s_0, s_2) \\
 c_2 (s_2 M_2(s_1, s_2) + c_1 s_1 s_2 M_4(s_1, s_2)) + c_3 (s_2^2 M_4(s_1, s_2) + c_1 s_1 s_2^2 M_6(s_1, s_2)) \\
 &= -M_0(s_1, s_2) - c_1 s_1 M_2(s_1, s_2).
 \end{aligned} \tag{14}$$

Let us identify the coefficients from these linear equations by using a method so-called Cramer's rule. It is easy to see that we get

$$\begin{aligned}
 \Delta &= \det \begin{pmatrix} s_2 M_2(s_0, s_2) & s_2^2 M_4(s_0, s_2) \\ s_2 M_2(s_1, s_2) + c_1 s_1 s_2 M_4(s_1, s_2) & s_2^2 M_4(s_1, s_2) + c_1 s_1 s_2^2 M_6(s_1, s_2) \end{pmatrix} \\
 \Delta_2 &= \det \begin{pmatrix} -M_0(s_0, s_2) & s_2^2 M_4(s_0, s_2) \\ -M_0(s_1, s_2) - c_1 s_1 M_2(s_1, s_2) & s_2^2 M_4(s_1, s_2) + c_1 s_1 s_2^2 M_6(s_1, s_2) \end{pmatrix} \\
 \Delta_3 &= \det \begin{pmatrix} s_2 M_2(s_0, s_2) & -M_0(s_0, s_2) \\ s_2 M_2(s_1, s_2) + c_1 s_1 s_2 M_4(s_1, s_2) & -M_0(s_1, s_2) - c_1 s_1 M_2(s_1, s_2) \end{pmatrix}.
 \end{aligned} \tag{15}$$

Finally, after all necessary calculations, all three coefficients can be written in a way that prevents mixing between high- and low-lying excitations

$$c_1 = -M_0(s_0, s_1)/(s_1 M_2(s_0, s_1)) \quad c_2 = \Delta_2/\Delta \quad c_3 = \Delta_3/\Delta. \tag{15}$$

Discussion

The calculated branching ratios for charmonia and bottomonia show excellent agreement with experimental data, confirming the model's internal consistency. The implementation of an orthogonality condition for the vertex functions guarantees that high- and low-lying excitations remain independent, avoiding unphysical mixing. Polynomial coefficients are determined via linear systems and Cramer's rule, maintaining predictive power. We reproduce the data for various decays of charmonia and bottomonia by introducing running constituent quark masses. For instance, in case of $\Psi(2S)$ meson mass of charm quark is increased to $mc=1.96679 \text{ GeV}$. Similarly, the mass of b-quark rises from $m_b=5.32768$ to $m_b=5.49365$ for $Y(2S)$ and $Y(3S)$ mesons, respectively. Numerical value of the coefficients in the orthogonal vertex functions are $c_1=0.802$ for $\Psi(2S)$ meson, and $c_1=1.979$, $c_2=4.083$, $c_3=2.235$ for bottomonia.

As one can see the value of parameters and branching ratios of ground of charmonium and bottomonium were not changed at all. The reason of this is that we used a polynomial modification of the ground-state vertex function in Eq. (8). Therefore, this update does not introduce any changes to the previous results.

Conclusion

We have extended the Covariant Confined Quark Model (CCQM) on the basis of general principles, introducing a running constituent quark mass and orthogonal vertex functions to describe radial excitations of heavy quarkonia. This approach provides a universal mechanism that is not limited to specific states, allowing any quark model built on similar principles to incorporate excited states consistently. By preserving the binding energy of the corresponding ground state and enforcing orthogonality among radial excitations, the model avoids unphysical mixing and maintains internal consistency. These developments significantly enhance the CCQM's applicability to strong and electromagnetic decays of excited hadrons and open the possibility for future studies of hybrid and multiquark systems.

The resulting framework reproduces leptonic decay constants and branching ratios of charmonia and bottomonia in excellent agreement with experimental data using a minimal set of parameters. Beyond quarkonia, this general mechanism can be applied to other hadronic systems, including hybrids and multiquark states, providing a robust and predictive tool for studying excited hadrons from first principles.

Acknowledgement

The research has been funded by the Science Committee of the Ministry of Science and Higher Education of the Republic of Kazakhstan (Grant No. AP19678771). The authors gratefully acknowledge Prof. Mikhail A. Ivanov, Prof. Stanislav Dubnička, Dr. Anna Zuzana Dubníčková and Dr. Andrej Liptaj for their valuable discussions and insightful suggestions, which significantly contributed to the development of the theoretical framework and the analysis presented in this work.

Authorship contribution statement

Z.Z. Tyulemisov developed the study concept, collected and analyzed data, and drafted the initial manuscript. **A.E. Tyulemisova** interpreted the results, critically revised the text, and approved the final version of the article. Both authors take responsibility for the accuracy of the data and the integrity of all parts of the work.

References

1. G.V.Efimov, M.A.Ivanov and V.E.Lyubovitskij, Strong nucleon and Δ -isobar form factors in quark confinement model, *Few Body Syst.* 6, no.1, 17–43 (1989), DOI: <https://doi.org/10.1007/BF01076281>
2. G.Ganbold and M.A.Ivanov, Hidden-charm strong decays of the spin-2 partner of $X(3872)$, *Phys. Rev. D* 111, no.1, 014007 (2025), DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.111.014007>, [arXiv:2410.07821 [hep-ph]]
3. M.A.Ivanov, G.Nurbakova and Z.Tyulemisov, Δ Isobar decay in covariant quark model, *Phys. Part. Nucl. Lett.* 15, no.1, 1–11 (2018), DOI: <https://doi.org/10.1134/S1547477118010077>
4. T.Gutsche, M.A.Ivanov, J.G.Körner, V.E.Lyubovitskij and K.Xu, Test of the multiquark structure of $a_1(1420)$ in strong two-body decays, *Phys. Rev. D* 96, no.11, 114004 (2017), DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.96.114004>, [arXiv:1710.02357 [hep-ph]]

5. T.Gutsche, M.A.Ivanov, J.G.Korner and V.E.Lyubovitskij, Isospin-violating strong decays of scalar single-heavy tetraquarks, *Phys. Rev. D* 94, no.9, 094012 (2016), DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.94.094012>, [arXiv:1608.00415 [hep-ph]]
6. T.Gutsche, M.A.Ivanov, J.G.Korner, V.E.Lyubovitskij and P.Santorelli, Light baryons and their electromagnetic interactions in the covariant constituent quark model, *Phys. Rev. D* 86, 074013 (2012), DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.86.074013>, [arXiv:1207.7052 [hep-ph]]
7. C.T.Tran, M.A.Ivanov, N.D.Nguyen and Q.C.Vo, Polarization observables in semileptonic $V \rightarrow P$ decays of quarkonia, *J. Phys. Conf. Ser.* 3040, no.1, 012003 (2025), DOI: <https://doi.org/10.1088/1742-6596/3040/1/012003>, [arXiv:2506.21902 [hep-ph]]
8. C.T.Tran, M.A.Ivanov, P.Santorelli and H.C.Tran, Study of the semileptonic decays $\Upsilon(1S) \rightarrow B_{(c)} \ell \bar{\nu}_\ell$, *Chin. Phys. C* 49, no.1, 013111 (2025), DOI: <https://doi.org/10.1088/1674-1137/ad83ab>, [arXiv:2408.13776 [hep-ph]]
10. S.Groote, M.A.Ivanov, J.G.Körner, V.E.Lyubovitskij, P.Santorelli and C.T.Tran, Form-factor-independent test of lepton universality in semileptonic heavy meson and baryon decays, *Phys. Rev. D* 103, no.9, 093001 (2021), DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.103.093001>, [arXiv:2102.12818 [hep-ph]]
11. T.Gutsche, M.A.Ivanov, J.G.Körner, V.E.Lyubovitskij and Z.Tyulemisov, Analysis of the semileptonic and nonleptonic two-body decays of the double heavy charm baryon states Ξ_{cc}^{++} , Ξ_{cc}^{+} and Ω_{cc}^{+} , *Phys. Rev. D* 100, no.11, 114037 (2019), DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.100.114037>, [arXiv:1911.10785 [hep-ph]]
12. T.Gutsche, M.A.Ivanov, J.G.Körner, V.E.Lyubovitskij and Z.Tyulemisov, Ab initio three-loop calculation of the W-exchange contribution to nonleptonic decays of double charm baryons, *Phys. Rev. D* 99, no.5, 056013 (2019), DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.99.056013>, [arXiv:1812.09212 [hep-ph]]
13. T.Gutsche, M.A.Ivanov, J.G.Körner and V.E.Lyubovitskij, Nonleptonic two-body decays of single heavy baryons Λ_Q , Ξ_Q and Ω_Q ($Q=b,c$) induced by W emission in the covariant confined quark model, *Phys. Rev. D* 98, no.7, 074011 (2018), DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.98.074011>, [arXiv:1806.11549 [hep-ph]]
14. K.Raya, M.A.Bedolla, J.J.Cobos-Martínez and A.Bashir, Heavy quarkonia in a contact interaction and an algebraic model: mass spectrum, decay constants, charge radii and elastic and transition form factors, *Few Body Syst.* 59, no.6, 133 (2018), DOI: <https://doi.org/10.1007/s00601-018-1455-y>, [arXiv:1711.00383 [nucl-th]]
15. N.R.Soni, B.R.Joshi, R.P.Shah, H.R.Chauhan and J.N.Pandya, $Q\bar{Q}$ ($Q \in \{b,c\}$) spectroscopy using the Cornell potential, *Eur. Phys. J. C* 78, no.7, 592 (2018), DOI: <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-018-6068-6>, [arXiv:1707.07144 [hep-ph]]
16. Y.Li, P.Maris and J.P.Vary, Quarkonium as a relativistic bound state on the light front, *Phys. Rev. D* 96, 016022 (2017), DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.96.016022>, [arXiv:1704.06968 [hep-ph]]
17. J.Adam and al. [ALICE], Inclusive quarkonium production at forward rapidity in pp collisions at $\sqrt{s}=8$ TeV, *Eur. Phys. J. C* 76, no.4, 184 (2016), DOI: <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-016-3987-y>, [arXiv:1509.08258 [hep-ex]]

Ж.Ж.Тюлемисов*, А.Е.Тюлемисова

Біріккен ядролық зерттеулер институты, Дубна, Ресей

*(E-mail: *zhomart.tyulemisov@gmail.com, akmaral.tyulemisova@gmail.com)*

Ауыр кваркониялардың радиалды қозған күйлерін сипаттау үшін Ковариантты Шектелген Кварк Моделін кеңейту

Аңдатпа. Біз ауыр кваркониялардың радиалды қозған күйлерін үйлесімді сипаттауға мүмкіндік беретін Ковариантты Шектелген Кварк Моделінің (КШКМ) кеңейтілген нұсқасын ұсынамыз. Тұрақты құрамдас кварк массаларына негізделген дәстүрлі КШКМ формуласы құрамдас массалардың квадраттарының қосындысынан артық квадраттық массаға ие күйлерді сипаттауда шектеулерге тап болады. Бұл мәселені шешу үшін біз кварк ілмегінде жүрмелі құрамдас кварк массасын енгіздік, бұл қозған адрондық ыдырауларды дәл сипаттауға мүмкіндік береді. Қозған күйдің байланыс энергиясы сәйкес негізгі күйдің байланыс энергиясына тең деп қабылданады, бұл кваркония мен олардың құрамдастары арасындағы қарапайым массалық қатынасты тудырады. Модель параметрлері чармония мен боттомонияның лептондық ыдыраулары бойынша эксперименттік деректер негізінде анықталып, бақылаулармен тамаша сәйкестік көрсетеді. Сонымен қатар, радиалды қозған күйлердің ортогоналдық шарты модификацияланған вершиналық функциялар арқылы жүзеге асырылады, бұл әртүрлі қозған күйлердің араласпауын қамтамасыз етеді. Бұл жетілдіру КШКМ моделінің ішкі үйлесімділігін және қозған адрондық жүйелерді сипаттаудағы болжамдық қабілетін арттырады.

Түйін сөздер: ковариантты шектелген кварк моделі, радиалды қозған күйлер, жүрмелі құрамдас кварк массасы, кварконий, чармоний, боттомоний, лептондық ыдырау.

Ж.Ж. Тюлемисов*, А.Е. Тюлемисова

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Российская Федерация

*(E-mail: *zhomart.tyulemisov@gmail.com, akmaral.tyulemisova@gmail.com)*

Расширение ковариантной модели кварков для описания радиальных возбуждений тяжёлых кваркониев

Аннотация. Мы представляем расширение Ковариантной Модели Кварков (КМК), которое обеспечивает согласованное описание радиальных возбуждённых состояний тяжёлых кваркониев. Традиционная формулировка КМК, основанная на статических массах составных кварков, сталкивается с ограничениями при описании состояний, квадрат массы которых превышает сумму квадратов составных масс. Чтобы преодолеть это, мы вводим бегущую массу составного кварка в кварковой петле, что позволяет точно описывать распады возбуждённых адронов. Энергия связи возбуждённого состояния предполагается равной энергии связи соответствующего основного состояния, что приводит к простой зависимости масс между кварконием и его составными частицами. Параметры модели определяются из экспериментальных данных лептонных распадов чармония и боттомония, демонстрируя отличное согласие с наблюдаемыми.

Кроме того, было использовано условие ортогональности для модифицированных вершинных функций радиальных возбуждений, что обеспечивает отсутствие смешивания различных возбуждённых состояний. Это усовершенствование повышает внутреннюю согласованность и предсказательную способность КМК при описании возбуждённых адронных систем.

Ключевые слова: ковариантная модель кварков, радиальные возбуждения, бегущая масса составного кварка, кварконий, чармоний, боттомоний, лептонный распад.

References

1. G.V.Efimov, M.A.Ivanov and V.E.Lyubovitskij, Strong nucleon and Δ -isobar form factors in quark confinement model, *Few Body Syst.* 6, no.1, 17–43 (1989), DOI: <https://doi.org/10.1007/BF01076281>
2. G.Ganbold and M.A.Ivanov, Hidden-charm strong decays of the spin-2 partner of $X(3872)$, *Phys. Rev. D* 111, no.1, 014007 (2025), DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.111.014007>, [arXiv:2410.07821 [hep-ph]]
3. M.A.Ivanov, G.Nurbakova and Z.Tyulemissov, Δ Isobar decay in covariant quark model, *Phys. Part. Nucl. Lett.* 15, no.1, 1–11 (2018), DOI: <https://doi.org/10.1134/S1547477118010077>
4. T.Gutsche, M.A.Ivanov, J.G.Körner, V.E.Lyubovitskij and K.Xu, Test of the multiquark structure of $a_1(1420)$ in strong two-body decays, *Phys. Rev. D* 96, no.11, 114004 (2017), DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.96.114004>, [arXiv:1710.02357 [hep-ph]]
5. T.Gutsche, M.A.Ivanov, J.G.Korner and V.E.Lyubovitskij, Isospin-violating strong decays of scalar single-heavy tetraquarks, *Phys. Rev. D* 94, no.9, 094012 (2016), DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.94.094012>, [arXiv:1608.00415 [hep-ph]]
6. T.Gutsche, M.A.Ivanov, J.G.Korner, V.E.Lyubovitskij and P.Santorelli, Light baryons and their electromagnetic interactions in the covariant constituent quark model, *Phys. Rev. D* 86, 074013 (2012), DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.86.074013>, [arXiv:1207.7052 [hep-ph]]
7. C.T.Tran, M.A.Ivanov, N.D.Nguyen and Q.C.Vo, Polarization observables in semileptonic $V \rightarrow P$ decays of quarkonia, *J. Phys. Conf. Ser.* 3040, no.1, 012003 (2025), DOI: <https://doi.org/10.1088/1742-6596/3040/1/012003>, [arXiv:2506.21902 [hep-ph]]
8. C.T.Tran, M.A.Ivanov, P.Santorelli and H.C.Tran, Study of the semileptonic decays $Y(1S) \rightarrow B_c(c) \ell \bar{\nu}_\ell$, *Chin. Phys. C* 49, no.1, 013111 (2025), DOI: <https://doi.org/10.1088/1674-1137/ad83ab>, [arXiv:2408.13776 [hep-ph]]
9. S.Groote, M.A.Ivanov, J.G.Körner, V.E.Lyubovitskij, P.Santorelli and C.T.Tran, Form-factor-independent test of lepton universality in semileptonic heavy meson and baryon decays, *Phys. Rev. D* 103, no.9, 093001 (2021), DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.103.093001>, [arXiv:2102.12818 [hep-ph]]
10. T.Gutsche, M.A.Ivanov, J.G.Körner, V.E.Lyubovitskij and Z.Tyulemissov, Analysis of the semileptonic and nonleptonic two-body decays of the double heavy charm baryon states Ξ_{cc}^{++} , Ξ_{cc}^{+} and Ω_{cc}^{+} , *Phys. Rev. D* 100, no.11, 114037 (2019), DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.100.114037>, [arXiv:1911.10785 [hep-ph]]
11. T.Gutsche, M.A.Ivanov, J.G.Körner, V.E.Lyubovitskij and Z.Tyulemissov, Ab initio three-loop calculation of the W-exchange contribution to nonleptonic decays of double charm baryons, *Phys. Rev. D* 99, no.5, 056013 (2019), DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.99.056013>, [arXiv:1812.09212 [hep-ph]]
12. T.Gutsche, M.A.Ivanov, J.G.Körner and V.E.Lyubovitskij, Nonleptonic two-body decays of single heavy baryons Λ_Q , Ξ_Q and Ω_Q ($Q=b,c$) induced by W emission in the covariant confined quark model, *Phys. Rev. D* 98, no.7, 074011 (2018), DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.98.074011>, [arXiv:1806.11549 [hep-ph]]

13. K.Raya, M.A.Bedolla, J.J.Cobos-Martínez and A.Bashir, Heavy quarkonia in a contact interaction and an algebraic model: mass spectrum, decay constants, charge radii and elastic and transition form factors, Few Body Syst. 59, no.6, 133 (2018), DOI: <https://doi.org/10.1007/s00601-018-1455-y>, [arXiv:1711.00383 [nucl-th]]
14. N.R.Soni, B.R.Joshi, R.P.Shah, H.R.Chauhan and J.N.Pandya, $Q\bar{Q}$ ($Q \in \{b, c\}$) spectroscopy using the Cornell potential, Eur. Phys. J. C 78, no.7, 592 (2018), DOI: <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-018-6068-6>, [arXiv:1707.07144 [hep-ph]]
15. Y.Li, P.Maris and J.P.Vary, Quarkonium as a relativistic bound state on the light front, Phys. Rev. D 96, 016022 (2017), DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.96.016022>, [arXiv:1704.06968 [hep-ph]]
16. J.Adam and al. [ALICE], Inclusive quarkonium production at forward rapidity in pp collisions at $\sqrt{s}=8$ TeV, Eur. Phys. J. C 76, no.4, 184 (2016), DOI: <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-016-3987-y>, [arXiv:1509.08258 [hep-ex]]

Information about the authors:

Tyulemisov Z.Z. – corresponding author, PhD in Physics and Mathematics, Researcher of The Joint Institute for Nuclear Research, 6 Joliot Curie str, 141980, Dubna, Russia

Tyulemisova A.E. – master in physics, Junior Researcher of The Joint Institute for Nuclear Research, 6 Joliot Curie str, 141980, Dubna, Russia

Тюлемисов Ж.Ж. – автор для корреспонденции, кандидат физико-математических наук, научный сотрудник Объединенного института ядерных исследований, ул. Жолио Кюри, 6, 141980, Дубна, Россия

Тюлемисова А.Е. – магистр, младший научный сотрудник Объединенного института ядерных исследований, ул. Жолио Кюри, 6, 141980, Дубна, Россия

Тюлемисов Ж.Ж. – хат-хабар авторы, физика-математика ғылымдарының кандидаты, Біріккен ядролық зерттеулер институтының ғылыми қызметкері, Жолио-Кюри көшесі, 6, 141980, Дубна, Ресей

Тюлемисов А.Е. – магистр, Біріккен ядролық зерттеулер институтының кіші ғылыми қызметкері, Жолио-Кюри көшесі, 6, 141980, Дубна, Ресей



Copyright: © 2025 by the authors. Submitted for possible open access publication under the terms and conditions of the Creative Commons Attribution (CC BY NC) license (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>).



IRSTI: 29.19.31; 29.19.16;

<https://doi.org/10.32523/2616-6836-2025-153-4-41-51>

Scientific article

Electrospinning-assisted fabrication of ZnO nanostructures

A. Rakhmanova^{1*}, A. Jaldybayev², N. Khan¹, G. Yergaliuly³, A. Mentbayeva²,
B. Soltabayev^{1,3}

¹Institute of Batteries, Astana, Kazakhstan

²Department of Chemical and Materials Engineering, School of Engineering and Digital Sciences, Nazarbayev University, Astana, Kazakhstan

³Advanced Sensors Laboratory, National Laboratory Astana, Nazarbayev University, Astana, Kazakhstan

(E-mail: *aizhan.rakhmanova@alumni.nu.edu.kz, alikhan.jaldybayev@nu.edu.kz, natalya.khan@nu.edu.kz, gani.yergaliuly@nu.edu.kz, almagul.mentbayeva@nu.edu.kz, baktiyar.soltabayev@nu.edu.kz)

Abstract. The present study focuses on the synthesis of ZnO nanostructures via an electrospinning-assisted technique, followed by calcination under carefully controlled thermal conditions. The electrospinning process resulted in the formation of continuous, uniform, and bead-free polymeric precursor fibers, with a noticeable reduction in average fiber diameter. This clearly demonstrates the influence of electrospinning parameters, such as applied voltage, solution concentration, and flow rate, on the resulting fiber morphology. Subsequent calcination not only removed the polymeric matrix but also induced the crystallization of ZnO, transforming the fibrous structure into well-defined nanoparticles. The crystallite size of the obtained ZnO was strongly dependent on the calcination temperature, with the smallest crystallites achieved under optimized thermal treatment, thereby offering a route to fine-tune the nanostructure dimensions. Elemental analysis by energy-dispersive X-ray spectroscopy (EDS) confirmed the exclusive presence of zinc and oxygen, verifying the high purity and compositional integrity of the synthesized material. Furthermore, X-ray diffraction (XRD) analysis revealed sharp and intense diffraction peaks corresponding solely to the hexagonal wurtzite phase of ZnO, with no evidence of secondary phases or impurities. These results collectively demonstrate that electrospinning, coupled with controlled calcination, provides a robust, cost-effective, and scalable approach for producing high-quality ZnO nanostructures with desirable structural and compositional features. Such nanostructures hold significant promise for diverse applications, including gas sensing.

Keywords: ZnO nanoparticles, electrospinning, calcination, nanostructured materials, polymeric matrix, crystallite size, hexagonal wurtzite

Introduction

Zinc oxide (ZnO) is a n-type semiconductor material that is suitable for a wide range of applications, including gas sensors, photocatalysts, solar cells, and optoelectronic devices. It has a high exciton binding energy of 60 meV and a wide bandgap of 3.37 eV [1]. Its significance in advanced functional materials has been further enhanced by its distinctive characteristics, including biocompatibility, nontoxicity, and high chemical stability [2]. Electrospinning has emerged as a straightforward, cost-effective, and highly controllable method for the production of one-dimensional (1D) nanofibers with high aspect ratios and large surface area-to-volume ratios, among the numerous synthesis techniques for ZnO nanostructures [3]. Applications such as gas sensing and catalysis are particularly advantageous due to the substantial enhancement of active surface sites by these structural features. A high-voltage electric field is applied to a polymer solution containing a Zn precursor during the electrospinning process, which results in the formation of continuous nanofibers. These fibers can be calcined to eliminate the polymer matrix and crystallize ZnO. Electrospinning provides superior control over fiber morphology, alignment, and porosity in comparison to other fabrication techniques, such as hydrothermal or sol-gel [4]. Furthermore, this method facilitates the incorporation of dopants or composite materials, which enables the final ZnO nanofibers to possess tunable physical and chemical properties. Consequently, electrospinning has emerged as the preferred method for the production of ZnO-based nanostructures for energy-related applications and advanced sensing [5].

The research offers the investigation of the nanosized ZnO via electrospinning method and subsequent calcination. Influencing factors, namely, calcination temperature, collector-to-tip distance, and voltage, are determined to control the particle size of ZnO.

The Literature review

In the past decade, electrospinning has been predominantly employed to produce nanoparticles from precursor solution containing natural and synthetic polymers with addition of metal salts. However, it has also been employed to produce ceramics, such as ZnO materials. For example, Liu et al. synthesized ZnO nanoparticles through electrospinning, followed by calcination, and analyzed their morphology, elementary composition, and crystal structure. There, it was specified that the resulted ZnO has a mesoporous nanofibrous structure which possess a single phase with favorable crystallinity [6]. Ultra-thin fibers of ZnO were prepared using electrospinning techniques, with poly(vinyl acetate) and zinc acetate as precursors. Characterization methods included thermogravimetric analysis, scanning electron microscopy, Fourier-transfer infrared, and X-ray diffraction [7]. The morphology and optical properties of zinc oxide fibres with diameters in the nanometre to micrometre range are reported by Viswanathamurthi. The PVA/zinc acetate organic/inorganic hybridnanofiberss were successfully prepared by electrospinning. Pure ZnO fibres were obtained by high-temperature calcination of the obtained fibers. Synthesised ZnO has a band gap of 3.13 eV and can be applied in different applications [8]. Electrospun ZnO was deposited on a glass substrate from zinc acetate dihydrate with polyvinyl acetate p olymer and annealed in the presence of oxygen until

organic molecules were decomposed. Characterisation results state that the mean fibre width was found to be 260 nm, and fibre thickness was measured at 460 nm. XRD patterns show that ZnO has a hexagonal wurtzite structure, and the material band gap for this electrospun ZnO fibre was found to be 3.28 eV. In summary, the n-type electrospun ZnO can be fabricated via facile electrospinning methods [9].

The methodology

PVP and ZnAc dihydrate were used as used precursors. 10 wt% solution of PVP in ethanol was made and stirred at room temperature for 5 h. Electrospinning was conducted at voltages of 14 kV and tip-to-collector distances of 10 cm. Nanofibers were collected on aluminum foil, which was then calcined in air at 600, 700 and 800 °C for 2 h to determine optimal sintering temperature. Selected parameters were applied to investigate the influence of on ZnO (Figure1). Scanning electron microscopy (SEM), energy dispersive X-ray spectroscopy (EDS), and X-ray diffraction (XRD) were employed to conduct a comprehensive analysis of the morphological and structural characteristics of the synthesized materials.

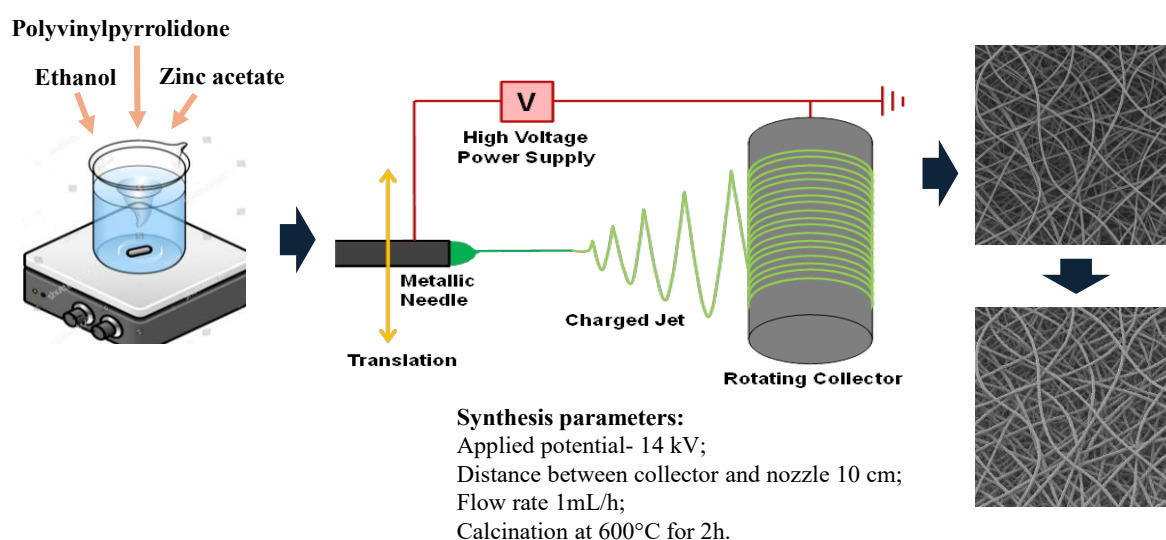


Figure 1 – Schematic illustration of synthesis procedure

Findings and Discussion

Effective electrospinning conditions were demonstrated by the formation of uniform, bead-free fibers across the samples, as indicated by SEM observations Figure 2a. The increased electrostatic force exerted on the polymer fluid at higher voltages, which enables the fiber to undergo greater stretching and elongation during electrospinning, resulting in a finer fiber morphology. In the same vein, the electric field intensity is increased by a shorter collector distance, which in turn promotes fiber thinning and uniform deposition [10]. The obtained fibers were effectively converted into ZnO particles with well-defined morphologies after

calcination Figure 2b. The crystallinity and particle size of ZnO are significantly influenced by thermal treatment. We observed a direct correlation between the calcination temperature and the size of the ZnO particles [7], [11]. Specifically, higher temperatures encourage grain growth and coalescence, while lower temperatures favour the formation of finer particles. In particular, the optimized electrospinning parameters are 14 kV voltage, 10 cm tip-to-collector distance, and 600 °C calcination resulted in ZnO particles with an average size of approximately 52 nm.

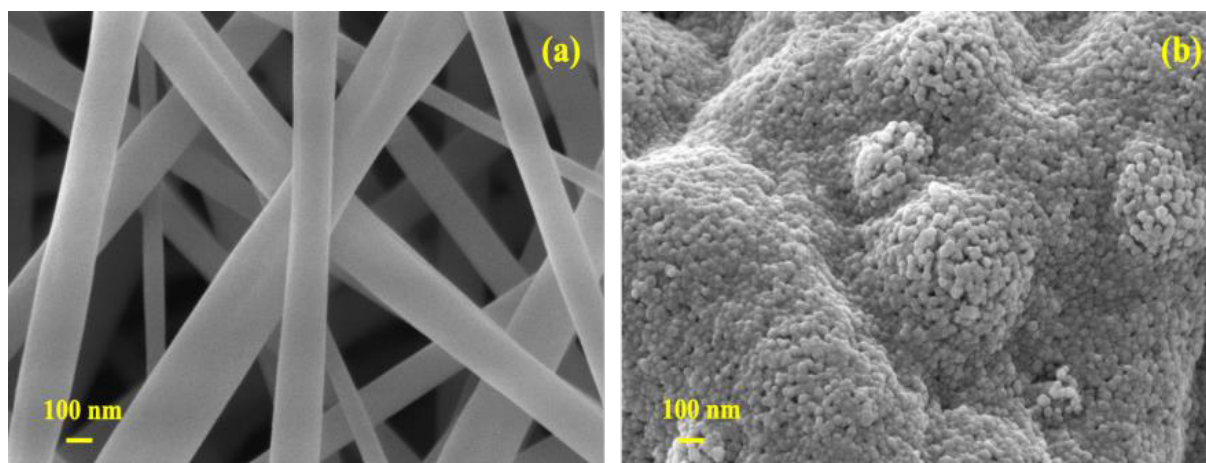
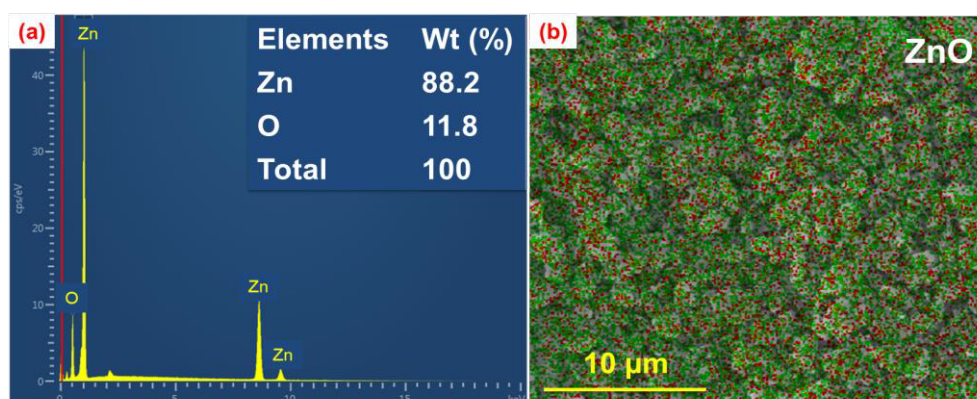


Figure 2 – SEM image (a) fabricated as spun fibers and (b) synthesized ZnO

The successful formation of ZnO was further validated by the Energy Dispersive X-ray Spectroscopy (EDS) analysis (Figure 3), which confirmed the presence of zinc (Zn) and oxygen (O) elements in their respective stoichiometric concentrations (Figure 3c and Figure 3d). The EDS spectra reveal that the synthesised material is of high purity, as there are no detectable impurity peaks. This suggests that the electrospinning and subsequent calcination procedure did not introduce other elements into the structure. The peaks corresponding to Zn and O are both strong and distinct. The formation of a well-ordered ZnO crystal lattice is also facilitated by the near-stoichiometric Zn:O ratio, which is crucial for the preservation of stable electronic properties and the improvement of the performance of ZnO-based devices, such as gas sensors [12], [13].



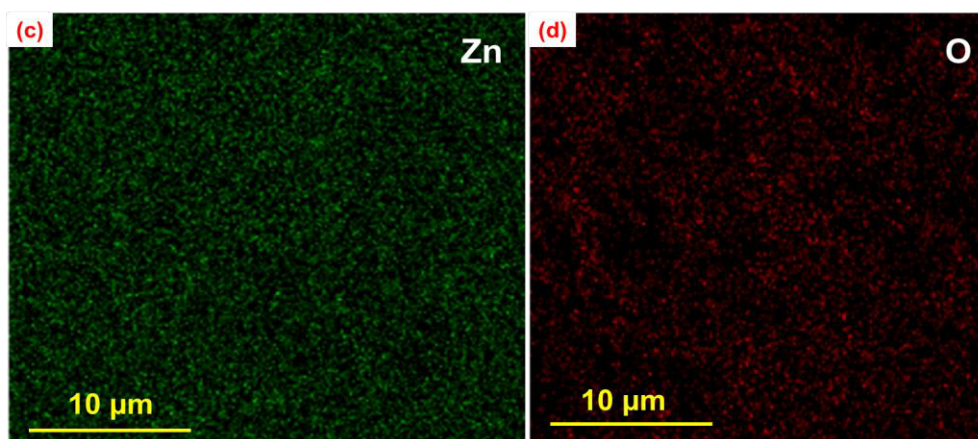


Figure 3 – EDS mapping of ZnO particles

The calcined samples exhibited a single-phase wurtzite structure of ZnO, as confirmed by X-ray Diffraction (XRD) analysis (Figure 4), without any detectable secondary phases or impurities. The hexagonal wurtzite crystalline structure is confirmed by the diffraction peaks observed at characteristic 2θ values, which correspond to the (100), (002), and (101) planes. The successful formation of phase-pure ZnO and the complete decomposition of the polymer matrix during calcination are indicated by the absence of additional peaks [1], [14], [15]. Therefore, among different calcining temperature 600 °C was determined as an optimal, as it produces clear, sharp, and intense diffraction peaks, indicating high crystallinity and phase purity of the material. At higher temperatures (700-800°C), a decrease in peak broadening is observed.

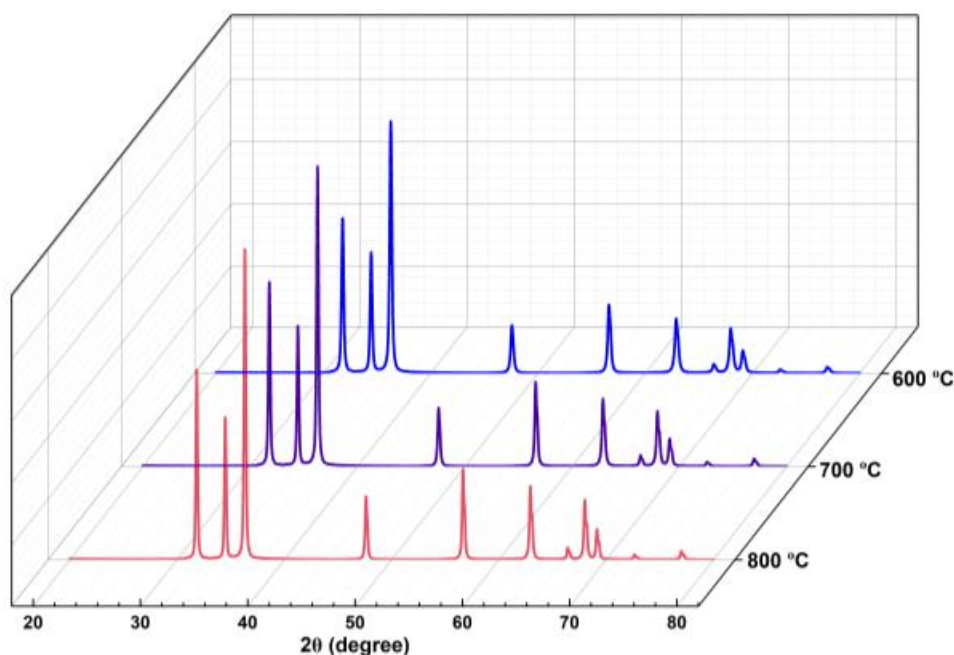


Figure 4 – XRD pattern of obtained ZnO nanoparticles

Conclusion

This research successfully synthesizes and controls ZnO nanoparticle size through electrospinning and calcination. Optimal synthetic conditions were reached for applied voltage, electrostatic distance, and calcining temperature. Optimal synthetic conditions under which uniform ZnO nanoparticles of 52 nm diameters in average could be achieved. This synthetic method allows morphology to be precisely controlled, and ZnO can be made compatible with sensor and electronic applications.

Funding

This research is funded by the Science Committee of the Ministry of Science and Higher Education of the Republic of Kazakhstan (Grant No. AP23489498), PI: Natalya Khan.

Declaration of Competing Interest

The authors declare that they have no known competing financial interests or personal relationships that could have appeared to influence the work reported in this paper.

Authorship contribution statement

A. Rakhmanova and **A. Jaldybayev** performed all the experiments, analyzed the data obtained and wrote the manuscript. Supervision, conceptualization, and revision were carried out by **N. Khan**, **G. Yergaliuly**, **B. Soltabayev**, and **A. Mentbayeva**. All authors have reviewed and approved the final manuscript.

References

1. A. Rakhmanova et al., Nanofibrous ZnO-loaded PVA/PEDOT:PSS for selective and enhanced ammonia detection, *Sensors and Actuators B: Chemical* 426, (2025), DOI: <https://doi.org/10.1016/j.snb.2024.137022>.
2. M.A. Franco, P.P. Conti, R. S. Andre, and D. S. Correa, A review on chemiresistive ZnO gas sensors, *Sensors and Actuators Reports* 4, (2022), DOI: <https://doi.org/10.1016/j.snr.2022.100100>
3. J. Yin et al., Enhanced mechanical performances and high-conductivity of rGO/PEDOT:PSS/PVA composite fiber films via electrospinning strategy, *Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects* 643, (2022), DOI: <https://doi.org/10.1016/j.colsurfa.2022.128791>
4. E. Ghafari, Y. Feng, Y. Liu, I. Ferguson, and N. Lu, Investigating process-structure relations of ZnO nanofiber via electrospinning method, *Composites Part B: Engineering* 116, (2017), DOI: <https://doi.org/10.1016/j.compositesb.2017.02.026>.
5. F. Li, T. Zhang, X. Gao, R. Wang, and B. Li, Coaxial electrospinning heterojunction SnO₂/Au-doped In₂O₃ core-shell nanofibers for acetone gas sensor, *Sensors and Actuators B: Chemical* 252, (2017), DOI: <https://doi.org/10.1016/j.snb.2017.06.077>.
6. H. Liu, J. Yang, J. Liang, Y. Huang, and C. Tang, ZnO nanofiber and nanoparticle synthesized through electrospinning and their photocatalytic activity under visible light, *Journal of the American Ceramic Society* 91, 1287–1291 (2008), DOI: <https://doi.org/10.1111/j.1551-2916.2008.02299.x>.
7. H. Wu and W. Pan, Preparation of zinc oxide nanofibers by electrospinning, *Journal of the American Ceramic Society* 89, (2006), DOI: <https://doi.org/10.1111/j.1551-2916.2005.00735.x>.

8. P. Viswanathamurthi, N. Bhattarai, H. Y. Kim, and D. R. Lee, The photoluminescence properties of zinc oxide nanofibres prepared by electrospinning, *Nanotechnology* 15, (2004), DOI: <https://doi.org/10.1088/0957-4484/15/3/015>.
9. H. S. Bolarinwa et al., Determination of optical parameters of zinc oxide nanofibre deposited by electrospinning technique, *Journal of Taibah University for Science* 11, 1245–1258 (2017), DOI: <https://doi.org/10.1016/j.jtusci.2017.01.004>.
10. M. Wasim, A. Sabir, M. Shafiq, and T. Jamil, Electrospinning: A fiber fabrication technique for water purification, in *Nanoscale Materials in Water Purification*, (Elsevier, 2019), DOI: <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-813926-4.00016-1>.
11. S. X. Wang, C. C. Yap, J. He, C. Chen, S. Y. Wong, and X. Li, Electrospinning: A facile technique for fabricating functional nanofibers for environmental applications, *Nano Today Reviews* 11, (2016), DOI: <https://doi.org/10.1515/ntrev-2015-0065>.
12. M. Kumar and P. Kumari, P(VDF-TrFE)/ZnO nanocomposite synthesized by electrospinning: effect of ZnO nanofiller on physical, mechanical, thermal, rheological and piezoelectric properties, *Polymer Bulletin* 80, (2023), DOI: <https://doi.org/10.1007/s00289-022-04275-2>.
13. A. Baji and Y.-W. Mai, Engineering ceramic fiber nanostructures through polymer-mediated electrospinning, in *Ceramic Nanocomposites*, (Springer, Cham, 2017), pp. 3–30, DOI: https://doi.org/10.1007/978-3-319-57003-7_1.
14. G. Hitkari, S. Singh, and G. Pandey, Structural, optical and photocatalytic study of ZnO and ZnO–ZnS synthesized by chemical method, *Nano-Structures and Nano-Objects* 12, (2017), DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nanoso.2017.08.007>.

А. Рахманова^{1*}, А. Джалдыбаев², Н. Хан¹, Ғ. Ерғалиұлы³, А. Ментбаева², Б. Солтабаев^{1,3}

¹Аkkуmулятopлар институты, Астана, Қазақстан

²Химиялық және материалтану инженериясы кафедрасы, Инженерия және цифрлық ғылымдар мектебі, Назарбаев Университеті, Астана, Қазақстан

³Озық сенсорлар зертханасы, «Астана» Ұлттық зертханасы, Назарбаев Университеті, Астана, Қазақстан

(E-mail: *aizhan.rakhmanova@alumni.nu.edu.kz, alikhan.jaldybayev@nu.edu.kz, natalya.khan@nu.edu.kz, gani.yergaliuly@nu.edu.kz, almagul.mentbayeva@nu.edu.kz, baktiyar.soltabayev@nu.edu.kz)

Электроспиннинг әдісі арқылы ZnO наноқұрылымдарын алу

Андатпа. Бұл зерттеу қатаң бақыланатын термиялық жағдайда кейінгі қыздырумен бірге ZnO наноқұрылымдарын электроспиннинг әдісі арқылы синтездеуге арналған. Электроспиннинг процесі кезінде үздіксіз, біртекті және «түйіршіксіз» полимерлі прекурсорлы талшықтар алынып, олардың орташа диаметрінің айтарлықтай азаюы байқалды. Бұл қолданылған кернеу, ерітінді концентрациясы және берілу жылдамдығы сияқты электроспиннинг параметрлерінің талшық морфологиясының қалыптасуына ықпалын айқын көрсетеді. Кейінгі қыздыру тек полимерлі матрицаны жойып қана қоймай, сонымен қатар ZnO кристалдануын бастады, нәтижесінде талшықты құрылым жақсы қалыптасқан нанобөлшектерге айналды. Алынған

ZnO кристаллиттерінің өлшемі қыздыру температурасына айтарлықтай тәуелді болды: ең кіші мәндер оңтайлы термиялық режимде байқалды, бұл нанокұрылымдардың өлшемін дәл реттеуге мүмкіндік береді. Элементтік талдау (EDS) тек мырыш пен оттегінің болуын растады, бұл синтезделген материалдың жоғары тазалығын және құрамдық тұтастығын дәлелдейді. Сонымен қатар рентгеноструктуралық талдау (XRD) тек ZnO-ның гексагоналды вюрцит фазасына сәйкес келетін айқын әрі қарқынды дифракциялық шыңдарды көрсетті, бөгде фазалар мен қоспалардың ешқандай белгісі табылған жоқ. Жинақталған нәтижелер электроспиннинг пен бақыланатын қыздыруды біріктіру арқылы ZnO нанокұрылымдарын қажетті құрылымдық және құрамдық сипаттамаларымен алудың сенімді, үнемді және ауқымды тәсіл екенін дәлелдейді. Мұндай нанокұрылымдар әртүрлі қолданбаларда, соның ішінде газға сезімтал сенсорларда үлкен әлеуетке ие.

Түйін сөздер: ZnO нанобөлшектері, электроспиннинг, қыздыру (кальцинация), нанокұрылымды материалдар, полимерлі матрица, кристаллит өлшемі, гексагоналды вюрцит.

А. Рахманова^{1*}, А. Джалдыбаев², Н. Хан¹, Г. Ергалиулы³, А. Ментбаева², Б. Солтабаев^{1,3}

¹Институт аккумуляторов, Астана, Казахстан

²Департамент химической и материаловедческой инженерии, Школа инженерии и цифровых наук, Назарбаев Университет, Астана, Казахстан

³Лаборатория передовых сенсоров, Национальная лаборатория Астана, Назарбаев Университет, Астана, Казахстан

(E-mail: *aizhan.rakhmanova@alumni.nu.edu.kz, alikhan.jaldybayev@nu.edu.kz, natalya.khan@nu.edu.kz, gani.yergaliuly@nu.edu.kz, almagul.mentbayeva@nu.edu.kz, baktiyar.soltabayev@nu.edu.kz)

Электропрядение как метод получения наноструктур ZnO

Аннотация. Настоящее исследование посвящено синтезу наноструктур ZnO методом электропрядения с последующим прокаливанием при тщательно контролируемых термических условиях. В процессе электропрядения удалось получить непрерывные, однородные и свободные от дефектов типа «бусин» полимерные прекурсорные волокна, при этом наблюдалось заметное уменьшение среднего диаметра волокон. Это наглядно демонстрирует влияние параметров электропрядения, таких как приложенное напряжение, концентрация раствора и скорость подачи, на формирование морфологии волокон. Последующее прокаливание не только удалило полимерную матрицу, но и инициировало кристаллизацию ZnO, трансформировав волокнистую структуру в хорошо сформированные наночастицы. Размер кристаллитов полученного ZnO сильно зависел от температуры прокаливания: минимальные значения достигались при оптимальном термическом режиме, что открывает возможность точной настройки размеров наноструктур. Элементный анализ методом энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии (EDS) подтвердил присутствие исключительно цинка и кислорода, что свидетельствует о высокой чистоте и целостности состава синтезированного материала. Дополнительно рентгеноструктурный анализ (XRD) показал резкие и интенсивные дифракционные пики, соответствующие исключительно гексагональной вюрцитной фазе ZnO, без признаков вторичных

фаз или примесей. Совокупность полученных результатов доказывает, что электроформование в сочетании с контролируемым прокаливанием представляет собой надёжный, экономичный и масштабируемый подход к получению высококачественных наноструктур ZnO с требуемыми структурными и композиционными характеристиками. Такие наноструктуры обладают значительным потенциалом для различных применений, включая газочувствительные сенсоры.

Ключевые слова: наночастицы ZnO, электропрядение, прокаливание, наноструктурные материалы, полимерная матрица, размер кристаллитов, гексагональный вюрцит.

References

1. A. Rakhmanova et al., Nanofibrous ZnO-loaded PVA/PEDOT:PSS for selective and enhanced ammonia detection, *Sensors and Actuators B: Chemical* 426, (2025), DOI: <https://doi.org/10.1016/j.snb.2024.137022>.
2. M. A. Franco, P. P. Conti, R. S. Andre, and D. S. Correa, A review on chemiresistive ZnO gas sensors, *Sensors and Actuators Reports* 4, (2022), DOI: <https://doi.org/10.1016/j.snr.2022.100100>
3. J. Yin et al., Enhanced mechanical performances and high-conductivity of rGO/PEDOT:PSS/PVA composite fiber films via electrospinning strategy, *Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects* 643, (2022), DOI: <https://doi.org/10.1016/j.colsurfa.2022.128791>
4. E. Ghafari, Y. Feng, Y. Liu, I. Ferguson, and N. Lu, Investigating process-structure relations of ZnO nanofiber via electrospinning method, *Composites Part B: Engineering* 116, (2017), DOI: <https://doi.org/10.1016/j.compositesb.2017.02.026>.
5. F. Li, T. Zhang, X. Gao, R. Wang, and B. Li, Coaxial electrospinning heterojunction SnO₂/Au-doped In₂O₃ core-shell nanofibers for acetone gas sensor, *Sensors and Actuators B: Chemical* 252, (2017), DOI: <https://doi.org/10.1016/j.snb.2017.06.077>.
6. H. Liu, J. Yang, J. Liang, Y. Huang, and C. Tang, ZnO nanofiber and nanoparticle synthesized through electrospinning and their photocatalytic activity under visible light, *Journal of the American Ceramic Society* 91, 1287–1291 (2008), DOI: <https://doi.org/10.1111/j.1551-2916.2008.02299.x>.
7. H. Wu and W. Pan, Preparation of zinc oxide nanofibers by electrospinning, *Journal of the American Ceramic Society* 89, (2006), DOI: <https://doi.org/10.1111/j.1551-2916.2005.00735.x>.
8. P. Viswanathamurthi, N. Bhattarai, H. Y. Kim, and D. R. Lee, The photoluminescence properties of zinc oxide nanofibres prepared by electrospinning, *Nanotechnology* 15, (2004), DOI: <https://doi.org/10.1088/0957-4484/15/3/015>.
9. H. S. Bolarinwa et al., Determination of optical parameters of zinc oxide nanofibre deposited by electrospinning technique, *Journal of Taibah University for Science* 11, 1245–1258 (2017), DOI: <https://doi.org/10.1016/j.jtusc.2017.01.004>.
10. M. Wasim, A. Sabir, M. Shafiq, and T. Jamil, Electrospinning: A fiber fabrication technique for water purification, in *Nanoscale Materials in Water Purification*, (Elsevier, 2019), DOI: <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-813926-4.00016-1>.
11. S. X. Wang, C. C. Yap, J. He, C. Chen, S. Y. Wong, and X. Li, Electrospinning: A facile technique for fabricating functional nanofibers for environmental applications, *Nano Today Reviews* 11, (2016), DOI: <https://doi.org/10.1515/ntrev-2015-0065>.
12. M. Kumar and P. Kumari, P(VDF-TrFE)/ZnO nanocomposite synthesized by electrospinning: effect of ZnO nanofiller on physical, mechanical, thermal, rheological and piezoelectric properties, *Polymer Bulletin* 80, (2023), DOI: <https://doi.org/10.1007/s00289-022-04275-2>.

13. A. Baji and Y.-W. Mai, Engineering ceramic fiber nanostructures through polymer-mediated electrospinning, in *Ceramic Nanocomposites*, (Springer, Cham, 2017), pp. 3–30, DOI: https://doi.org/10.1007/978-3-319-57003-7_1.

14. G. Hitkari, S. Singh, and G. Pandey, Structural, optical and photocatalytic study of ZnO and ZnO–ZnS synthesized by chemical method, *Nano-Structures and Nano-Objects* 12, (2017), DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nanoso.2017.08.007>.

Information about the authors:

Aizhan Rakhmanova – the corresponding author, PhD, Senior Researcher at the Institute of Batteries, Nazarbayev University, Kabanbay batyr 53, Astana, Republic of Kazakhstan.

Alikhan Jaldybayev – Master student, Research assistant at the Department of Chemical and Materials Engineering, Nazarbayev University, Kabanbay batyr 53, Astana, Republic of Kazakhstan.

Natalya Khan – PhD, Senior Researcher at the National Laboratory Astana, Nazarbayev University, Institute of Batteries, Kabanbay batyr 53, Astana, Republic of Kazakhstan.

Gani Yergaliuly – PhD, Senior Researcher at the National Laboratory Astana, Nazarbayev University, Kabanbay batyr 53, Astana, Republic of Kazakhstan.

Almagul Mentbayeva – PhD, Associate Professor at the Department of Chemical and Materials Engineering, School of Engineering and Digital Science, Nazarbayev University, Kabanbay batyr 53, Astana, Republic of Kazakhstan.

Baktiyar Soltabayev – PhD, Head of Advanced Sensor Lab, Senior Researcher at the National Laboratory Astana, Nazarbayev University, Kabanbay batyr 53, Astana, Republic of Kazakhstan.

Айжан Рахманова – автор для корреспонденции, PhD, старший научный сотрудник Института аккумуляторов, Назарбаев Университет, просп. Кабанбай батыра 53, Астана, Республика Казахстан.

Алихан Джалдыбаев – магистрант, научный ассистент кафедры химической и материаловедческой инженерии, Назарбаев Университет, просп. Кабанбай батыра 53, Астана, Республика Казахстан.

Наталья Хан – PhD, старший научный сотрудник Национальной лаборатории Астана, Институт аккумуляторов, Назарбаев Университет, просп. Кабанбай батыра 53, Астана, Республика Казахстан.

Гани Ерғалиұлы – старший научный сотрудник Национальной лаборатории Астана, Назарбаев Университет, просп. Кабанбай батыра 53, Астана, Республика Казахстан.

Алмагуль Ментбаева – PhD, ассоциированный профессор кафедры химической и материаловедческой инженерии, Школа инженерии и цифровых наук, Назарбаев Университет, просп. Кабанбай батыра 53, Астана, Республика Казахстан.

Бактияр Солтабаев – PhD, руководитель Лаборатории передовых сенсоров, старший научный сотрудник Национальной лаборатории Астана, Назарбаев Университет, просп. Кабанбай батыра 53, Астана, Республика Казахстан.

Айжан Рахманова – хат-хабар авторы, PhD, Назарбаев Университеті, Аккумуляторлар институтының аға ғылыми қызметкері, Қабанбай батыр даңғылы 53, Астана, Қазақстан Республикасы.

Алихан Джалдыбаев – магистрант, Назарбаев Университеті, Химиялық және материалтану инженериясы кафедрасының ғылыми ассистенті, Қабанбай батыр даңғылы 53, Астана, Қазақстан Республикасы.

Наталья Хан – PhD, Назарбаев Университеті, «Астана» Ұлттық зертханасы, Аккумуляторлар институтының аға ғылыми қызметкері, Қабанбай батыр даңғылы 53, Астана, Қазақстан Республикасы.

Ғани Ерғалиұлы – PhD, Назарбаев Университеті, «Астана» Ұлттық зертханасы, аға ғылыми қызметкері, Қабанбай батыр даңғылы 53, Астана, Қазақстан Республикасы.

Алмагүл Ментбаева – PhD, Назарбаев Университеті, Инженерия және цифрлық ғылымдар мектебі, Химиялық және материалтану инженериясы кафедрасының қауымдастырылған профессоры, Қабанбай батыр даңғылы 53, Астана, Қазақстан Республикасы.

Бақтияр Солтабаев – PhD, Назарбаев Университеті, «Астана» Ұлттық зертханасы, Озық сенсорлар зертханасының жетекшісі, аға ғылыми қызметкер, Қабанбай батыр даңғылы 53, Астана, Қазақстан Республикасы.



Copyright: © 2025 by the authors. Submitted for possible open access publication under the terms and conditions of the Creative Commons Attribution (CC BY NC) license (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>).



МРНТИ 29.15.35

<https://doi.org/10.32523/2616-6836-2025-153-4-52-72>

Ғылыми мақала

Уран (VI) иондарына қатысты композициялық материалдардың сорбциялық қасиеттерін зерттеу және кванттық-химиялық модельдеу

Абуова Ф.У.^{ID}, Сатанова Б.М.^{ID}, Абуова А.У.^{ID}, Усен Е.Б.^{ID}, Солтанбек Н.С.^{ID}, Маратұлы С.^{ID}, Момбай А.Н.^{ID}, Ерланқызы А.^{ID}, Акамбаева Д.М.^{ID}

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

(*E-mail: abuova_fu@enu.kz, satanova_bm_2@enu.kz, abuova_au@enu.kz, sns.nurgul@mail.ru, sultan2609@enu.kz, erbol_usen@mail.ru, adeliyymm@mail.ru, ajdanaerlankyzy14@gamil.com, din.akambaeva@icloud.com)

Аңдатпа. Уранды сорбциялау және олардың әртүрлі аниониттерде бірге болуының жүргізілген тәжірибелерінің нәтижелері келтірілген. Уран анионитті сульфат түрінде дайындаған кезде ғана жақсы сіңеді және құрамында сульфаты бар және аз концентрацияланған, карбонат бар ерітінділерден сорбентке ауысады. Құрамында титан мөлшері 1,0 мг/л дейін және күкірт қышқылының концентрациясы – 3 г/л дейін уранды жерасты сілтісіздендірудің технологиялық ерітінділерін ілеспе алу бойынша зерттеулер жүргізілді. Жер асты шаймалау процесінде титан, уран сияқты, еритін иондар түрінде ерітіндіге өтеді. Титанды алу және бөлу міндеті ерітіндідегі иондардың тіршілік ету формасымен тығыз байланысты. Уран мен титан тасымалдаудағы кейбір заманауи аниониттердің сорбциялық қасиеттерін салыстырмалы бағалау үшін модельдік сульфат пен бикарбонат ерітінділерінен осы металдардың бірлескен сорбциясы бойынша зерттеулер жүргізілді. Ерітінділерден уран мен титаның бірлескен сорбасы кезінде макрокеуекті құрылымның күшті негізді аниониттерін қолданған жөн. Модельдік ерітінділерден бірлескен сорбция бойынша ең жақсы нәтижелер В0-020 маркалы анионитте алынды, онда уран бойынша статикалық ЕМ – сүйек 41,2 мг/г және титан бойынша – 16,5 мг/г құрады, нәтижесінде аниониттердегі перренат иондарының сорбциясы ион алмасу механизміне сәйкес жүретіні анықталды. Зерттеулер В0 - 020 және ВD-706 күшті негізді аниониттеріндегі күкірт қышқылы мен бикарбонатты ерітінділерден уран мен титан сорбциясының кинетикасын анықтады, бұл оларды қолданудың жоғары тиімділігін анықтайды.

Түйінді сөздер: сорбция, десорбция, сорбент, элюент, элюат, масс-спектрометрия

Жіберілді 20.11.2025. Өзгертілді 24.11.2025. Қабылданды 26.11.2025. Онлайн қол жетімді 25.12.2025.

Кіріспе

Әлемдік тәжірибеден силикагельдер мен минералды сорбенттер титан сорбциясы үшін тиімсіз екендігі белгілі. Олар жеткілікті селективті емес, механикалық беріктігі төмен және ренийдің сыйымдылығы төмен.

Сондай-ақ, белсендірілген көмірге негізделген сорбенттерді қолданудың оң тәжірибесі бар, бірақ төмен шырынды сыйымдылық пен төмен механикалық беріктік оларды жер асты шаймалау (ПВ) тәжірибесінде қолдануды шектейді.

Қосымша зерттеулер әлсіз күшті негізді синтетикалық аниониттердің көп мөлшерін сынады. Кейбір сыналған аниониттер ренийдің технологиясы мен аналитикалық химиясында қолданылады [1-2]. Рений сорбциясы бойынша жүргізілген жұмыстардың саны өте көп болғандықтан, ал оларды тәжірибеге енгізу жеке болып табылады, содан кейін осы зерттеуде зерттеудің жалпы бағытын сипаттайтын ең қолайлы жұмыстарға талдау жасалды.

Зерттеулердің көпшілігі технологиялық ерітінділердегі уран мөлшері 1,0 г/л-ге дейін, ал күкірт қышқылының концентрациясы 250 г/л-ге дейін жететін жаңа өндірілген мыс молибден гидрометаллургиясындағы ренийді ілеспе алуға арналған [3].

Ренийді ілеспе алу бойынша біздің зерттеулеріміз үшін уранның жерасты сілтіленуінің технологиялық ерітінділері қызығушылық тудырады, құрамында рений мөлшері 1,0 мг/л-ге дейін және күкірт қышқылының концентрациясы – 3 г/л-ге дейін. Әлемдік тәжірибеде мұндай жағдайлар ең аз енгізуді тапты, өйткені мұндай технологиялық сұлбаларды жүзеге асыру әрдайым тиімді бола бермейді [3].

Бұл мақалада уран (VI) иондарын селективті және тиімді сорбциялау үшін ПЭТФТМ-де MOF синтезін зерттеуге арналған. Мақаланың басты жаңалығы – уранды (VI) сіңіру үшін өрнектелген мембраналар кеуектерінің бетінде және ішінде MOF синтезінің тиімді әдістері алғаш рет ұсынылды.

Радиохимияда, хроматографияда, катализде, Ағынды суларды залалсыздандыруда және тазартуда, геохимияда, әсіресе теңіз суларынан элементтердің микрокөлшемін оқшаулауда маңызды рөл атқаратын гидроксидтерге негізделген Бейорганикалық иониттерді зерттеуге көп көңіл бөлінеді. Бірқатар шолулар металл гидроксидтерімен элементтердің химиясы мен сорбция механизміне арналған [4]. Алайда, сорбциялық процестердің табиғаты толық анықталмай қалады. Төменде "гидроксид-сорбат" жүйелеріндегі химизм мен өзара әрекеттесу механизмі туралы ең маңызды заманауи идеялар, сондай-ақ олардың негізінде гидроксидтер мен Бейорганикалық иониттердің синтезі, құрылымы, қасиеттері туралы әдеби мәліметтер қарастырылған.

Жұмыста [4] 0,01 нитрат, хлорид, сульфат және фторид ерітінділерінен никель, мырыш, мыс түйіршікті гидроксидтерімен уранның (VI) сорбциясының нәтижелері келтірілген, сондықтан жұмыста ұсынылған тәжірибелік деректер [5-6] уранды сорбциялық алу технологиясын дамытуға қызығушылық тудыруы мүмкін. техногендік және гидроминералдық шикізат, сондай-ақ аталған шикізаттан уран алу үшін құрамында гидроксил бар сорбенттерді алу тәсілдерін жасау үшін.

Түрлендірілген полимер үлгілерін алу. Осы тапсырма шеңберінде амин топтары бар полимер ПЭТФ ТМ шаблондарын функционализациялау жүзеге асырылатын болады.

ТМ ПЕТФ поли(N-винилформамид) (PNVF), поли(виниламин) (PVAm) прекурсорлы полимерімен модификациясы қайтымды қосу-фрагментация беру (RAFT) әдісімен жүзеге асырылады. Осы тапсырманың бір бөлігі ретінде ПЕТФ ТМ PNVF полимерімен модификациялаудың оңтайлы шарттары анықталады және амидтік фрагменттердің кейінгі гидролизі нәтижесінде ПЭТФ ТМ беті мен тесіктері PVAm (PET-g-PVAm) қапталады. үлгілер). Осылайша, амин топтарымен қаныққан бет алынады және MOF-ті кейіннен имобилизациялау үшін қолайлы болады.

Алкин-функционалдандырылған ПЭТФ ТМ синтезі. Бұл тапсырма PET-g-PVAm 2-пропин қышқылымен, құрамында көміртегі-көміртегі үштік байланысы бар қарапайым ацетилен карбон қышқылымен модификацияланады. 2-пропин қышқылының карбон қышқылының функционалды тобы мен PET-g-PVAm амин бөлігі арасындағы конденсацияның оңтайлы шарттары анықталады. Осылайша, осы тапсырма аясында алкин фрагменттерімен қаныққан ПЭТФ ТМ алынады [7-9].

Азид-модификацияланған металлоорганикалық қаңқалардың (MOF) синтезі: бұл тапсырмада азид-модификацияланған MOF синтезделеді. Бұл тапсырмада біз MIL-101 типті хромға негізделген аминифункцияланған MOF алудың жетілдірілген синтетикалық стратегиясын қолдануды жоспарлап отырмыз.

Алынған композициялық материалдардың уран (VI) иондарына қатысты сорбциялық қасиеттерін зерттеу үшін бірінші принциптерден компьютерлік модельдеу.

Бұл міндет ұзақ мерзімді және жобаны іске асырудың бүкіл кезеңінде кезең-кезеңімен жүзеге асырылатын болады. Барлық есептеулер тығыздықтың функционалдық теориясының (DFT) көмегімен жүзеге асырылады. MOF-ның әртүрлі аймақтарындағы уран (VI) иондарының сорбциялық энергиялары есептелетін болады және сорбцияланған иондардың тордағы ең энергетикалық қолайлы позициялары анықталады. Бұрын уранил иондарын ұстап тұру және анықтау үшін тәжірибе жүзінде қолданылған нанобөлшектерді қолдану арқылы модификациялаудың әртүрлі әдістері қарастырылады. Нанобөлшектерді функционализациялаудың сорбциялық қасиеттерге әсерін зерттеу үшін зерттелген MOF фрагменттері сәйкес материалдардың (Fe_3O_4 , Au, Ag) беттерінде орналасады және MOF-уранил әрекеттесуі уранил иондарының өзара әрекеттесуімен одан әрі модельденеді. нәтижесінде гибриді жүйелер. Модельдік жүйелерге H_2O молекулаларын енгізу арқылы судың сорбция процесіне әсері зерттелетін және модельденетін болады. Композиттердің қасиеттеріне pH әсерін математикалық модельдеу жүргізіледі [10-11].

Уранды сорбциялау үшін қолданылатын аниониттердің ренийді сору қабілеті де бар. Ренийді сіңіру қабілеті бойынша аниониттерді қатарға орналастыруға болатыны белгілі: АМП > АВ-17 > АВ-17 x 16 >> VP-1ар > АН-21. Алайда, біз әдебиетте заманауи Рено – ниттерді қолдана отырып, уран мен ренийді бірлескен сорбциялау бойынша жұмыс таба алмадық[12-13].

Уран мен титан қатысты кейбір заманауи аниониттердің сорбциялық қасиеттерін салыстырмалы бағалау үшін біз осы металдардың құрамындағы күкіртқышқыл ерітінділерінен, мг/л: рений – 10,9; уран – 17,4; Темір (+3) – 100,0; сульфат – иондар – 10 000; хлорид – иондар-1000; pH = 2.

Әдістер мен материалдар

Сорбция статикалық жағдайда, 24 сағат бойы ауамен араластыру кезінде қондырғыда, 25 °C температурада және VCM:Vp = 1: 2500 қатынасында жүргізілді. Уран мен ренийдің бірлескен сорбалары бойынша нәтижелер кестеде келтірілген. 1. Кестеден көрініп тұрғандай, 1, күшті ось – жаңа аниониттердің уран бойынша айырбастау сыйымдылығы СЛ-босониттерге қарағанда көбірек болады. Уран мен титаның бірлескен сорбциясы бойынша ең жақсы нәтижелер во-020 анионитінде алынды, онда уран бойынша соя 41,2 мг / г құрады.

Кесте-1. Уран аниониттермен бірлескен сорбциялау нәтижелері

Аниониттар	Статикалық алмасу қабілеті (COE), мг/г		Бөлу факторлары	
	уран	рений	Ti/U	Ti/Re
<i>Күшті негізгі анион алмастырғыштар</i>				
Lewatit K6367	18,4	11,7	0,6	1,6
Россион-62	21,5	11,2	0,5	1,9
Purolite A-600	18,4	13,5	0,7	1,4
Purolite A-560	33,7	11,9	0,4	2,8
BO-020	41,2	16,5	0,4	2,5
BD-706	32,6	12,4	0,4	2,6
<i>Әлсіз негізгі анионалмастырғыштар</i>				
Lewatit MP-62	23,8	12,7	0,5	1,9
Purolite A-170	7,5	12,2	1,6	0,6
АД-1	6,4	9,6	1,5	0,7
АМЭ-1	5,6	10,4	1,8	0,5
АН-18-8	16,2	11,3	0,7	1,4
КЭП-100	12,9	13,2	1,0	1,0
КЭП-200	2,1	14,5	6,9	0,1
RA -174	3,5	14,2	4,0	0,2

Әлсіз негізді аниониттердің ішінен титан бойынша үлкен сояда Сар-200 – 14,5 мг/г және RA – 174 – 14,2 мг/г бар, бірақ уранның селективтілігі сәйкесінше 2,1 және 3,5 мг/г құрайды. Осылайша, функционалды топтардың негізділігі және аниониттердің құрылымы рений бойынша иониттің селективтілігіне әр түрлі әсер етеді.

Зерттеудің келесі кезеңінде күкірт қышқылы мен бикарбонат ПВ нәтижесінде алынған нақты өндірістік ерітінділерден күшті негізді BD-706 және BO-020 аниониттерін қолдана отырып, уран мен титаның бірлескен сорбциясы жүргізілді. Өндірістік ерітінділердің құрамы кестеде келтірілген. Сорбция статикалық режимде жүргізілді. Зерттеу нәтижелері кестеде келтірілген.[14]

Бұл 2023 жылдан бастап BD-706 анионитін НГМК ПВ кеніштеріндегі ВО-020 анионитіне біртіндеп ауыстыру басталуына негіз болды.

Уран мен ренийдің бірлескен сорбциясының кинетикасын зерттеу РВ өндірістік ерітінділерінен жүргізілді (кесте. 3) BD-706 күшті негізді аниониттерді пайдалана отырып, гельдік құрылымы бар және В-020, макрокеуекті құрылымы бар. Бастапқыда зерттеулер жоғарыда сипатталған статикалық режимде жүргізілді.

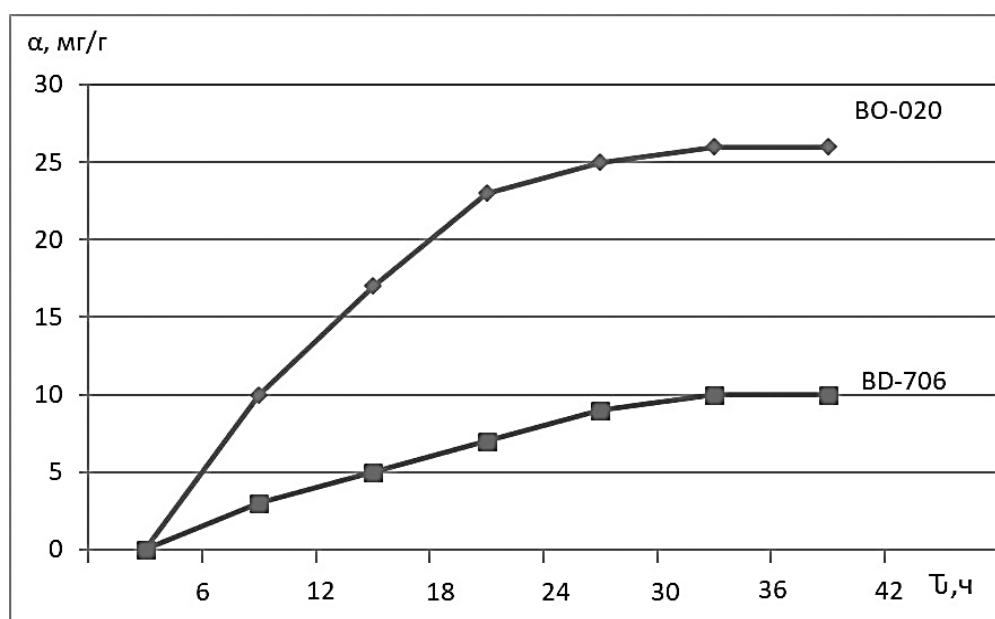
Кестенің нәтижелерінен көріп отырғаныңыздай. өндірістік ерітінділерден сорбция кезінде во-020 аниониті уранның да, титаның де сыйымдылығы бойынша жоғары мәндерді көрсетті[15].

Кесте-2. Өндірістік ерітінділердің құрамы

Ертінді	рН	ОВП, мВ	Концентрация, мг/л						
			U	Re	SO ₄ ²⁻	HCO-	Fe ⁺³	SiO ²	Ca ²⁺
Сернокислый	1,54	365	35,8	0,56	29600	н. о.	312,8	110	450
Бикарбонатный	7,1	267	23,4	0,48	8800	560	–	14,8	620

Кесте-3. Өндірістік ерітінділерден күшті негізді аниониттермен уран мен ренийдің бірлескен сорбциясы бойынша нәтижелер

Ертінді	СОЕ анионит ВО-020, мг/г		СОЕ анионита ВО-706, мг/г	
	уран	титан	Уран	титан
Сульфат	25,8	1,9	10,7	1,2
Бикарбонат	21,5	1,7	10,3	1.1

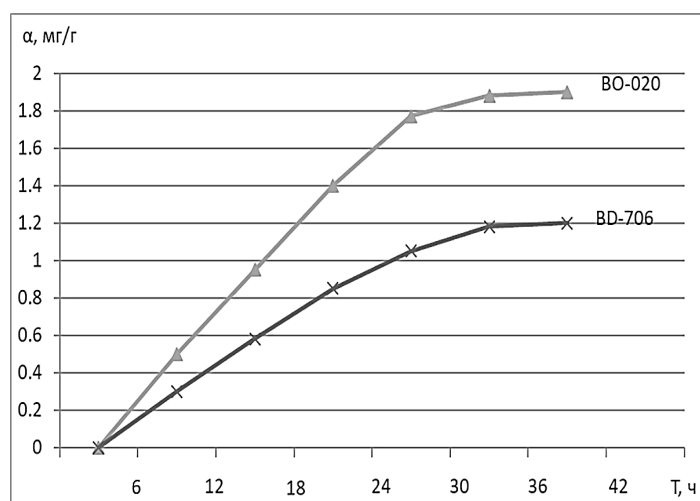


Сурет 1. Күкірт қышқылы ерітіндісінен уран сорбциясының кинетикасы[16]

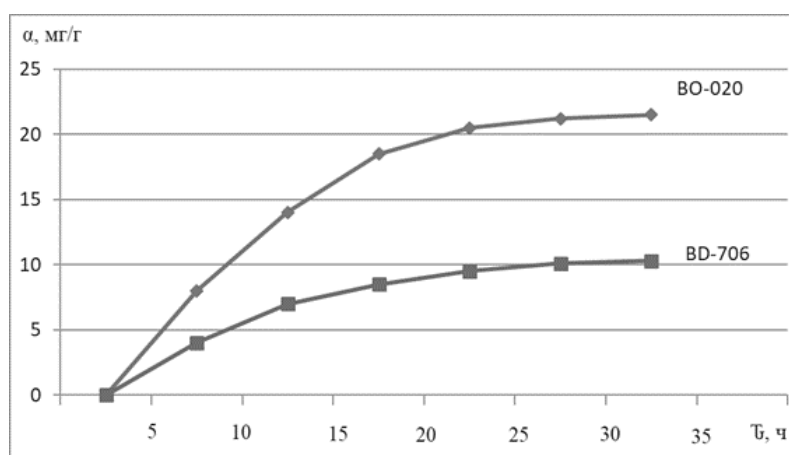
Макропорозды аниониттер үшін уранды сорбциялау кезінде 24 сағат ішінде, гельдік анионит үшін – 30 сағат ішінде жетеді. Титаның сорбциясы кезінде (сурет-1) ұқсас кинетикалық қисықтар ұсынылады, мұнда BO-020 аниониті ең жақсы кинетикалық сипаттамаларға ие. Бұл аниониттің тепе-теңдігі 36 сағатта, ал BD – 706 аниониті 40 сағатта болады.

Бикарбонат ерітіндісінен уран сорбциясының кинетикалық қисықтары суретте көрсетілген 1, ал рений – суретте 2.

Күріш. 4 және 5 бикарбонат ерітіндісінен уран мен рений сорбциясының кинетикалық тәуелділіктері сульфат ерітіндісінен алынған сорбциямен бірдей сипатта болатынын көруге болады. Бұл жағдайда қоспалардан таза бикарбонатты ерітіндінің сорбциясы жоғары жылдамдықпен сипатталады-макропорозды аниониттер үшін тепе-теңдік 20 сағатта, ал BD – 706 гель аниониті үшін-уран үшін 24 сағатта, ал рений үшін тиісінше 32 сағат және 38 сағатта болады[17-18].



Сурет 2. Күкірт қышқылы ерітіндісінен рений сорбциясының кинетикасы



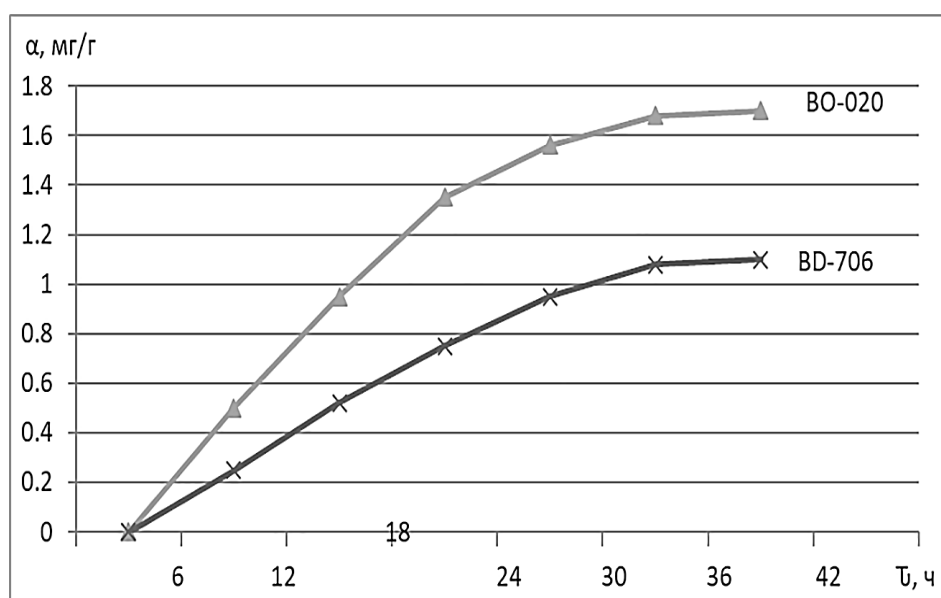
Сурет 3. Бикарбонат ерітіндісінен уран сорбциясының кинетикасы

Динамикада сорбция шайыр көлемі 100 мл бағандарда жүргізілді. ерітіндіні беру жылдамдығы 5 сағ-1 (500 мл/сағ) болды. Сорбция шайырлардың толық динамикалық алмасу сыйымдылығын (PDOE) анықтай отырып, толық секіруге дейін жүргізілді.

Уран сорбциясының Шығыс қисықтары суретте көрсетілген динамикалық жағдайда уран бойынша шайырлардың қанығуы бойынша көрсеткіштер келтірілген.

Деректерді талдау 3-суретте күкірт қышқылы ерітіндісінен сорбция кезінде BO-020 анионитінің тек жоғары PDOE ғана емес, сонымен қатар уран концентрациясы төмен сорбция аналықтарының түзілуін қамтамасыз ететінін көрсетеді.

Суретте көрсетілген рений сорбциясының динамикасы жағдайында және зерттелетін аниониттердің қанығу нәтижелері, сонымен қатар BO-020 қанықтыру бойынша ең жақсы көрсеткіштерге ие.



Сурет 4. Рений сорбциясының ұқсас Шығыс қисықтары бикарбонатты PV ерітінділерінен алынды, мұнда да нәтижелер во-020 анионитінің пайдасына болды

DFT-есептеу параметрлері. Псевдопотенциал

DFT кванттық химиялық есептеулерде дәлдік пен есептеу шығындары арасындағы сенімді конвергенция мен тепе-теңдікті қамтамасыз ететін жүйелерді мұқият таңдау маңызды.

1. Айырбастау-корреляциялық функционалдылық.

Негізгі алмасу – корреляциялық (XC) функционал ретінде ресурстарға қалыпты талаптарды және оксидті материалдардың құрылымдық және энергетикалық сипаттамаларының жақсы қайталануын біріктіретін жалпы градиенттік жуықтау (GGA)–PBE қолданылады. Уранның 7F электрондарының күшті локализациясын есепке алу қажет болған жағдайда, U атомдары үшін тиімді U жиілік енгізу арқылы DFT+U әдісін одан әрі қосуға болады; дегенмен, қарастырылып отырған кластерлік типтегі модельде негізгі PBE тәсілінің TiO_2 бетін қатаң бекітумен жеткілікті.

2. Жалпақ сәулелік негіз және кесу энергиясы.

Электрондардың толқындық функцияларын көрсету үшін жалпақ сәулелік негіз қолданылады. Толқындық функциялар үшін кесу энергиясы (E_{cutwfc}) ≈ 60 -60 Ry деңгейінде, ал зарядтар тығыздығы үшін (E_{cutrho}) E_{cutwfc} -ден шамамен сегіз есе, яғни ≈ 320 -600 Ry деңгейінде орнатылады. Мұндай мәндер planewave компонентінің санын жоғары көтермей, толық энергияны есептеудің жеткілікті дәлдігіне кепілдік береді.

3. К-нүктелік тор.

Модель үлкен "вакуумдық қораптағы" кластер болғандықтан, оны Γ ($k = (11,1)$) жалғыз k -нүктесімен шектеу әдетке айналған. Бұл алмаз торлардағы артық есептеулерді жояды және оқшауланған жүйенің фрагментін модельдеу үшін жеткілікті.

4. Энергия мен ядро конвергенциясы.

Өздігінен сәйкес келетін өрістің итерациялық жүйесі (SCF) қайталанулар арасындағы $\Delta E \leq 10^{-7}$ Ry энергиясының өзгеруінің қатаң шекті мәніне реттеледі, бұл бірнеше эВ деңгейіндегі энергия айырмашылықтарын есептеу дәлдігін қамтамасыз етеді. Яғни, күштің атомға өзгеру критерийі (күштерге арналған конвергенция) геометриялық оңтайландыру жоғары қалдық деформациялармен аяқталуы үшін шамамен 30-6 Ry/Bohr орнатылады.

5. Жағылған және электрондық температура

Кластердің реттелген энергия деңгейлері үшін ені 0.02-0.03 Ry болатын Гаусс немесе жағылу әдісі (Gaussian/Marzari-Vanderbilt smearing) қолданылады. Бұл UO_2^{2+} жүйесінде жартылай толтырылған күйлер болған кезде SCF айналымды тұрақтандыруға көмектеседі, бірақ энергия айырмашылықтарына айтарлықтай әсер етпейді, себебі кластерлік модельдегі кванттау қатаң шектелген.

6. Жалған потенциалдар.

Есептеулерде жалған потенциал ретінде Pslibrary 1.1.0 кітапханасы, соның ішінде Ti қолданылды. PBE-spn-ervjkl, O. PBE-n-rtiop және U. PBE-spf-nsdfrg сәйкесінше Ti, o және U үшін 1.0.0 нұсқасы. Бұл уранның ауыр элементінің электронды құрылымын, сондай-ақ TiO_2 (111) + UO_2^{2+} жүйесіндегі өзара әрекеттесу дәлдігін дұрыс есепке алуға мүмкіндік береді. Негізгі нәтижелер 4 кестеде көрсетілген.

Кесте-4. Псевдопотенциалдардың негізгі нәтижелері

Жүйе	E_{tot} (Ry)	E_{tot} (eV)
Таза кластер TiO_2	-75.345598	-3010.16
Жекеленге комплекс UO_2^{2+}	-142.987236	-3790.46
$TiO_2 + UO_2^{2+}$ (бірге)	-218.333314	-5044.80

Гидроксид түріндегі Бейорганикалық сорбенттерді синтездеу әдістері белгілі бір дайындықтан кейін табиғи және композициялық сорбенттердің бетіне тиісті гелдерді тікелей тұндыру жүйесіне негізделген. Жергілікті шамадан тыс қанықтыру жағдайында тікелей тұндыру гидроксидтердің жоғары дисперсті және рентген-қатты жауын-шашындарын алуды қамтамасыз етеді. Сорбенттерді синтездеу кезінде металл тұздарының бастапқы ерітінділері ретінде металдардың азот қышқылы тұздарының ерітінділерін пайдалану қажет [20-21]. Бұл жағдайда көптеген металл гидроксидтерінің

жауын-шашынында негізгі тұздардың қоспасы болмайды. Күкірт қышқылы ерітінділерінен гельдерді тұндыру кезінде негізгі тұздар әрқашан гидроксидтерде болады. Бұған гелді жуу қажет сульфат иондары ұзағырақ және үлкен көлемдегі суды тұтынуды қажет етеді. Гидроксид тұндырғыштары натрий гидроксиді немесе аммиак ерітінділері болуы мүмкін.

Біртекті және аморфты гельдер аммиакты қолдану арқылы алынады [22-23-24].

Бұл мақалада сорбенттерді әзірлеу олардың уранға қатысты сорбциялық қасиеттерін сынаумен қатар жүргізілді. Сорбенттерді алу тәсілдерін әзірлеу процесінде [25-26] көздерінің деректері, осымен алынған сорбенттердің технологиялық сынақтарының нәтижелері пайдаланылды. Мақала барысында әр түрлі сорбенттердің 16 түрі өзгертіліп, сыналды. Сондай-ақ, диссертацияда ұнтақ шунгит пен цеолиттің (-0,2 мм), ірі түйіршікті шунгит пен цеолиттің (+0,5 - 1,0 мм), ұнтақ фосфогипстің (-0,1 мм) және оның түйіршіктеу өнімінің (7÷9 мм) уранға қатысты сорбциялық қабілеті тәжірибелік түрде зерттелген. Құрамында уран бар ерітіндіден, техногендік және гидроминералды шикізаттан уранды сорбциялау үшін біз төменде көрсетілген бастапқы шунгитті, цеолитті және фосфогипсті модификациялаудың мынадай тәсілдерін әзірледік.

1. Ірі түйіршікті шунгитті мыс (II) және никель гидроксидтерімен модификациялау [27-28-29]. Сорбентті модификациялаудың таңдалған әдісіне сәйкес, көлемі +0,6-1,2 мм және салмағы 1,6 г болатын шунгит ілмегі 13 см³ химиялық стаканға орналастырылды. Әрі қарай, стаканға Cu²⁺ 0,7214 г/дм³ және Ni²⁺ 2,8097 г/дм³ концентрациясы бар мыс (II) және никель нитраттарының 19,2 см³ ерітіндісі және үнемі араластыра отырып, 9,3 см³ натрий гидроксиді ерітіндісі құйылды (соңы. 400 г/дм³). Алынған қоспаны бөлме температурасында 20 минут араластырды. Әрі қарай, араластыру тоқтатылды және шунгитке отырғызылмаған гидроксидтердің суспензиясы стаканнан шығарылды. Модификацияланған шунгитті гидроксидтер суспензиясынан тазарту операциясы 120 см³ көлеміндегі тазартылған суды пайдаланып тағы 4÷3 рет қайталанды. Осы модификация нәтижесінде алынған шунгит 90 °C дейін кептірілді тұрақты масса. Модификацияланған шунгит бір реттік модификацияда қолданылатын режимде қосымша екі және төрт реттік модификацияға ұшырады.

Сорбцияның энергетикалық сипаттамасы

Адсорбциялық энергия біріктірілген жүйенің толық энергиясы мен бөлек компоненттердің жалпы энергиясының айырмашылығы ретінде есептеледі.

Адсорбция энергиясы:

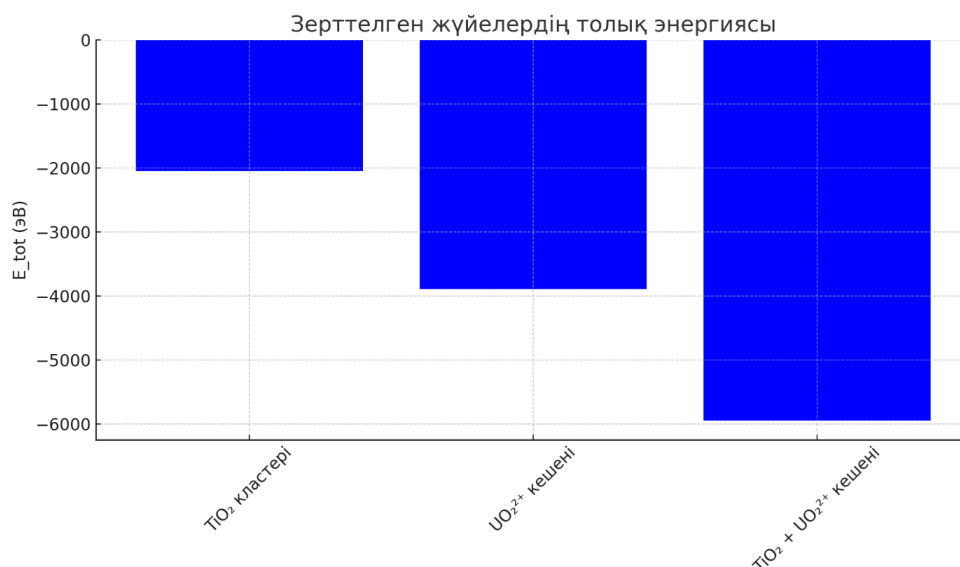
$$E_{\text{ads}} = E_{\text{TiO}_2 + \text{UO}_2} - (E_{\text{TiO}_2} + E_{\text{UO}_2}) = -6944.80 - (-2030.11 - 3890.48) = -4.29 \text{ eV} \quad (1)$$

Алынған -4.3 eV мәні оксидті беттердегі UO₂²⁺ экзотермиялық адсорбциялық кешендеріне сәйкес келеді және уран ионы мен TiO₂ беті арасындағы берік химиялық байланысты көрсетеді.

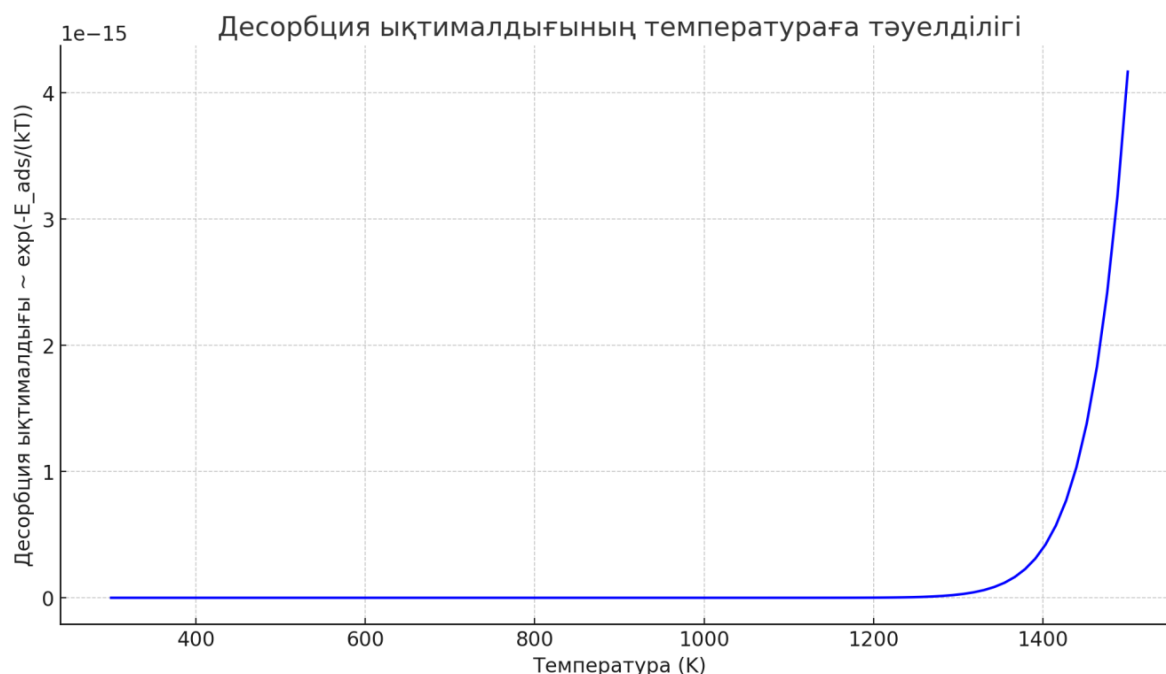
300 K температурада бөлшектің бір түрінің жылу энергиясы $kt \approx 0.026 \text{ eV}$, $kT \approx 0.026 \text{ eV}$, бұл адсорбциялық энергия мөлшерінен едәуір аз $\approx 5 \text{ eV}$. Осылайша, осы жағдайларда термиялық десорбция ықтималдығы Больцман факторымен сипатталады:

$$\exp\left(-\frac{E_{\text{ads}}}{kT}\right) \approx \exp\left(-\frac{4.2}{0.016}\right) \sim 10^{-36} \quad (2)$$

Бұл іс жүзінде нөлге тең. Сонымен, бөлме температурасында TiO_2 -дағы UO_2^{2+} сорбциясы қайтымсыз процесс болып табылады және десорбция үшін 2000К-ден жоғары температура қажет.



Сурет 5. Біріктірудің ең төменгі (ең тұрақты) энергия конфигурациясына қалай әкелетінін көрсететін үш жүйенің толық энергиясының салыстырмалы гистограммасы



Сурет 6. $\exp(-E_{\text{ads}}/(kT))$ десорбциялық ықтималдығының 300-1500К жиілігінде температураға тәуелділігі, бұл $T \gg 1000\text{K}$ дейін өздігінен десорбцияның өте төмен ықтималдығы

Бұл нәтижелер UO_2^{2+} – TiO_2 сорбциялық кешенінің жоғары тұрақтылығын және жиілігінің қайтымдылығы үшін температураның айтарлықтай жоғарылау қажеттілігін анық көрсетеді.

Геометрикалық анализ

$\text{TiO}_2 + \text{UO}_2^{2+}$ ге фрагментін геометриялық қалпына келтіру барысында өзара әрекеттесу күштерін және атомдардың сорбциялық кешен түзілуіне бейімделуін көрсететін байланыс ұзындығы мен бұрыштарында, бірақ тән ерекшеліктерғана байқалады.

Алғашқы модельде 1,945 Å болған алмаз бетіндегі ең жақын Ti-O байланысы оңтайландырудан кейін 1,952 Å дейін созылды. Мұндай шамалы өсу ($\approx 0,007$ Å) UO_2^{2+} ионы жақындаған кезде титанның айналасындағы электрон тығыздығының әлсіз қайта бөлінуін көрсетеді. Беттік оттегінің координациясы сорылу күштердің әсерінен әлсіреп, аздап "ашылады", бұл титан–оттегі сұлбасының уран фрагментімен әсерлесуге бейімделуін көрсетеді.

O-U-O сызықтық фрагменті аздап асимметрияға ұшырады: бастапқыда екі байланыс 1,800 Å болды, ал оңтайландырудан кейін олардың ұзындығы сәйкесінше 1,790 Å және 1,815 Å болды. Бір байланыстың қысқаруы (0,010 Å-ге) және екіншісінің ұзаруы (0,015 Å-ге) UO_2^{2+} оттегерінің бірі қарама-қарсы TiO_2 -мен тығыз әрекеттесетінін көрсетеді. Бұл экзотермиялық сорғылау кешендерге тән, мұнда ионның бір жағы электронды бұлттың жергілікті өзгеруіне байланысты "тартылады".

Модельдегі титан атомы мен уран арасындағы бастапқы ара қашықтық 3,200 Å болды және жөнделу нәтижелері бойынша 3,081 Å дейін азаяды. 0,119 Å аббревиатурасы Ti-U байланысының беткі оттегі арқылы көрінетін электронды және ішінара үйлестіру компоненті туралы айтады. Бұл кішірею уран фрагментінің металл матрицасына "жақындағанын" көрсетеді, бұл сорбциялық өзара байланысуды күшейтеді.

Алмаз Ti –нің жергілікті үйлестіруін сипаттайтын O-Ti-O бұрышын біршама өзгерді: 101,0°-тан 101,4°-қа дейін. Бұл титанның координациялық ортасының елеусіз өзгеруі кезінде тұрақты беткі құрылымның сақталуын көрсетеді. Яғни, O-U-O бұрышы, алғашқы модельде іс жүзінде сызықтық (179,8°), өзгертудерн кейін сәл 179,5° дейін төмендеді.

Идеал сызықтықтан мұндай өзгеріс бетпен өзара әрекеттесу уран–оттегі кластерінің түзу пішіннен минималды, бірақ айқын өзгеруіне әкелетінін көрсетеді.

Жалпы алғанда, аталған өзгерістер бетінің титан–оттегі қаңқасының да, сызықтық уран–оттегі фрагментінің де орташа бейімділігін көрсетеді.

Байланыстардың әлсіз ұзаруы мен қысылуы, Ti-U қашықтығының азаюы және бұрыштардың шамалы деформациясы TiO_2 -дағы UO_2^{2+} адсорбциясы кешеннің екі құрамдас бөлігінің жалпы құрылымдық тұтастығын сақтай отырып, теңдестірілген электронды тығыздықты қайта бөлу арқылы жүретінін көрсетеді.

Нәтижелерді талдау

$\text{TiO}_2(111)$ бетінде UO_2^{2+} адсорбциясының энергиясы шамамен -4,3 эВ 7-суретте болып, 300 K кезінде $kT \approx 0,026$ эВ жылулық энергиясынан едәуір артық. Бұл UO_2^{2+} ионының

бетке мықтап бекінуін және десорбцияның термиялық жолмен кері қайтуының мүмкін еместігін көрсетеді.

Геометриялық өзгерістер минималды: Ti-O байланысының ұзындығы тек 0,007 Å өзгеріп, U-O фрагментінде 0,010-0,015 Å өзгеріс байқалды; ең үлкен деформация – Ti-U арақашықтықтың 0,119 Å-ге азаюы, екінші 7-суретте. Бұл TiO₂ кристалдық торының негізгі құрылымын өзгертпей, Сорғылаудан кейін де деформация деңгейінің төмен екенін көрсетеді.



Сурет 7. TiO₂(111) бетінде UO₂²⁺ сорғылау энергиясы



Сурет 8. Ti – O байланысының ұзындығы өзгерісі

Практикалық маңызы:

Шунгиттегі уранның салмақ құрамы салмағы 0,12% құрайды. Сорғылау нәтижесінде сорбент алынды, онда уранның салмақ концентрациясы бастапқы көл суындағы құрамымен салыстырғанда 80000 есе артмады ($0,12 / 0,0000015 = 80000$). Егер шунгиттің 2 г/см³ ставкасына тең көлемді тығыздығын алсақ, онда уранның оның сорғылау нәтижелері бойынша көлемді концентрациясы 160 000 рет (80 000 стакан $2 = 160\,000$) ставканы құрады. Осылайша, Алакөл көлінің суынан 160 000 дм³ көлемді ірі түйіршікті Шунгитпен уранды сорғылау кезінде сыналған режимде уранды 1 дм³ көлемді Шунгитке толығымен аударуға болады. Бұл жағдайда сорбенттегі уранның көлемдік құрамын 2,4 г/дм³ құрайды ($((0,12 \cdot 1000 / 100) \cdot 2 = 2,4)$). Уранмен қаныққан шунгиттен уранды десорбциялау үшін арзан элюентті пайдаланған кезде, көлемі 0,5 дм³, қажетті элюент көлемі 1,3 дм³ алынады. Содан кейін уранның толық десорбциясымен элюенттің көрсетілген көлемімен уран құрамын 1 г/дм³ болатын элюат алуға болады ($0,04 \cdot 1 / 1,3 = 0,923$). Элюаттағы уранның көрсетілген құрамы оны химиялық тұндыру үшін пайдалануға мүмкіндік береді.

Сұлбалар көрсеткендей, ұсынылған жүйе жоғары адсорбциялық тұрақтылық және минималды құрылымдық деформациялар беру арқылы, уранды бөлу жүйелерін жетілдіруге негіз қалауға қабілетті.

Қорытынды

Бұл Мақалада уран(VI) иондарының МТА4803PF және МТА4603 PFSO₄ сорбенттерімен, яғни TiO₂-модификацияланған композициялық материалдармен өзара әрекетін кешенді түрде зерттелді. Тәжірбелік изотерма талдауы (Langmuir, Freundlich) және кинетикалық модельдеу (псевдо-екінші ретті деңгей) көрсеткендей, МТА-сорбенттердің уранды жоғары сыйымдылықпен (десятка мг/г шкаласында) сору тиімділігі рН, температура және бастапқы концентрацияға тікелей тәуелді. TiO₂-мен модификациялау адсорбциялық энергияны $\sim -4,27$ эВ дейін күшейтіп, уранил-сорбент кешенінің тұрақтылығын арттырды.

Әзірленген сорбенттер үшін 1 г сорбентке сәйкесінше $1,07 \div 6,75$ және $12,40 \div 95,19$ мг уранның үлгілік ерітінділерінен уранды сорбциялауға қатысты құрамы бар до және ПДОЕ шамалары белгіленді, бұл техногендік және гидроминералдық шикізаттан уранды сорбциялау технологиясын таңдауға негізді түрде жақындауға мүмкіндік береді. Үлгідегі ерітінділерден уранды сорбциялау үшін пайдаланғаннан кейін әзірленген сорбенттердегі уран мөлшері массалардың $1,23 \div 8,69\%$ құрады.

Зерттеулер барысында алынған Бейорганикалық сорбенттер уранның кендерден жерасты және гидрометаллургиялық шаймалау сатысынан ерітінділерден уранды Сорғылау кезінде қолданылатын органикалық шайырлармен салыстырылатын уран бойынша сорбциялық сыйымдылығымен сипатталатыны көрсетілген. Жұмыста алынған сорбенттердің бұл сипаттамасы оларды көрсетілген ерітінділерден уран сорбциясын технологиялық сынау үшін ұсынуға мүмкіндік береді.

Осы нәтижелерге сүйене отырып, уранды тазарту жүйелерінде TiO_2 -модификацияланған сорбенттерді рН және температура режимдерін оңтайландыра отырып қолдану ұсынылады. Осы нәтижелер экологиялық тазарту технологиялары мен оксидтік жартылай өткізгіштер саласында жаңа практикалық шешімдер мен ғылыми бағыттарды ашып көрсетеді.

Алғыс айту, мүдделер қақтығысы

Бұл зерттеуді Қазақстан Республикасы Ғылым және жоғары білім министрлігі (Грант No AP19676626 «MOF декорированные трековые мембраны для селективной и эффективной сорбции ионов урана (IV): теоретические расчеты и экспериментальная проверка») қаржыландырады.

Авторлардың қосқан үлесі

Абуова Ф.У. – мәтінді және библиографияны жазу, тәжірибелік деректерді өңдеу.

Сатанова Б.М. – Зерттеуге жетекшілік ету, соңғы нұсқасын бекіту мақаланың жариялануы.

Абуова А.У. – тәжірибе жүргізу, тәжірибелік құрал-жабдықтарды дайындау, эксперимент барысында деректер жинауды ұйымдастыру және бақылау.

Усен Е.Б., Ерланқызы А., Акамбаева Д.М. – мақаланың тұжырымдамасына өз үлесін қосты.

Солтанбек Н.С. – мақала мәтініндегі бірқатар есептеулерді орындап, өрнек немесе формула түріндегі нәтижелерді алған. Ілеспе хатты әзірлеп, редакцияға жолдауды іске асырды.

Маратұлы С., Момбай А.Н. – мақаланың безендірілуіне үлес қосты.

Әдебиеттер тізімі

1. Johnson B.E, Santschi P.H, Chuang C.Y, Otosaka S, Collection of Lanthanides and Actinides from Natural Waters with Conventional and Nanoporous Sorbents, Environ. Sci.Technol. № 20, 1121–1125(2015), DOI: <https://doi.org/10.1022/es204192r>
2. Zhang W, Ye G, Chen J, New Insights into the Uranium Adsorption Behavior of Mesoporous SBA-15, Silicas Decorated with Alkylphosphine Oxide Ligands // RSC Adv. V. 6. № 2, 1210–1217(2016), DOI: <https://doi.org/10.1039/C5RA55636B>
3. Johnson B.E, Santschi P.H, Shane Addleman R, Douglas M, Davidson J.D, Fryxell G.E., Schwantes J.M. Collection of Fission and Activation Product Elements from Fresh and Ocean Waters: a Comparison of Traditional and Novel Sorbents, Appl. Radiat. Isot. № 1, 205–216(2021), DOI <https://doi.org/10.1016/j.apradiso.2010.07.035>.
4. Ефранов Е, Рений: на острие технического прогресса, Металлы Евразии. №3, 36—38(2017).
5. Фазлуллин М. И, Сквжинное подземное выщелачивание металлов, Вестник российской академии естественных наук № 5, 40–50(2013).
6. Трошкина И. Д., Веселова О. А., Вацура Ф. Я., Захарьян С. В., Серикбай А. У, Сорбция рения из сернокислых растворов импрегнатами, содержащими триалки- ламин, Известия вузов. Цветная металлургия. №5, 42–49(2021).

7. Загародняя А. Н, Абишева З. С, Шарипова А., Жумабеков Ж. Ж, Полупромышленные испытания сорбционной технологии рения из сточных вод от промывки металлургических газов межного завода, Цветные металлы. №1, 49—53(2016).
8. Блохин А.А, Михайленко М. А, Процессы ионообменной сорбции в гидрометаллургии рения, Цветный металлы. №10, 18—27(2016).
9. Василенок О. П., Рузиев Б. Т., Иванова И. А, Роль и влияние окислителей, применяемых при подземном выщелачивании урана, на попутное извлечение рения, Горный журнал. №9, 74—77(2008).
10. Рычков В. Н, Смирнов А. Л, Горцунова К. Р, Сорбция урана из растворов подземного выщелачивания сильноосновными анионитами, Радиохимия. №1, 35–38(2014).
11. Курбанов М. А, Шарафутдинов У. З, Каримов Н. М, Основные принципы исследований в области технологии извлечения рения из растворов подземного выщелачивания урана в условиях РУ-5 НГМК, Рациональное использование минерального и техногенного сырья в условиях Индустрии 4.0. Сборник материалов Международной научно-практической конференции, 114—115(2014).
12. M. T. Kehinde Shola Obayomi, S. Y. Lau, M. Danquah, T. Chiong, Advances in graphene oxide based nanobiocatalytic technology for wastewater treatment, (2022), DOI: <https://doi.org/10.1016/j.enmm.2022.100647>
13. A.K. Prajapati, M.K. Mondal, Comprehensive kinetic and mass transfer modeling for methylene blue dye adsorption onto CuO nanoparticles loaded on nanoporous activated carbon prepared from waste coconut shell, J. Mol. Liq. №307, 112949, DOI: <https://doi.org/10.1016/j.molliq.2020.112939>
14. S. Biswas, J. Fatema, T. Debnath, T.U. Rashid, Chitosan–clay composites for wastewater treatment: a state-of-the-art review, ACS ES T Water №1(5), 1055–1085(2021), DOI: <https://doi.org/10.1021/acsestwater.0c00207>
15. S. Sarode, et al., Overview of wastewater treatment methods with special focus on biopolymer chitin-chitosan, Int. J. Biol. Macromol. №121, 1086–1100(2020), DOI: <https://doi.org/10.1016/j.ijbiomac.2018.10.089>
16. E. Cohen, E. Poverenov, Hydrophilic chitosan derivatives: synthesis and applications, Chem. - A Eur. J. №28(67), 5–55(2022), DOI: <https://doi.org/10.1002/chem.202202156>
17. P. Pal, A. Pal, K. Nakashima, B.K. Yadav, Applications of chitosan in environmental remediation: a review, Chemosphere №266, 128934(2021), DOI: <https://doi.org/10.1016/j.chemosphere.2020.128934>
18. M. Sarabaegi, M. Roushani, H. Hosseini, S.J. Hoseini, M. Bahrami, Facile synthesis of a covalent organic framework (COF) based on the reaction of melamine and trimesic acid incorporated electrospun nanofiber and its application as an electrochemical tyrosinamide aptasensor, New J. Chem. №44 (35), 14922–14927(2020), DOI: <https://doi.org/10.1039/d0nj02837a>.
19. A. Alkhouzaam, H. Qiblawey, M. Khraisheh, M. Atieh, M. Al-Ghouti, Synthesis of graphene oxides particle of high oxidation degree using a modified Hummers method, Ceram. Int. №46 (15), 23997–24007(2020), DOI: <https://doi.org/10.1016/j.ceramint.2020.06.177>
20. A. Kumar, J. Jeyabalan, V. Priyan, C. Charan Patra, S. Narayanasamy, Fabrication of a novel biopolymer adsorbent with high adsorptive capacity towards organic dyes, Ind. Crop. Prod. №203 (July), 117166 (2023), DOI: <https://doi.org/10.1016/j.indcrop.2023.117166>
21. X. Zhong, Z. Lu, W. Liang, B. Hu, The magnetic covalent organic framework as a platform for high-performance extraction of Cr (VI) and bisphenol a from aqueous solution, J. Hazard. Mater. №393(February), 122353(2020), DOI: <https://doi.org/10.1016/j.jhazmat.2020.122353>

22. H. Ge, Z. Ma, Microwave preparation of triethylenetetramine modified graphene oxide/chitosan composite for adsorption of Cr (VI), Carbohydr. Polym. №131 (Vi), 280–287 (2015), DOI: <https://doi.org/10.1016/j.carbpol.2015.06.025>.

23 J. Aixart, F. Díaz, J. Llorca, J. Rosell-Llompart, Increasing reaction time in Hummers' method towards well exfoliated graphene oxide of low oxidation degree, Ceram. Int. №47 (15), 22130–22137(2021), DOI: <https://doi.org/10.1016/j.ceramint.2021.04.235>

24. C. Buttersack, Modeling of type IV and v sigmoidal adsorption isotherms, PCCP №21 (10), 5614–5626(2019), DOI: <https://doi.org/10.1039/c8cp07751g>.

25. C.N. Lunardi, A.J. Gomes, F.S. Rocha, J. De Tommaso, G.S. Patience, Experimental methods in chemical engineering: zeta potential, Can. J. Chem. Eng. № 99 (3), 627–639(2021), DOI: <https://doi.org/10.1002/cjce.23914>

26. E.D. Revellame, D.L. Fortela, W. Sharp, R. Hernandez, M.E. Zappi, Adsorption kinetic modeling using pseudo-first order and pseudo-second order rate laws: a review, Clean. Eng. Technol. №1 (December), 100032 (2020), DOI: <https://doi.org/10.1016/j.clet.2020.100032>

27. R. Ezzati, Derivation of pseudo-first-order, pseudo-second-order and modified pseudo-first-order rate equations from Langmuir and Freundlich isotherms for adsorption, Chem. Eng. J. №392 (September), 23705(2020), DOI: <https://doi.org/10.1016/j.cej.2019.123705>

28. Z. You, N. Zhang, Q. Guan, Y. Xing, F. Bai, L. Sun, High sorption capacity of U(VI) by COF-based material doping hydroxyapatite microspheres: kinetic, equilibrium and mechanism investigation, J. Inorg. Organomet. Polym. Mater. №30(6), 1966–1979(2020), DOI: <https://doi.org/10.1007/s10904-019-01420-9>

**Абуова Ф.У., Сатанова Б.М.*, Абуова А.У., Усен Е.Б., Солтанбек Н.С., Маратұлы С.,
Момбай А.Н., Ерланқызы А., Акамбаева Д.М.**

*Евразийский национальный университет имени Л.Н. Гумилева, Астана, Казахстан
(*E-mail: abuova_fu@enu.kz, satanova_bm_2@enu.kz, abuova_au@enu.kz, sns.nurgul@mail.ru,
sultan2609@enu.kz, erbol_usen@mail.ru, adeliymm@mail.ru, ajdanaerlankyzy14@gamil.com,
din.akambaeva@icloud.com)*

Исследование сорбционных свойств и квантово-химическое моделирование композиционных материалов по отношению к ионам урана (VI)

Аннотация. Приведены результаты проведенных опытов сорбции урана и их совместного присутствия в различных анионитах. Уран хорошо усваивается только при приготовлении анионита в виде сульфата и перемещается из сульфатсодержащих и менее концентрированных Карбонатсодержащих растворов в сорбент. Проведены исследования по попутному получению технологических растворов подземного выщелачивания урана с содержанием рения до 1,0 мг/л и концентрацией серной кислоты – до 3 г/л. В процессе подземного выщелачивания рений, как и уран, переходит в раствор в виде растворимых ионов. Задача получения и выделения рения тесно связана с формой существования ионов в растворе. Для сравнительной оценки

сорбционных свойств некоторых современных анионитов при транспортировке урана и рения были проведены исследования совместной сорбции этих металлов из модельных сульфатных и бикарбонатных растворов. При совместном сорбировании урана и рения из растворов целесообразно применять сильноосновные аниониты макропористой структуры. Лучшие результаты по совместной сорбции из модельных растворов были получены на анионите марки В0-020, где статическая ем - кость по урану составила 41,2 мг/г, а по рению – 16,5 мг/г, в результате чего было обнаружено, что сорбция перренат-ионов в анионитах происходит в соответствии с ионообменным механизмом. Исследования выявили кинетику сорбции урана и рения из растворов серной кислоты и бикар – боната в сильноосновных анионитах В0-020 и ВD-706, что обуславливает высокую эффективность их применения.

Ключевые слова: сорбция, десорбция, сорбент, элюент, элюат, масс-спектрометрия

Abuova F.U., Satanova B. M.*, Abuova A.U., Usen E.B., Soltanbek N.S., Maratlyly S., Mombai A.N., Erlankyzy A, Akambayeva D.M.

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

(*E-mail: abuova_fu@enu.kz, *satanova_bm_2@enu.kz, abuova_au@enu.kz, sns.nurgul@mail.ru, sultan2609@enu.kz, erbol_usen@mail.ru, adeliymm@mail.ru, ajdanaerlankyzy14@gamil.com, din.akambaeva@icloud.com)

Study of sorption properties and quantum-chemical modeling of composite materials in relation to uranium (VI) ions

Abstract. The results of the conducted experiments on uranium sorption and their cohabitation in different anionites are presented. Uranium is well absorbed only when anionite is prepared in the form of sulfate and is converted from sulfate-containing and less concentrated, carbonate-containing solutions to a sorbent. Research has been carried out on The Associated production of technological solutions for underground leaching of uranium with a rhenium content of up to 1.0 mg/L and a concentration of sulfuric acid - up to 3 g/l. In the process of underground leaching, rhenium, like uranium, passes into solution in the form of soluble ions. The task of obtaining and separating rhenium is closely related to the form of life of ions in solution. For a comparative assessment of the sorption properties of some modern anionites in the transport of uranium and rhenium, studies have been conducted on the joint sorption of these metals from model sulfate and bicarbonate solutions. During joint sorption of uranium and rhenium from solutions, it is advisable to use strong-based anionites of a macroporous structure. The best results for joint sorption from model solutions were obtained in anionite grade B0-020, in which the static em - bone for uranium was 41.2 mg/g and for rhenium – 16.5 mg/g, as a result of which it was found that the sorption of perrenate ions in anionites occurs according to the ion exchange mechanism. Studies have revealed the kinetics of uranium and rhenium sorption from sulfuric acid and Bicar - Bonate solutions in strong-base anionites B0-020 and VD-706, which determines the high efficiency of their use.

Keywords: sorption, desorption, sorbent, eluent, eluate, mass

References

1. Johnson B.E, Santschi P.H, Chuang C.Y, Otosaka S, Collection of Lanthanides and Actinides from Natural Waters with Conventional and Nanoporous Sorbents, Environ. Sci.Technol. № 20, 1121–1125(2015), DOI: <https://doi.org/10.1022/es204192r>
2. Zhang W, Ye G, Chen J, New Insights into the Uranium Adsorption Behavior of Mesoporous SBA-15, Silicas Decorated with Alkylphosphine Oxide Ligands // RSC Adv. V. 6. № 2, 1210–1217(2016), DOI: <https://doi.org/10.1039/C5RA55636B>
3. Johnson B.E, Santschi P.H, Shane Addleman R, Douglas M, Davidson J.D, Fryxell G.E., Schwantes J.M. Collection of Fission and Activation Product Elements from Fresh and Ocean Waters: a Comparison of Traditional and Novel Sorbents, Appl. Radiat. Isot. № 1, 205–216(2021), DOI <https://doi.org/10.1016/j.apradiso.2010.07.035>.
4. Efranov E, Renii: na osrtie technisheskogo progressa[Rhenium: At the Cutting Edge of Technological Progress], Metali Eurasia[Metals of Eurasia], №3, p.36—38(2017) [in Russian]
5. Fazlullin M. I, Skvajinnoe podzemnoe vischelachivanie metallov[In-situ leaching of metals], Vestnik rossiiskoi akademii estestvennih nauk[Bulletin of the Russian Academy of Natural Sciences], № 5, p. 40–50(2013) [in Russian]
6. Troshkina I. D, Veselova O. A, Vatsura F. Ya, Zakharyan S. V, Serikbay A. U, Sorbciya reniya iz sernokislih rastvorov impregnatami_ soderjaschimi trialkilamin [Sorption of rhenium from sulfuric acid solutions using impregnates containing trialkylamine], Izvestiya vuzov. Cvetnaya metallurgiya [Universities News. Non-ferrous Metallurgy]. №5, p. 42–49(2021) [in Russian]
7. Zagarodnyaya A. N, Abisheva Z. S, Sharipova A. S, Zhumabekov Zh. Zh, Polupromishlennye ispitaniya sorbcionnoi tehnologii reniya iz stochnih vod ot promivki metallurgicheskikh gazov mejnogo zavoda [Pilot tests of sorption technology of rhenium from wastewater from washing of metallurgical gases of the inter-plant], Cvetnie metallic [Non-ferrous metals]. №1, p. 49—53(2016) [in Russian]
8. Blokhin A. A, Mikhailenko M. A, Processi ionoobmennoi sorbcii v gidrometallurgii reniya [Ion-exchange sorption processes in rhenium hydrometallurgy], Cvetnie metallic [Non-ferrous metals] №10, p. 18—27(2016) [in Russian]
9. Vasilenok O. P, Ruziev B. T, Ivanova I. A, Rol i vliyanie okislitelei primenyaemih pri podzemnom vischelachivanii urana na poputnoe izvlechenie reniya [The role and influence of oxidizing agents used in underground leaching of uranium on the associated extraction of rhenium], Gornyy zhurnal [Mining magazine], №9, p. 74—77(2008) [in Russian]
10. Rychkov V.N, Smirnov A. L, Gortsunova K. R, Sorbtsiya urana iz rastvorov podzemnogo vyshchelachivaniya sil'noosnovnymi anionitami [Sorption of uranium from in-situ leaching solutions using strongly basic anion exchangers], Radiokhimiya [Radiochemistry]. №1, p. 35–38(2014) [in Russian]
11. Kurbanov M. A, Sharafutdinov U. Z, Karimov N. M, Osnovnyye printsipy issledovaniy v oblasti tekhnologii izvlecheniya reniya iz rastvorov podzemnogo vyshchelachivaniya urana v usloviyakh RU-5 NGMK [Basic principles of research in the field of technology for extracting rhenium from uranium in-situ leaching solutions under conditions of RU-5 NMMC], Ratsional'noye ispol'zovaniye mineral'nogo i tekhnogennogo syr'ya v usloviyakh Industrii 4.0. Sbornik materialov Mezhdunarodnoy nauchno-prakticheskoy konferentsi [Rational use of mineral and man-made raw materials in the context of Industry 4.0. Collection of materials of the International scientific and practical conference]. p.114—115(2014) [in Russian]

12. M. T. Kehinde Shola Obayomi, S. Y. Lau, M. Danquah, T. Chiong, Advances in graphene oxide based nanobiocatalytic technology for wastewater treatment, (2022), DOI: <https://doi.org/10.1016/j.enmm.2022.100647>
13. A.K. Prajapati, M.K. Mondal, Comprehensive kinetic and mass transfer modeling for methylene blue dye adsorption onto CuO nanoparticles loaded on nanoporous activated carbon prepared from waste coconut shell, J. Mol. Liq. №307, 112949, DOI: <https://doi.org/10.1016/j.molliq.2020.112939>
14. S. Biswas, J. Fatema, T. Debnath, T.U. Rashid, Chitosan–clay composites for wastewater treatment: a state-of-the-art review, ACS ES T Water №1(5), 1055–1085(2021), DOI: <https://doi.org/10.1021/acsestwater.0c00207>
15. S. Sarode, et al., Overview of wastewater treatment methods with special focus on biopolymer chitin-chitosan, Int. J. Biol. Macromol. №121, 1086–1100(2020), DOI: <https://doi.org/10.1016/j.ijbiomac.2018.10.089>
16. E. Cohen, E. Poverenov, Hydrophilic chitosan derivatives: synthesis and applications, Chem. - A Eur. J. №28(67), 5–55(2022), DOI: <https://doi.org/10.1002/chem.202202156>
17. P. Pal, A. Pal, K. Nakashima, B.K. Yadav, Applications of chitosan in environmental remediation: a review, Chemosphere №266, 128934(2021), DOI: <https://doi.org/10.1016/j.chemosphere.2020.128934>
18. M. Sarabaegi, M. Roushani, H. Hosseini, S.J. Hoseini, M. Bahrami, Facile synthesis of a covalent organic framework (COF) based on the reaction of melamine and trimesic acid incorporated electrospun nanofiber and its application as an electrochemical tyrosinamide aptasensor, New J. Chem. №44 (35), 14922–14927(2020), DOI: <https://doi.org/10.1039/d0nj02837a>
19. A. Alkhouzaam, H. Qiblawey, M. Khraisheh, M. Atieh, M. Al-Ghouti, Synthesis of graphene oxides particle of high oxidation degree using a modified Hummers method, Ceram. Int. №46 (15), 23997–24007(2020), DOI: <https://doi.org/10.1016/j.ceramint.2020.06.177>
20. A. Kumar, J. Jeyabalan, V. Priyan, C. Charan Patra, S. Narayanasamy, Fabrication of a novel biopolymer adsorbent with high adsorptive capacity towards organic dyes, Ind. Crop. Prod. №203 (July), 117166 (2023), DOI: <https://doi.org/10.1016/j.indcrop.2023.117166>
21. X. Zhong, Z. Lu, W. Liang, B. Hu, The magnetic covalent organic framework as a platform for high-performance extraction of Cr(VI) and bisphenol a from aqueous solution, J. Hazard. Mater. №393(February), 122353(2020), DOI: <https://doi.org/10.1016/j.jhazmat.2020.122353>
22. H. Ge, Z. Ma, Microwave preparation of triethylenetetramine modified graphene oxide/chitosan composite for adsorption of Cr(VI), Carbohydr. Polym. №131 (Vi), 280–287 (2015), DOI: <https://doi.org/10.1016/j.carbpol.2015.06.025>
23. J. Aixart, F. Díaz, J. Llorca, J. Rosell-Llompart, Increasing reaction time in Hummers' method towards well exfoliated graphene oxide of low oxidation degree, Ceram. Int. №47 (15), 22130–22137(2021), DOI: <https://doi.org/10.1016/j.ceramint.2021.04.235>
24. C. Buttersack, Modeling of type IV and v sigmoidal adsorption isotherms, PCCP №21 (10), 5614–5626(2019), DOI: <https://doi.org/10.1039/c8cp07751g>
25. C.N. Lunardi, A.J. Gomes, F.S. Rocha, J. De Tommaso, G.S. Patience, Experimental methods in chemical engineering: zeta potential, Can. J. Chem. Eng. № 99 (3), 627–639(2021), DOI: <https://doi.org/10.1002/cjce.23914>
26. E.D. Revellame, D.L. Fortela, W. Sharp, R. Hernandez, M.E. Zappi, Adsorption kinetic modeling using pseudo-first order and pseudo-second order rate laws: a review, Clean. Eng. Technol. №1 (December), 100032 (2020), DOI: <https://doi.org/10.1016/j.clet.2020.100032>

27. R. Ezzati, Derivation of pseudo-first-order, pseudo-second-order and modified pseudo-first-order rate equations from Langmuir and Freundlich isotherms for adsorption, Chem. Eng. J. №392 (September), 23705(2020), DOI: <https://doi.org/10.1016/j.cej.2019.123705>

28. Z. You, N. Zhang, Q. Guan, Y. Xing, F. Bai, L. Sun, High sorption capacity of U(VI) by COF-based material doping hydroxyapatite microspheres: kinetic, equilibrium and mechanism investigation, J. Inorg. Organomet. Polym. Mater. №30(6), 1966–1979(2020), DOI: <https://doi.org/10.1007/s10904-019-01420-9>

Авторлар туралы мәліметтер

Абуова Ф.У. – PhD, доцент, Л.Н. Гумилев атындағы Еуразия ұлттық университеті, Қажымұқан көш., 13, Астана, Қазақстан.

Сатанова Б.М. – хат-хабар авторы, PhD, оқытушы, Л.Н. Гумилев атындағы Еуразия ұлттық университеті, Қажымұқан көш., 13, Астана, Қазақстан

Абуова А.У. – PhD, доцент, Л.Н. Гумилев атындағы Еуразия ұлттық университеті, Қажымұқан көш., 13, Астана, Қазақстан.

Солтанбек Н.С. – PhD, оқытушы, Л.Н. Гумилев атындағы Еуразия ұлттық университеті, Қажымұқан көш., 13, Астана, Қазақстан

Усен Е.Б. – Магистрант, Л.Н. Гумилев атындағы Еуразия ұлттық университеті, Қажымұқан көш., 13, Астана, Қазақстан.

Маратұлы С. – Магистрант, Л.Н. Гумилев атындағы Еуразия ұлттық университеті, Қажымұқан көш., 13, Астана, Қазақстан.

Момбай А.Н. – Магистрант, Л.Н. Гумилев атындағы Еуразия ұлттық университеті, Қажымұқан көш., 13, Астана, Қазақстан.

Ерланқызы А. – Студент, Л.Н. Гумилев атындағы Еуразия ұлттық университеті, Қажымұқан көш., 13, Астана, Қазақстан.

Акамбаева Д.М. – Студент, Л.Н. Гумилев атындағы Еуразия ұлттық университеті, Қажымұқан көш., 13, Астана, Қазақстан.

Information about authors:

Abuova F. – PhD, Associate Professor, L.N. Gumilyov Eurasian National University, 13 Kazhymukan str., Astana, Kazakhstan

Satanova B. – the corresponding author, PhD, L.N. Gumilyov Eurasian National University, 13 Kazhymukan str., Astana, Kazakhstan

Abuova A. – PhD, Associate Professor, L.N. Gumilyov Eurasian National University, 13 Kazhymukan str., Astana, Kazakhstan

Usen E.B. – Master's student, L.N. Gumilyov Eurasian National University, 13 Kazhymukan str., Astana, Kazakhstan.

Soltanbek N.S. – PhD, L.N. Gumilyov Eurasian National University, 13 Kazhymukan str., Astana, Kazakhstan

Maratyly S. – Master's student, L.N. Gumilyov Eurasian National University, 13 Kazhymukan str., Astana, Kazakhstan.

Mombai A.N. – Master's student, L.N. Gumilyov Eurasian National University, 13 Kazhymukan str., Astana, Kazakhstan.

Erlankyzy A. – student, L.N. Gumilyov Eurasian National University, 13 Kazhymukan str., Astana, Kazakhstan.

Akambayeva D.M. – student, L.N. Gumilyov Eurasian National University, 13 Kazhymukan str., Astana, Kazakhstan.

Сведения об авторах:

Абуова Ф.У. – PhD, доцент, Евразийский национальный университет имени Л.Н. Гумилева, ул. Кажымукана, 13, Астана, Казахстан.

Сатанова Б.М. – автор для корреспонденции, PhD, Евразийский национальный университет имени Л.Н. Гумилева, ул. Кажымукана, 13, Астана, Казахстан.

Абуова А.У. – PhD, доцент, Евразийский национальный университет имени Л.Н. Гумилева, ул. Кажымукана, 13, Астана, Казахстан.

Усен Е.Б. – Магистрант, Евразийский национальный университет имени Л.Н. Гумилева, ул. Кажымукана, 13, Астана, Казахстан.

Солтанбек Н.С. – PhD, Евразийский национальный университет имени Л.Н. Гумилева, ул. Кажымукана, 13, Астана, Казахстан.

Маратұлы С. – Магистрант, Евразийский национальный университет имени Л.Н. Гумилева, ул. Кажымукана, 13, Астана, Казахстан.

Момбай А.Н. – Магистрант, Евразийский национальный университет имени Л.Н. Гумилева, ул. Кажымукана, 13, Астана, Казахстан.

Ерланқызы А. – Студент, Евразийский национальный университет имени Л.Н. Гумилева, ул. Кажымукана, 13, Астана, Казахстан.

Акамбаева Д.М. – Студент, Евразийский национальный университет имени Л.Н. Гумилева, ул. Кажымукана, 13, Астана, Казахстан.



Copyright: © 2025 by the authors. Submitted for possible open access publication under the terms and conditions of the Creative Commons Attribution (CC BY NC) license (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>).



ХҒТАР 29.05.15

<https://doi.org/10.32523/2616-6836-2025-153-4-73-87>

Ғылыми мақала

Кванттық механиканың стохастылық сипаты

Т.Б. Қоштыбаев¹, Ш. Алиев², М.Е. Алиева^{3*}, К.К. Жантлеуов³, Н.А. Сандибаева¹,
А.Т. Жавлиева¹

¹Қазақ ұлттық қыздар педагогикалық университеті, Алматы, Қазақстан

²И. Арабаев атындағы Қырғыз мемлекеттік университеті, Бішкек, Қырғызстан

³Абай атындағы Қазақ ұлттық педагогикалық

(E-mail: ¹koshtybayev70@mail.ru, ²alidoc2010@mail.ru, ³moldir-2008@mail.ru,
³Kzhantleuov@mail.ru, ¹nazirasandibaeva@gmail.com, ¹zhavliyeva.11@gmail.com)

Андатпа. Кванттық механиканы ықтималдылықтар теориясы терминінде тұжырымдау, бейнелеу және сипаттау мәселесі көтеріліп, ол белгілі бір ұстанымдар мен қағидаларға негізделген есептеулер арқылы шешілді. Нақтылай тоқталар болсақ, квантты–механикалық операторға тиесілі шаманың импульстік көріністегі бір өлшемді орташа мәні комплексті сипаттағы квазиықтималдылық функциясы арқылы өрнектелді. Жүйенің күйі тығыздық матрицасы арқылы сипаталатын жағдай үшін квазиықтималдылық функцияның өрнегі табылды, сол арқылы Гамильтон операторының классикалық үлгісімен сәйкес келетін және сәйкес келмейтін сандық көрінісі қарастырылды. Стационарлық жағдай үшін квазиықтималдылық функциясы бойынша орташаланған өрнектер анықталды. Квазиықтималдылық функциясының көмегімен комплексті фазалық кеңістікте өтетін қандай да бір стохасты процестер тығыздық матрицасына арналған дифференциалдық теңдеу арқылы зерттелді. Аталған теңдеу Планк тұрақтысы нөлге тең болған кезде кванттық құбылыстарға арналған Лиувилл теңдеуіне және квазиықтималдылық функциясының кәдуілгі ықтималдылыққа айналатындығы дәлелденді. Ықтималдылық тығыздығына арналған теңдеуден диффузиялық марктік процеске арналған Фоккер–Планк теңдеуіне құрылымдық жағынан ұқсас болып келетін жуықталған комплекстік теңдеуге ауысу жағдайлары көрсетілді. Кездейсоқ процестер мен квазиықтималдылық функциясының арасындағы байланыстарды анықтап беретін комплексті теңдеуге сәйкес келетін және кванттық–механикалық есептеулерге қажетті барлық мәліметтерді қамитын стохастылық дифференциалдық теңдеулер шығарылып көрсетілді. Толқындық функцияның ерекшелігіне сәйкестендірілген квазиклассикалық стохасты дифференциалды теңдеулер мен квазиклассикалық жуықтаулардағы қозғалыс теңдеулерінің жүйесі шығарылып алынды. Барлық есептеу нәтижелері егжей–тегжейлі талқыланып, қажетті қорытындылар жасалды.

Түйін сөздер: стохастылық теңдеулер, кездейсоқ процестер, толқындық функция, ықтималдылық тығыздығы, квантты–механикалық орташа, оператор, тығыздық матрицасы, үлестірім функциясы.

Жіберілді 25.10.2025. Өзгертілді 21.11.2025. Қабылданды 27.11.2025. Онлайн қол жетімді 25.12.2025.

Кіріспе

Стохастылық ұғымы кездейсоқтық немес анықталмағандық секілді түсініктерге сәйкес келгенімен, оның грек тіліндегі баламасы мақсат, болжау дегенді білдіреді. Біздің жағдайымызға осы болжау нұсқасы дұрыс келетін сияқты. Себебі, кванттық жүйедегі стохасты процестер шектеулі заңдылықтар шеңберінде қалып қоймайды, яғни процестер кезінде жүйенің күйлері болжамды, кездейсоқ шамалар арқылы сипатталатын болады. М. Кац пен Э. Нельсонның пікірлеріне сүйенсек, жүйедегі процестер ықтималдылықтар теориясының терминінде кездейсоқты, стохастылық сипатта өтеді. Стохастылық терминін алғаш рет математик В. Борткевич *болжам жасау* мағынасында қолданған, ал оған дейін бұл ұғым Я. Бернуллидің *Ars Conjectandi* (сәуекелдік өнері) еңбегінде жан-жақты талданып көрсетілген еді. Математикадағы ықтималдылықтар теориясы және математикалық статистика атты үлкен бөлімдер кездейсоқ шамалар мен процестерді бақылаумен, зерттеумен айналысады. Ондағы заңдылықтар мен тұжырымдамалар математиканың басқа да бөлімдеріне әдістемелік аппарат ретінде қолданылып жүр [1]. Мысалы, оңтайландыру әдістері арқылы кездейсоқ процестер мен мәліметтерді статистикалық тұрғыдан өңдеуге болады. Жаратылыстану ғылымдарында да кездейсоқ процестер көптеп кездеседі, солардың бірі – Винерлік процестер, яғни газдың қысымын модельдеу деп аталады. Бұл модельде газдағы әрбір молекула өзіне бекітілген жол (іздің) бойымен қозғалғанымен, молекулалардан құрылған шоғырдың қозғалысын есептеп шығару және оның сипатын алдын-ала болжау қиын мәселе екендігі көрсетілген. Осы секілді математикалы-статистикалық модельдер мен әдістер қазіргі заманға ғылыми зерттеулердің негізін құрайды, мысалы: корреляциялық және регрессиялық модельдер, негізгі компоненттер тәсілі, кластерлік талдау, статистикалық сынақтар (Монте–Карло) әдісі. Стохастық теориян физиканың барлық бөлімдеріне қолданса болады, әсіресе оның статистикалық физика, конденсрлік күй физикасы, қатты денелер физикасы, элементар бөлшектер физикасы мен стохастық резонанс атты құбылыс үшін маңызы ерекше.

Ашық кванттық жүйелерді модельдеу бағытындағы зерттеулер Н.Н. Боголюбов пен Н.М. Крыловтың сонау 1939 жылғы жарық көрген еңбектерінен бастау алады. Одан кейінгі кезеңдерде жүргізілген ғылыми жұмыстардағы орын алған басты қиындық–кванттық кездейсоқ процесс ұғымының мағынасына дұрыс мазмұнның берілмеуі. Аталған қиындықтан шығу үшін А. Коссаковский кванттық динамикалық жарты топтар ұғымын енгізді, оның әрі қарай дамуына Г. Линдبلادтың қосқан үлесі зор болды. Коммутатты емес сипаттағы бұл ұғым–марктік кездейсоқ процестер теориясындағы операторлық топтардың жалпыламалық бейнесі (үлгісі, нұсқасы). Ол кванттық жүйенің эволюциясын оның өткен күйлері арқылы емес, тек қазіргі нақты күйі бойынша сипаттауға арналған және Фоккер–Планк немесе Колмогоров–Чепмен теңдеулерінің коммутатты емес нұсқасы болып табылатын дифференциалды теңдеулер арқылы сипатталады. Кванттық механикадағы стохастылық тәсілдердің көмегімен кванттық және кездейсоқ процестер өзара әсерлесетін жүйелерді сипаттауға болады, бұл жерде стохастылық процестер мен олардың стохастылық түсіндірмелері жаратылыстың негізгі заңдарының нәтижелері ретінде қабылданады. Осы және осы секілді тәсілдер жүйенің

динамикасын марктік кездейсоқ процестерге ұқсас сипаттағы модельдермен зерттеуге мүмкіндік береді. Айта кету керек, марктік процестер жағдайында толқындық функция ықтималдылық тығыздығымен байланыстырыла қарастырылады. Аталған тәсілдер кванттық механиканың дәстүрлі принциптері мен тұжырымдамалары қауқарсыздық танытқан жағдайларда ғана қолданылады. Кванттық-стохастық көзқарас (КСК) кванттық механиканың негізгі принциптері мен стохастық процестердің бірігуіне (үйлесімділігіне) негізделген және қазіргі заманғы технология мен есептеу жолдарының жетілдірілуі арқысында өміршең болып отыр. Сонымен бірге, КСК мүмкіндігінің жоғарылауына серпін беретін тағы бір жағдай-дәстүрлі тәсілдер мен модельдердің кейбір физикалық процестерді шынайы түрде сипаттап, түсініре алмауында. Дәлірек айтсақ, қолданыстағы дәстүрлі статистикалық тәсілдердің көмегімен макроскоптық жүйелердегі кванттық эффекттерді немесе болжауға мүмкін болмайтын стохастылық процестер мен кванттық күйлердің өзара әсерлесулерін жеткілікті дәрежеде зерттеу қиындық келтіретіні жасырын емес. Тек КСК пайда болғалы бері күрделі жүйелер мен процестерді дәл, әрі егжей-тегжейлі модельдеуге мүмкіндіктер ашылды. КСК құбылыстың кванттық және стохастылық табиғаттарына тұтас қарауды ұсынады, бұл жағдай олардың жекелей ерекшеліктері мен бір-біріне деген ықпалын ескеруге қолайлылық туғызады. Жүйеде өтетін стохастық процестер кезінде кездейсоқ флуктуациялар немесе айнымалылар маңызды рөл атқаратыны ақиқат [1,2]. Жүйенің келешектегі жай-күйі кездейсоқ шамалар мен шуларға тәуелді болғандықтан, кездейсоқ флуктуациялар немесе айнымалылар туралы толықтай мәлімет бере алмаймыз. Сондай жағдайлардың мысалына броундық қозғалысты келтіруге болады. Кванттық жүйелердің өздері кездейсоқ және болжап болмайтын жағдайларда өмір сүреді деуге болады. Кванттық нысандардың (бөлшектер немесе өрістер) басқа да нысандармен және қоршаған ортамен әсерлесуі олардың күйлерінің флуктуациясы мен стохастылығының жоғарылауына себепкер болады.

Квантты-механикалық зерттеуді кездейсоқ процестер теориясы арқылы жүргізуге деген талпыныстардың жасалуы заңды құбылыс, себебі кездейсоқтық сипат кванттық құбылыстардың табиғаты кездейсоқтыққа негізделгені әу бастан белгілі жағдай. Алайда, толқындық функцияның тікелей ықтималдылық мағынасының болмауынан кванттық процеске толықтай кездейсоқтық сипат беруге болмайды. Шредингер өзінің толқындық функциясын ықтималдылық теориясының классикалық үлгісінен шығарып алғысы келді. Осы идеяны негізге ала отырып ұсынылып отырған мақалада кванттық механиканы ықтималдылықтар терминдері (үлестірім функциясы) арқылы көрсету мәселесі шешілетін болады. Бұл жерде кванттық механиканың жаңа бір кейіпі ұсынылған деп түсініп қалмау керек, біз бар болғаны қолданбалы және практикалық есептеулер үшін пайдалы болатын баламалы көзқарасты туралы баяндайтын боламыз. Бұл ретте кванттық механикада қамтылған құбылыстар мен процестердің ішінде стохастылық сипаты барларына ерекше тоқталып, соларға қатысты бірқатар есептеулерді орындайтын боламыз. Атап айтқанда, квантты-механикалық операторға қатысты шаманың импульстік көріністегі бірөлшемді орташасын комплексті сипаттағы квазиықтималдылық функциясы арқылы өрнектеу. Квазиықтималдылық

функцияның өрнегін тығыздық матрицасы арқылы жазу. Стационарлық жағдайдағы квазиықтималдылық функциясы бойынша орташаланған өрнектерді анықтау. Квазиықтималдылық функциясы арқылы комплексті фазалық кеңістіктегі стохастлық процесті қарастыру мәселесін тығыздық матрицасына арналған дифференциалдық теңдеу арқылы шешу. Ықтималдылық тығыздығына арналған теңдеуден диффузиялық марктік процеске арналған Фоккер–Планк теңдеуіне құрылым жағынан сәйкес келетін жуықталған комплекстік теңдеуге ауысу жағдайлары көрсетілді. Кездейсоқ процестер мен квазиықтималдылық функциясының арасындағы байланыстарды анықтап беретін комплексті теңдеуге сәйкес келетін және кванттық–механикалық есептеулерге қажетті барлық мәліметтер қамтылған стохастылық дифференциалдық теңдеулерді шығарып көрсету. Квазиклассикалық жуықтаулардағы қозғалыс теңдеулерінің жүйесін шығарып алу.

Әдіснама

Стохастылық кванттық процестерді зерттеп, зерделеу үшін ашық жүйелердің кванттық теориясы мен ықтималдылықтар теориясының әдістері, сонымен бірге стохастылық интегралдар мен кванттық теңдеулер секілді арнайы математикалық аппараттар қолданылады. Түйінді (маңызды) материалдар қатарына Линдبلاد теңдеуін, стохастылық дифференциалдық теңдеулерді (СДТ) және тығыздық матрицаларын жатқыза аламыз. Бұлар сыртқы шулар мен кездейсоқ флуктуациялардың кванттық жүйеге әсерлерін ескеруге жағдай жасайды. Сыртқы ортамен әсерлесе алатын жүйелерді зерттейтін заңдылықтар тобына ашық жүйелердің кванттық теориясы деп қарауға болады. Бұл әсерлесулер энергияның диссипаттылығы мен декогеренттілігіне жеткізеді, сондықтан да олар стохастылық процестер тізіміне қосылады [2,3]. Линдبلاد теңдеу сыртқы шулар мен диссипаттылық әсердегі кванттық жүйенің динамикасын сипаттап бере алады. Ал, тығыздық матрицасы–аралас және шатасқан күйлердегі кванттық жүйені толығымен егжей–тегжейлі зерттей алатын математикалық нысан. СДТ кездейсоқ құраушылары (компоненттері) бар процестерді модельде үшін, басқаша айтқанда кванттық жүйенің іс–әрекетін болжау мақсатында қолдануға болады. Кванттық механикадағы бөлшектер болжауға келетін нысандар сипатында емес, керісінше ықтималдылық заңдылықтар шеңберінде өмір сүреді және олардың жай–күйі толқындық функциялар арқылы сипатталынатыны белгілі. Стохастылық тәсілдер болса кездейсоқтыққа табиғаттың іргелі (фундаменталды) бөлігі ретінде қаруға негізделген.

Нәтижелер мен Талқылау

Алдымен теріс мәнді де, нақтылы да емес квазиықтималдылық функциясын енгізіп алайық (оның мағынасы алдағы есептеулер барысында айқындалатын болады). Қандай да бір жалпылама $L^{\wedge}$ операторына тиесілі L шамасының тек x айнымалысы бойынша квантты–механикалық орташасын төмендегідей өрнек арқылы анықтауға болады:

$$\bar{L} = \int \psi^*(x) \hat{L} \left(-i\hbar \frac{\partial}{\partial x} \right) \psi(x) dx \quad (1)$$

Осы өрнектегі толқындық $\psi(x)$ функцияны импульс операторының меншікті функциялары бойынша жіктеп, нәтижені (1)-ге қойып, мынадай теңдікке қол жеткіземіз:

$$\bar{L} = \int \frac{dx dp}{2\pi\hbar} \psi^*(x) c(p) \hat{L} \exp \left\{ \frac{ipx}{\hbar} \right\} \equiv \int dx dp \omega(x, p) L(x, p) \quad (2)$$

Мұндағы

$$\omega(x, p) = \frac{1}{2\pi\hbar} \psi^*(x) c(p) \exp \left\{ \frac{ipx}{\hbar} \right\} \quad (3)$$

үлестірім функциясы, ал $L(x, p)$ – $\hat{L}$ операторының $\exp \left\{ \frac{ipx}{\hbar} \right\}$ функциясына әсер етуінен пайда болған $\hat{L}$ оператордың сандық көрінісі (бейнесі). Бұл есептеулер L шамасының квантты-механикалық орташасын кәдімгі (дәстүрлі) ықтималдылықтар теориясының терминдері түрінде (сипатында) өрнектеу, яғни үлестірім функциясынан алынған интегралдың L -ге көбейтіндісі арқылы анықтау мақсатында жүргізіліп отырғандығын айтып өту қажет. Тек ықтималдылықтар теориясы ұғымынан басты айырмашылық (ерекшелік) – үлестірім функциясының комплексті болуында. Мұндай функция *квазиықтималдылық функция* деп аталады. Осы келтірілген тұжырымдамалар бойынша $L(x, p)$ функциясын да комплексті деп санауға болады [4]. Жүйенің күйі $\rho(x, x')$ кейіптегі тығыздық матрицасы арқылы сипаталған жағдайда екі параметрлік квазиықтималдылық функциясы мына түрде анықталады:

$$\omega(x, p) = \frac{1}{2\pi\hbar} \int \rho(x, x') \exp \left\{ ip \left(\frac{x-x'}{\hbar} \right) \right\} dx' \quad (4)$$

Координата мен импульс ықтималдылықтарының $\omega(x)$ және $\omega(p)$ бір параметрлік тығыздықтары (4) – арқылы берілген квазиықтималдылық функциясы арқылы анықталатынын түсіну қиын емес:

$$\omega(x) = \int \omega(x, p) dp = \int \frac{dx' dp}{2\pi\hbar} \exp \left\{ \frac{ip(x-x')}{\hbar} \right\} \rho(x', x) = \int \delta(x-x') \rho(x', x) dx' = \rho(x, x) \quad (5)$$

Енді осы келтірілген тұжырымдамалардың іс-жүзіндегі қолданысы ретінде $\hat{H}$ және $\hat{H}^2$ операторларының с-көріністегі өрнектерін жазып өтейік. Гамильтон операторының $\exp \left\{ \frac{ipx}{\hbar} \right\}$ функциясына әсері

$$\hat{H} \exp \left\{ \frac{ipx}{\hbar} \right\} = \left(\frac{p^2}{2m} + U(x) \right) \exp \left\{ \frac{ipx}{\hbar} \right\}$$

болса, осыдан

$$H(x, p) = \frac{p^2}{2m} + U(x) \quad (6)$$

яғни, бұл классикалық үлгімен сәйкес келіп отыр. Алайда, $\hat{H}^2$ операторының $H^2(x, p)$ түріндегі с-көрінісі $H^2(x, p)$ -ға тең болмайды. Шынында да, $\hat{H}^2$ операторының $\exp \left\{ \frac{ipx}{\hbar} \right\}$ функциясына әсері

$$\hat{H}^2 \exp \left\{ \frac{ipx}{\hbar} \right\} = H_2(x, p) \exp \left\{ \frac{ipx}{\hbar} \right\} \quad (7)$$

Осыдан

$$H_2(x, p) = \left(\frac{p^2}{2m} + U(x) \right)^2 - \frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2 U}{dx^2} - \frac{i\hbar p}{m} \frac{dU}{dx} \quad (8)$$

Стационарлық жағдайда $\langle H_2(x, p) \rangle = \langle H^2(x, p) \rangle$ теңдігі орындалады және бұдан

$$\frac{\hbar}{2} \left\langle \frac{d^2 U}{dx^2} \right\rangle + i \left\langle p \frac{dU}{dx} \right\rangle = 0 \quad (9)$$

Бұл теңдіктегі $\langle \rangle$ белгі квазиықтималдылық функциясы бойынша орташалау дегенді білдіреді [5,6]. $U=ax^2+bx+c$ түрдегі квадраттық потенциал жағдайында (6)–қатынас мынадай ықшамды кейіпке келеді: $\langle xp \rangle = \frac{i\hbar}{2}$.

Енді квазиықтималдылық функцияның (4)–түрдегі жазылу үлгісі арқылы комплексті фазалық кеңістіктегі қандай да бір стохастылық процесті сипаттауға болатындығын дәлелдейік. Ол үшін төмендегі тығыздық матрицасына арналған теңдеу қоданылады:

$$i\hbar \frac{\partial \rho(x, x', t)}{\partial t} = (\hat{H} - \hat{H}') \rho(x, x', t) \quad (10)$$

$U(x')$ потенциялын x нүктесінде Тейлор қатарына жіктеп, (10)-ның екі жағын x' координатасы бойынша Фурье түрлендірулерін қолдансақ, нәтижеде:

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} = -\frac{p}{m} \frac{\partial \omega}{\partial x} + \frac{dU}{dx} \frac{\partial \omega}{\partial p} - \frac{i\hbar}{2m} \frac{\partial^2 \omega}{\partial x^2} - \sum_{n=2}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n!} \left(\frac{\hbar}{i} \right)^{n-1} \frac{d^n U}{dx^n} \frac{\partial^n \omega}{\partial p^n} \quad (11)$$

Бұл теңдеуде $\hbar$ –қа қатыссыз мүшелер нақтылай жазылған, сондықтан бұл теңдеуді Лиувилл теңдеуінің кванттық жағдайлар үшін жазылған түрі деп қабылдауға болады, шынында да $\hbar=0$ шартында (11)-теңдеу аталған теңдеуге өтеді. Бұл жағдайда квазиықтималдылық кәдуілгі ықтималдылыққа (нақты оң мәнді функцияға) айналады. Сонымен бірге, (11)-теңдеу түр-сипаты жағынан марктік кездейсоқ процестің ықтималдылық тығыздығына арналған дифференциалдық кейіптегі Смолуховский теңдеуіне де сәйкес келеді. (11)-теңдеудің оң жағындағы қатар тезірек жинақталады деп алып және $\hbar$ бойынша құраушылардың бірінші дәрежесі бойынша ғана мүшелерді сақтай отырып төмендегідей жуықталған теңдеуге өте аламыз:

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} = -\frac{p}{m} \frac{\partial \omega}{\partial x} + \frac{dU}{dx} \frac{\partial \omega}{\partial p} - \frac{i\hbar}{2m} \frac{\partial^2 \omega}{\partial x^2} - \frac{i\hbar}{2} \frac{d^2 U}{dx^2} \frac{\partial^2 \omega}{\partial p^2} \quad (12)$$

Бұл теңдеу құрылымы жағынан диффузиялық марктік процеске арналған белгілі Фокер–Планк теңдеуіне (ФПТ) сәйкес келетінін және (11) мен (12) теңдеулер комплекстік екендігін айта кетуіміз керек. (12)–теңдеудің көмегімен кездейсоқ процестер мен квазиықтималдылық функциясының арасындағы байланыстарға баға беруге болады, ол үшін осы теңдеуге сәйкес келетін СДТ алуды қарастырамыз. ФПТ оң мәнді диффузия коэффициенттері СДТ береді:

$$\dot{z} = \frac{p_z}{m} + (1 - i)\xi(t), \quad \dot{p}_z = -\frac{dU(z)}{dz} + \left(1 + i \operatorname{sign} \left(\frac{d^2 U}{dx^2} \right) \right) \eta(t) \quad (13)$$

Мұндағы ξ және η –гаусстық дельта–корреляцияланған кездейсоқ көздер;

$$\langle \xi(t)\xi(t+\tau) \rangle = \frac{\hbar}{2m} \delta(\tau) \quad (14)$$

$$\langle \eta(t)\eta(t+\tau) \rangle = \frac{\hbar}{2} \left| \frac{d^2 U}{dx^2} \right| \delta(\tau) \quad (15)$$

$$\langle \xi(t)\eta(t+\tau) \rangle = 0, \quad z = x + iy, \quad p_z = p_x + ip_y \quad (16)$$

Айта кетуіміз керек, $\hbar=0$ шартында (13)–теңдеулер комплекстілік табиғаты жойылады да Ньютонның классикалық теңдеуіне ауысады, ал $\omega(x,p)$ функциясы болса Лиувилл теңдеуін қанағаттандыратын нақты функцияға айналады. Ал, $\hbar \neq 0$ болған жағдайда (13)–комплекті СДТ үлестірі функциясы $Q(z, p_z)$ болатын диффузиялық марктік процесті сипаттайтын болады, әрине бұл жерде $Q(z, p_z)$ – кәдуілгі ықтималдылық мағынасындағы (нақты және теріс емес) және ФПТ қанағаттандыратын функция. Ол квазиықтималдылықпен мына түрде байланысқан:

$$\int L(x, p) \omega(x, p) dx dp = \int L(z, p_z) Q(z, p_z) d^2 z d^2 p_z \quad (17)$$

Егер де $L(x) = \exp\{i\lambda x\}$ болса (λ –параметр), онда теңдіктің оң жағындағы $\omega(x) = \rho(x, x)$ үлгісінде квантты–механикалық орташа үшін төмендегідей нәтиже аламыз:

$$\int \exp(i\lambda x) \omega(x) dx = \int \exp(i\lambda z) Q(z) d^2 z = \langle \exp(i\lambda z) \rangle_Q \quad (18)$$

яғни, $\omega(x)$ –тің Фурье түрлендіруі $\exp\{i\lambda x\}$ функциясының $Q(z)$ бойынша орташасына тең. Кері түрлендіру жасау арқылы $\omega(x)$ –тің $Q(z)$ арқылы жазылған өрнегін алуға болады:

$$\omega(x) = \frac{1}{2\pi} \int \langle \exp(i\lambda z) \rangle_Q \exp(-i\lambda x) d\lambda \quad (19)$$

(17) және (19) теңдеулерде СДТ негізделген барлық кванттық–механикалық есептеулерге қажетті деген мәліметтер қамтылған [7, 8].

Комплекті стохастылық дифференциалдық теңдеулерді (11)–теңдеумен зерттелетін жалпы жағдайлар үшін жазайық. Ол үшін тағы да (13)–ға әкелетін шарттар мен көзқарастырды басшылыққа алу керек болады. Марктік процестерге арналған СДТ мен ықтималдылық тығыздығының бірөлшемді теңдеуі арасындағы сәйкестілік ережелерін қолдану арқылы төмендегідей нәтижелерге қол жеткізуге болады:

$$\dot{z} = \frac{p_z}{m} + (1 - i)\xi(t) \quad (20)$$

$$\dot{p}_z = -\frac{dU}{dz} + \sum_{s=1}^M \Phi_s(z) \eta_s(t) \quad (21)$$

Бірінші тұрған (20)–теңдеу потенциалдың түр–сипатына тәуелсіз және ол бұрынғы кейпін өзгертпеді (13–тің бірінші теңдеуіне қараңыз), себебі (11)–теңдеуде x бойынша алынатын туындылар екінші дәрежеден аспады. (21)–теңдеу болса жалпы саны M

тәуелсіз дельта-корреляцияларға тәуелді болып қалды. Бұл теңдеудегі M және Φ_z шамалары барлық $n \geq 2$ үшін төмендегі теңдікті қанағаттандыра алады:

$$-\left(\frac{\hbar}{i}\right)^{n-1} \frac{d^n U(z)}{dz^n} = \sum_{s=1}^M D_{n,s} \Phi_s^n(z) \quad (22)$$

Әрі қарай

$$\psi \sim \frac{1}{\sqrt{p}} \exp \left\{ \pm \left(\frac{i}{\hbar} \right) \int p dx \right\}, \quad (23)$$

$$p = \pm \sqrt{2m(E - U(x))} \quad (24)$$

түрдегі толқындық функция жағдайындағы квазиклассикалық СДТ шығарып алу мәселесін шешуді қарастыратын боламыз. Бұларды (14)–теңдеулермен салыстырсақ, тек (14в)–мен ғана айырмашылығы бар. (24)–ті p_z үшін жазайық:

$$p_z = \pm \sqrt{2m(E - U(z))} \quad (25)$$

Бұл шаманы бірімәнді етіп анықтау жолында мынадай қиындықтар [9] кездеседі: берілген бастапқы шарттарда екі түрлі уақыт мезеттері үшін p_z –тің екі түрлі мәндері сәйкес келеді. Осындай екі ұштылықты (бір мәнсіздікті) жою үшін $p_z(z)$ -тен $p_z(t)$ -ға ауысу керек болады. (25)–ті уақыт бойынша дифференциалдаған соң (20)–ны ескеретін болсақ, нәтижеде:

$$\dot{p}_z = \frac{-m \left(\frac{dU}{dz} \right) \dot{z}}{\pm \sqrt{2m(E - U(z))}} = -\frac{dU}{dz} \left(1 + \frac{1-i}{\frac{p_z}{m}} \xi(t) \right) \quad (26)$$

Осыны (20)–мен біріктіру арқылы квазиклассикалық жағдайдағы қозғалыс теңдеулерінің жүйесін аламыз:

$$\dot{z} = \frac{p_z}{m} + (1-i)\xi(t), \quad \dot{p}_z = -\frac{dU}{dz} \left(1 + \frac{1-i}{\frac{p_z}{m}} \xi(t) \right) \quad (27)$$

Бұл теңдеулерде энергия–комплекстік z және p_z шамаларының функциясы, яғни теңдеулердің әрбір шешімдерінде $E = \frac{p_z^2}{2m} + U(z)$ шамасы тұрақты болып отырады. Ал, (13) және (14)–стохастық дифференциалдық теңдеулерінде комплекссті фазалық кеңістіктегі әрбір траекторияның бойындағы энергияның флуктуациялары ескерілген.

Енді, осыған дейін алынған нәтижелерді жан-жақты талқылап өтейік. Комплекссті фазалық кеңістіктегі стохастылық траекториялар $Q(x, u, p_x, p_{y,t})$ –ықтималдылық функциясының уақыт бойынша өзгеру қарқынын модельдеп бере алады, ал өз кезегінде $Q(x, u, p_x, p_{y,t})$ функциясы болса, (19)–ға сәйкес, тығыздық матрицасына эквивалентті квазиықтималдылық функциясының эволюциясына $(\omega(x, p, t))$ қолдау көрсетеді. Ықтималдылық амплитудасынсыз-ақ барлық түрдегі квантты-механикалық орташаларды Q арқылы шығарып алуға болады [10, 11]. (13), (14) және (26)–теңдеулерінің шешімдерін анықтау үшін алдымен бұл теңдеулерге қойылатын бастапқы шарттарды белгілеп алуымыз қажет. СДТ үлестірім функциясының ағымына (өзгеру

жағдайларына) жауапты болғандықтан, бастапқы шарттар $\{x_0, y_0, p_{0x}, p_{0y}\}$ түрдегі мәндер жиіні арқылы беріледі де бастапқы күйлерге сәйкес келетін $Q\{x_0, y_0, p_{0x}, p_{0y}\}$ функцияларының салмағына қарай таралып (бөлініп, үлестіріліп) отырады. Үлестірім функциясының $t \neq 0$ уақыт мезетіне сәйкес келетін мәнін алу үшін СДТ бастапқы шарттардың жиынындағы әрбір мән үшін шешіп, жиындағы әрбір бастапқы мәнді ξ және η бойынша орталашалап шығу керек.

Алайда, қарастырылып жатқан бұл мәселе (жағдай, көзқарас, ұстаным) квазиклассикалық жағдайларға өткен кезде анағұрлым жеңілдейді (оңтайланады). Мысалы, екі немесе одан да көп бөлшектердің белгілі бір потенциал бойынша әсерлесулеріне қатысты есепте бөлшектің бастапқы күйін фазалық кеңістіктегі бір ғана нүкте арқылы сипаттауға болады. Осыған байланысты, көп бөлшекті жүйеге арналған Ньютон теңдеуін шешуге негізделген молекулалық динамика және классикалық траекториялар тәсілдерін кванттық механика үшін пайдалансақ кванттық механиканың стохасты сипатын едәуір ашып көрсету мәселесі айқынырақ шешілері анық. Бұл тәсілдерді кванттық әлемге қолдану кезінде оларды түбегейлі өзгертудің қажеттілігі жоқ, тек нақтылы фазалық айнымалыларды комплексті айнымалылармен алмастырып, алынған комплексті сипаттағы қозғалыс теңдеулеріне ξ және η секілді стохастылық құраушыларды қосу жеткілікті.

Қорытынды

Мақала тақырыбына сәйкес кванттық механиканы ықтималдылықтар теориясы терминінде көрсетуге қатысты мәселелер өз шешімдерін тапты деп айтуға болады. Квантты–механикалық операторға сәйкес келетін шаманың импульстік көріністегі орташасы комплексті квазиықтималдылық функциясы арқылы өрнектелді. Жүйенің күйін тығыздық матрицасы арқылы сипаттау жағдайындағы квазиықтималдылық функциясы анықталды. Осы арқылы Гамильтон операторының классикалық үлгімен сәйкес келетін және сәйкес келмейтін сандық көріністегі жазылу үлгісі көрсетілді. Стационарлық жағдайға сәйкес келетін квазиықтималдылық функциясы бойынша орташаланған өрнектер жазылды. Квазиықтималдылық функциясымен комплексті фазалық кеңістіктегі қандай да бір стохастылық процесті сипаттау мүмкіндігі тығыздық матрицасына арналған дифференциалдық теңдеу арқылы дәлелденді. Бірқатар есептеулердің көмегімен Планк тұрақтысының нөлге тең болатын жағдайында бұл теңдеу кванттық құбылыстарға арналған Лиувилл теңдеуіне ауысатындығы және де квазиықтималдылық функциясының кәдуілгі ықтималдылыққа айналатындығы (нақты оң мәнді функция кейпін өтетіндігі) көрсетілді. Ықтималдылық тығыздығының теңдеуінен құрылымы жағынан диффузиялық марктік процеске арналған Фокер–Планк теңдеуіне сәйкес келетін жуықталған комплекстік теңдеуге ауысу жағдайлары дәлелденді. Кездейсоқ процестер мен квазиықтималдылық функциясының арасындағы байланыстарды анықтау үшін алынған комплекстік теңдеуге сәйкес келетін және кванттық–механикалық есептеулерге қажетті барлық мәліметтер қамтылған стохастылық дифференциалдық теңдеулер алынды.

z және p_z шамаларына қатысты теңдеулердің стационарлығы мен қайтым-

дылығына тоқталар болсақ, жоғарыда келтірілген көзқарастар стационар шешімдерді анықтауды көздемейді, себебі стационарлы бастапқы шарттар алдын-ала беріледі (белгілі) деп есептеледі. Егер де стационарлы үлестірім функциясы анықталған болса, онда $\omega(x, p)$ –квазиықтималдылық функциясы уақыт бойынша белгісіз күйде қала береді. Бұл жағдайда $Q(z, p_{z,t})$ функциясы стационарлы бола алмайды. Айтылып жатқан осы мәселелерді тиянақтай келе мындай қорытынды жасауға болады: классикалық процестер секілді кванттық процестер де уақытқа қатысты қайтымды болып келеді, яғни $|\psi|^2$ -тың өзгеріс заңдылығы арқылы уақыттың бағытын анықтау мүмкін емес. Мақала теориялық сипатта болғандықтан, оған сандық әдістер бойынша модель құрылу жоспарланбады. Әрине, осындай модель құру арқылы (3), (4) және (11)–өрнектердегі параметрлерге сандық өлшемдер беру арқылы квантты–механикалық шамалар мен кездейсоқ шамалар арасындағы графиктік тәуелділіктерді көрсетуге болады. Бұларды авторлардың алдында тұрған келесі бір мәселелер тізбегі деп қабылдауға болады, яғни олар осы тұста айтылған тұжырымдамаларды алдағы уақытта іске асыруға мүдделі. Ол үшін мақала тақырыбына сәйкес келетін модел шарттарын құрып алу керек, одан соң арнайы алгоритм арқылы кез–келген тәуелділікті дифференциалдық теңдеулердің сипаттамалық графиктерін тұрғызуға мүмкін болады.

Авторлардың қосқан үлесі

Т.Б. Қоштыбаев – мақаланың теориялық физикаға қатысы болғандықтан, тақырыптың идеясы бойынша жоспарын түзіп, мақала мәтініндегі есептеулердің басым көпшілігін орындады. Солардың ішінде атап өтетіндері: квантты–механикалық операторға тиесілі шаманың импульстік көріністегі бір өлшемді орташа мәнін комплексті сипаттағы квазиықтималдылық функциясы арқылы өрнектеу; толқындық функцияның ерекшелігіне сәйкестендірілген квазиклассикалық стохастылық дифференциалдық теңдеулер және квазиклассикалық жуықтаулардағы қозғалыс теңдеулерінің жүйесін шығарып алу және т.с.с. Мақаланың талапқа сай рәсімделуіне де атсалысқан. Тақырыпқа сай қазіргі заманғы зерттеулерді саралап, әдебиеттер тізімін жасауға үлес қосқан. Ілеспе хатты әзірлеп, редакцияға жолдауды іске асыруға да басшылық жасаушы.

Ш. Алиев – мақаланың кіріспе бөлігіне қажетті материалдарды дайындады және мақаланың қорытынды бөлімін жазып шықты. Он тоғыз және жиырма екінші өрнектердің математикалық есептеулерін жүргізді.

М.Е. Алиева – жүйенің күйі тығыздық матрицасы арқылы сипаталатын жағдай үшін квазиықтималдылық функциясының өрнегін есептеп шығаруға атсалысушы. Сол арқылы Гамильтон операторының классикалық үлгісімен сәйкес келетін және сәйкес келмейтін сандық көрінісін сипаттауды орындаушы. Мақаланың талапқа сай рәсімделуіне де атсалысқан, аңдатпаның орыс және ағылшын мәтіндерін жазды, әдебиеттер тізімінің ағылшын нұсқасын жасады және мақаланы сайт арқылы редакцияға жолдады.

К.К. Жантлеуов – мақаладағы математикалық есептеулердің ережелер мен заңдылықтар аясында орындалуын қадағалады және Фоккер–Планк теңдеуіне құрылымдық жағынан ұқсас жуықталған комплекстік теңдеуге ауысу шарттарын ұсынды. Әдебиеттер тізімін жасақтау кезінде шетелдік басылымдарды саралап шықты.

Н.А. Сандибаева – стационарлық жағдай үшін квазиықтималдылық функциясы бойынша орташаланған өрнектерін анықтап шықты және мақаланы редакциялауға атсалысты. Квазиықтималдылық функциясының көмегімен комплексті фазалық кеңістікте өтетін қандай да бір стохастылық процестер тығыздық матрицасына арналған дифференциалдық теңдеу арқылы зерттеулерді жүргізді. Мақаланың қорытынды бөлімін жазуға атсалысушы. Пайдаланылған әдебиеттер тізіміндегі дереккөздердегі тақырыптың ауқымын белгілеуші.

А.Т. Жавлиева – ықтималдылық тығыздығына арналған теңдеуден диффузиялық марктік процеске арналған Фокер–Планк теңдеуіне құрылымдық жағынан ұқсас жуықталған комплекстік теңдеуге ауысу жағдайларын көрсетуге қатысты. Әдебиеттер тізімін жасақтауға атсалысты. Ілеспе хатты әзірлеуге, оны редакцияға жолдауға көмектесті.

Әдебиеттер тізімі

1. А.Я. Хинчин, Математические основания квантовой статистики. (Ленанд, Москва, 2017), с. 256
2. А.А. Бирюков, Модель стохастического процесса в пространстве случайных совместных событий, Вестник СГТУ. № 25 (4), с. 787–796 (2021), DOI: <https://doi.org/10.14498/vsgtu1865>
3. А.С. Дубровин, Квантовый полумарковский системный анализ и обработка информации в стохастической модели с интерферирующими нецелевыми состояниями. Вестник ВГУ. Серия: Системный анализ и информационные технологии. № 2, с. 25–38 (2024), DOI: <https://doi.org/10.17308/sait/1995-5499/2024/2/25-38>
4. A.O. Barvinskij, G. H. S. Kamargo, A. E. Kalugin, N. Ohta, I. L., Shapiro Local term in the anomaly-induced action of Weyl quantum gravity, Physical Review D, 108 (8), p. 086018 (2023), DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.108.086018>
5. E.V. Karachanskaya, Programmed control with probability 1 for stochastic dynamical systems, Journal of Mathematical Sciences (United States) 248 (1), p 67–79 (2020), DOI: <https://doi.org/10.1007/s10958-020-04856-4>
6. V. J. Bevia, S. Blanes, J. C. Cortés, N. Kopylov, R. J. Villanueva. A GPU-accelerated Lagrangian method for solving the Liouville equation in random differential equation systems, Applied Numerical Mathematics 208 (B), p. 231-255 (2025), DOI: <https://doi.org/10.1016/j.apnum.2024.09.021>
7. Toma Yoneyaa, Kazuya Fujimoto, Yuki Kawaguchi, Path-integral formulation of truncated Wigner approximation for bosonic Markovian open quantum systems, Annals of Physics 479, p. 170072 (2025), DOI: <https://doi.org/10.1016/j.aop.2025.170072>
8. Siddharth Das, Stefan Krause, Kay-Uwe Giering, Ricardo J.B. Pousa, Riccardo Bassoli, Frank H. P. Fitzek, Leveraging quantum uncertainty: Quantum randomness through the lens of classical communication networks, Computer Networks 254, p. 110781 (2024), DOI: <https://doi.org/10.1016/j.comnet.2024.110781>
9. Ali Raza, Feliz Minhós, Umar Shafique, Muhammad Mohsin, Mathematical Modeling of Leukemia within Stochastic Fractional Delay Differential Equations, Computer Modeling in Engineering and Sciences 143 (3), p. 3411-3431 (2025), DOI: <https://doi.org/10.32604/cmes.2025.060855>

10. Sangwon Lee, Taro Yaoyama, Masaru Kitahara, Tatsuya Itoi, Latent space-based stochastic model updating, Mechanical Systems and Signal Processing 235, p. 112841 (2025), DOI: <https://doi.org/10.1016/j.ymssp.2025.112841>

11. Pushpa Pandey, Nidhal Jamia, Tanmoy Chatterjee, Hamed Haddad Khodaparast, Michael Ian Friswell, Modelling and stochastic updating of nonlinear structural joints, Mechanical Systems and Signal Processing 232, p. 112697 (2025), DOI: <https://doi.org/10.1016/j.ymssp.2025.112697>

**Т.Б. Коштыбаев¹, Ш. Алиев², М.Е. Алиева³, К.К. Жантлеуов³,
Н.А. Сандибаева¹, А.Т. Жавлиева¹**

¹Казахский национальный женский педагогический университет, Алматы, Казахстан

²Кыргызский государственный университет им. И. Арабаева, Бишкек, Кыргызстан

³Казахский национальный педагогический университет имени Абая, Алматы, Казахстаны

(E-mail: ¹koshtybayev70@mail.ru, ²alidoc2010@mail.ru, ³moldir-2008@mail.ru,

³Kzhantleuov@mail.ru, ¹nazirasandibaeva@gmail.com, ¹zhavliyeva.11@gmail.com)

Стохастическая интерпретация квантовой механики

Аннотация. Рассмотрена проблема о выражений (описания и объяснения) квантовой механики в терминах теории вероятностей, решение которого было продемонстрировано через результаты расчетов, основанных на определенных принципах (взглядах и постулатах). В частности, среднее значение величины, принадлежащей квантно-механическому оператору в импульсном представлении, выражено через комплексную функцию квазивероятности. Была найдена соотношение функции квазивероятности, для случая, когда состояние системы описывается матрицей плотности. Рассмотрено численное представление оператора Гамильтона, соответствующее и не соответствующее классической модели. Определены усредненные выражения по функции квазивероятности для стационарного случая. Задача об описании какого-либо стохастического процесса, происходящего в комплексном фазовом пространстве, с помощью функции квазивероятности, была решена с помощью дифференциального уравнения для матрицы плотности. Доказаны, что данное уравнение переходит в уравнение Лиувилля для квантовых явлений при нулевом значении постоянной Планка и превращение функции квазивероятности в обычную вероятность (конкретную положительную функцию). Показаны условия перехода от уравнения для плотности вероятности к приближенному комплексному уравнению, структурно соответствующему уравнению Фоккера-Планка для диффузионного марковского процесса. Представлены стохастические дифференциальные уравнения, соответствующие комплексному уравнению, которое определяют связи между случайными процессами и функцией квазивероятности, и включающие все необходимые сведения для квантово-механических расчетов. В конце статьи были выведены система уравнений движения в квазиклассических приближениях и стохастические дифференциальные уравнения, относящихся к общему случаю и особенностям волновой функции. Все результаты вычисления и утверждения были детально обсуждены и по ним были сделаны необходимые выводы.

Ключевые слова: стохастические уравнения, случайные процессы, волновая функция, плотность вероятности, квантово-механическая среда, оператор, матрица плотности, функция распределения.

T.B. Koshtybayev¹, Sh. Aliev², M.E. Aliyeva³, K.K. Zhantleuov³, N.A. Sandibaeva¹, A.T. Zhavliyeva¹

¹Kazakh National Women's Pedagogical University, Almaty, Kazakhstan

²Kyrgyz State University named after I. Arabaev, Bishkek, Kyrgyzstan

³Abai Kazakh National Pedagogical University, Almaty, Kazakhstan

(E-mail: ¹koshtybayev70@mail.ru, ²alidoc2010@mail.ru, ³moldir-2008@mail.ru,

³Kzhantleuov@mail.ru, ¹nazirasandibaeva@gmail.com, ¹zhavliyeva.11@gmail.com)

Stochastic interpretation of quantum mechanics

Abstract. The paper addresses the problem of expressing (describing and interpreting) quantum mechanics in terms of probability theory. The solution is demonstrated through computational results based on certain principles, (viewpoints and postulates). In particular, the expectation value of a quantity corresponding to a quantum mechanical operator in the momentum representation is expressed via a complex quasi-probability function. A relation for the quasi-probability function is obtained for the case where the state of the system is described by a density matrix. The numerical representation of the Hamiltonian operator is examined, both in forms that correspond to and deviate from the classical model. Averaged expressions with respect to the quasi-probability function are derived for the stationary case. The problem of describing a stochastic process occurring in complex phase space using a quasi-probability function was addressed by means of a differential equation for the density matrix. It was proven that this equation reduces to the Liouville equation for quantum phenomena in the limit of a vanishing Planck constant, and that the quasi-probability function transforms into an ordinary probability distribution (a specific positive function). Conditions were established under which the equation for the probability density transitions into an approximate complex equation structurally analogous to the Fokker–Planck equation for a diffusive Markov process. Stochastic differential equations corresponding to this complex equation were presented, which define the connections between random processes and the quasi-probability function and incorporate all necessary information for quantum-mechanical calculations. Finally, a system of motion equations in the quasi-classical approximation and stochastic differential equations relevant to the general case and characteristics of the wave function were derived. All computational results and theoretical assertions were thoroughly discussed, and the necessary conclusions were drawn.

Keywords: stochastic model, random processes, wave function, probability density, quantum-mechanical environment, operator, density matrix, distribution function.

References

1. A.Ja. Hinchin, Matematicheskie osnovaniya kvantovoj statistiki [Mathematical foundations of quantum statistics] (Lenand, Moscow, 2017), p. 256 [in Russian]
2. A.A. Birjukov, Model' stohasticheskogo processa v prostranstve sluchajnyh sovmestnyh sobytij [A model of a stochastic process in the space of random joint events], Vestnik SGTU [Bulletin of SSTU] № 25 (4), p. 787–796 (2021), DOI: <https://doi.org/10.14498/vsgtu1865> [in Russian]
3. A. S. Dubrovin, Kvantovyy polumarkovskij sistemnyj analiz i obrabotka informacii v stohasticheskoy modeli s interferirujushhimi neceleвыми sostojanijami [Quantum semi-Markov system analysis and information processing in a stochastic model with interfering non-target states], Vestnik VGU. Seriya: Sistemnyj analiz i informacionnye tehnologii [Bulletin of the VSU. Series: System Analysis and Information Technology] № 2, p. 25–38 (2024), DOI: <https://doi.org/10.17308/sait/1995-5499/2024/2/25-38> [in Russian]

4. A.O. Barvinskij, G. H. S. Kamargo, A. E. Kalugin, N. Ohta, I. L., Shapiro Local term in the anomaly-induced action of Weyl quantum gravity, *Physical Review D*, 108 (8), No 086018 (2023), DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.108.086018>
5. E.V. Karachanskaya, Programmed control with probability 1 for stochastic dynamical systems, *Journal of Mathematical Sciences (United States)* 248 (1), p 67–79 (2020), DOI: <https://doi.org/10.1007/s10958-020-04856-4>
6. V. J. Bevia, S. Blanes, J. C. Cortés, N. Kopylov, R. J. Villanueva. A GPU-accelerated Lagrangian method for solving the Liouville equation in random differential equation systems, *Applied Numerical Mathematics* 208 (B), p. 231-255 (2025), DOI: <https://doi.org/10.1016/j.apnum.2024.09.021>
7. Toma Yoneyaa, Kazuya Fujimoto, Yuki Kawaguchi, Path-integral formulation of truncated Wigner approximation for bosonic Markovian open quantum systems, *Annals of Physics* 479, No 170072 (2025), DOI: <https://doi.org/10.1016/j.aop.2025.170072>
8. Siddharth Das, Stefan Krause, Kay-Uwe Giering, Ricardo J.B. Pousa, Riccardo Bassoli, Frank H. P. Fitzek, Leveraging quantum uncertainty: Quantum randomness through the lens of classical communication networks, *Computer Networks* 254, No 110781 (2024), DOI: <https://doi.org/10.1016/j.comnet.2024.110781>
9. Ali Raza, Feliz Minhós, Umar Shafique, Muhammad Mohsin, Mathematical Modeling of Leukemia within Stochastic Fractional Delay Differential Equations, *Computer Modeling in Engineering and Sciences* 143 (3), p. 3411-3431 (2025), DOI: <https://doi.org/10.32604/cmes.2025.060855>
10. Sangwon Lee, Taro Yaoyama, Masaru Kitahara, Tatsuya Itoi, Latent space-based stochastic model updating, *Mechanical Systems and Signal Processing* 235, No 112841 (2025), DOI: <https://doi.org/10.1016/j.ymssp.2025.112841>
11. Pushpa Pandey, Nidhal Jamia, Tanmoy Chatterjee, Hamed Haddad Khodaparast, Michael Ian Friswell, Modelling and stochastic updating of nonlinear structural joints, *Mechanical Systems and Signal Processing* 232, No 112697 (2025), DOI: <https://doi.org/10.1016/j.ymssp.2025.112697>

Авторлар туралы мәліметтер

Қоштыбаев Т.Б. – физика-математика ғылымдарының кандидаты, Қазақ ұлттық қыздар педагогикалық университеті физика кафедрасының профессоры м.а., Әйтеке би көшесі, 99, 050000, Алматы, Қазақстан

Алиев Ш. – физика-математика ғылымдарының кандидаты, педагогика ғылымдарының докторы, И. Арабаев атындағы Қырғыз мемлекеттік университеті математика кафедрасының профессоры, Раззаков көшесі, 51, Бішкек, Қырғызстан

Алиева М.Е. – хат-хабар авторы, жаратылыстану ғылымдарының магистрі, Абай атындағы Қазақ ұлттық педагогикалық университеті физика кафедрасының аға оқытушысы, Достық даңғылы, 13, 050000, Алматы, Қазақстан

Жантлеуов К.К. – физика-математика ғылымдарының кандидаты, Абай атындағы Қазақ ұлттық педагогикалық университеті математика кафедрасының доценті м.а., Достық даңғылы, 13, 050000, Алматы, Қазақстан

Сандибаева Н.А. – п.ғ.к., Қазақ ұлттық қыздар педагогикалық университеті физика кафедрасының қауымдастырылған профессоры, Алматы қ., Әйтеке би көшесі, 99, 050000, Алматы, Қазақстан

Жавлиева А.Т. – педагогика ғылымдарының магистрі, Қазақ ұлттық қыздар педагогикалық университеті физика кафедрасының оқытушысы, Алматы қ., Әйтеке би көшесі, 99, 050000, Алматы, Қазақстан

Koshtybayev T.B. – candidate of physical and mathematical sciences, Acting Professor, Department of Physics, Kazakh National Women's Pedagogical University, Aiteke bi street, 99, 050000, Almaty, Kazakhstan

Aliev Sh. – candidate of Physical and Mathematical Sciences, Doctor of Pedagogical Sciences, Professor of the Department of Mathematics the Kyrgyz State University named after I. Arabaev, Razzakov, 51, Bishkek, Kyrgyzstan

Aliyeva M.E. – the corresponding author, Master of sciences, Senior lecturer, Department of Physics, Abai Kazakh National Pedagogical University, Dostyk Ave., 13, 050000, Almaty, Kazakhstan

Zhantleuov K.K. – candidate of physical and mathematical sciences, Acting Associate Professor of the Department of Mathematics and Mathematical Modeling, Abai Kazakh National Pedagogical University, Dostyk Ave., 13, 050000, Almaty, Kazakhstan

Sandibaeva N.A. – the acting associate Professor, Candidate of Sciences, Kazakh National Women's Teacher Training University, Aiteke bi street, 99, 050000, Almaty, Kazakhstan

Zhavlijeva A.T. – master of Pedagogical Sciences, lecturer of the Department of physics of the Kazakh National Women's Teacher Training University, Aiteke bi street, 99, 050000, Almaty, Kazakhstan

Коштыбаев Т.Б. – кандидат физико–математических наук, и.о. профессора кафедры физики Казахского национального женского педагогического университета, ул. Айтеке би, 99, 050000, Алматы, Казахстан

Алиев Ш. – кандидат физико–математических наук, доктор педагогических наук, профессор кафедры математики Кыргызского государственного университета им. И. Арабаева, ул. Раззакова, 51, Бишкек, Кыргызстан

Алиева М.Е. – автор для корреспонденции, магистр естественных наук, старший преподаватель кафедры физики Казахского национального педагогического университета имени Абая, пр. Достык, 13, 050000, Алматы, Казахстан

Жантлеуов К.К. – кандидат физико–математических наук, и.о. доцента кафедры математики Казахского национального педагогического университета имени Абая, пр. Достык, 13, 050000, Алматы, Казахстан

Сандибаева Н.А. – к.п.н., ассоциированный профессор кафедры физики Казахского национального женского педагогического университета, ул. Айтеке би, 99, 050000, Алматы, Казахстан

Жавлиева А.Т. – магистр педагогических наук, преподаватель кафедры физики Казахского национального женского педагогического университета, ул. Айтеке би, 99, 050000, Алматы, Казахстан



Copyright: © 2025 by the authors. Submitted for possible open access publication under the terms and conditions of the Creative Commons Attribution (CC BY NC) license (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>).



МРНТИ 29.19.04

<https://doi.org/10.32523/2616-6836-2025-153-4-88-111>

Научная статья

Изучение влияния ионной модификации композитных керамик на устойчивость к высокотемпературной деградации и термошоковым испытаниям

А.Л. Козловский^{*1,2}, Р.А. Мухаметжарова², А.В.Труханов³

¹Институт ядерной физики, Алматы, Казахстан

²Евразийский национальный университет имени Л.Н. Гумилева, Астана, Казахстан

³Научно-практический центр Национальной академии наук Беларуси по материаловедению, Минск, Беларусь

(E-mail: *kozlovskiy.a@inp.kz, kazgov.14.3.1@gmail.com, truhanov86@mail.ru)

Аннотация. В работе представлены результаты исследований влияния ионной модификации приповерхностных слоев керамик на основе титаната цинка к процессам высокотемпературной коррозии и термошоковым воздействиям, имитирующим критические ситуации при использовании данного типа керамик в качестве анодных материалов для твердооксидных топливных элементов. Создание модифицированного слоя в керамиках осуществлялось путем облучения ионами O^+ с различными флюенсами, вариация которых обуславливала различную степень структурных повреждений, создаваемых в результате взаимодействия налетающих ионов с кристаллической структурой приповерхностного слоя толщиной порядка 13-13.5 мкм. В ходе проведенных испытаний на термоустойчивость, связанных с длительным воздействием высоких температур на образцы керамик было установлено, что создание модифицированного слоя за счет ионного облучения позволяет увеличить сопротивляемость процессам коррозии и деградации, а также снизить степень деструкции прочностных свойств приповерхностного слоя керамик. Определено, что оптимальными условиями для модификации является ионное облучение с флюенсами 10^{12} - 5×10^{12} ион/см², при которых степень создаваемых структурных изменений в приповерхностном слое позволяет максимально снизить негативный эффект, связанный с термически – индуцированными процессами коррозии и деградации.

Ключевые слова: титанаты, керамические материалы, коррозионные процессы, стабильность, модифицированный слой, сопротивляемость разупрочнению

Введение

Использование керамических материалов в энергетическом секторе с каждым годом все больше расширяется за счет расширения потенциала применения керамик, а также необходимости снижения себестоимости производства энергии, получаемой с использованием альтернативных методов. Как правило, использование керамик

Поступила 24.11.2025. После доработки 07.12.2025. Принята к печати 08.12.2025. Доступно онлайн 25.12.2025.

включает в себя эксплуатацию в экстремальных условиях, связанных с длительным термическим воздействием, термошоковым ударом при термоциклировании или деструкции, связанной с термическим расширением при резком изменении температуры воздействия [1,2]. При подобных условиях именно приповерхностные слои керамик являются наиболее уязвимыми, поскольку, первыми вступают во взаимодействие с коррозионно-активными компонентами, а также испытывают максимальные термомеханические напряжения при циклическом нагреве и охлаждении [3,4].

Уязвимость приповерхностных слоев керамических материалов, эксплуатируемых в экстремальных условиях обусловлена рядом процессов, включающих в себя взаимодействие с кислородом, парами металлов, сернистых и хлорсодержащих соединений, а также возникновении термических напряжений при резких изменениях температуры, способных усилить деструкцию приповерхностных слоев [5,6]. Как правило, процессы, связанные с высокотемпературной коррозией приводят к образованию в приповерхностных слоях дефектных окисных плёнок, локальному зарождению и последующему ускоренному развитию микротрещин, накоплению продуктов коррозии, приводящих к набуханию и охрупчиванию, что в свою очередь снижает потенциальный срок эксплуатации керамических материалов [7-9]. Также ускоренное разрушение поверхностных защитных слоёв приводит к ускоренному окислению объема керамик, росту в глубину микротрещин, растрескиванию и снижению ресурса керамических компонент, эксплуатирующихся в экстремальных условиях [10-12].

Поиск способов повышения устойчивости приповерхностных слоёв керамических материалов к высокотемпературной коррозии при термошоковых испытаниях и термоциклировании является ключевым условием продления их ресурса и обеспечения надёжной работы в экстремальных условиях, связанной с получением энергии с использованием альтернативных методов получения энергии. Укрепление и повышение сопротивляемости поверхности за счёт модификации приповерхностных слоев, нанесения защитных покрытий и создания наноструктурированных градиентных слоёв позволяет замедлить процессы высокотемпературного окисления, снизить растрескивание при циклическом нагреве и тем самым повысить долговечность и безопасность эксплуатации керамических изделий, рассматриваемых в качестве анодных материалов для твердооксидных топливных элементов [13-15].

Одними из ключевых задач в данном направлении является увеличение устойчивости приповерхностных слоев за счет замедления скорости и кинетики высокотемпературной коррозии, вызванной длительным термическим воздействием, повышением термошоковой прочности за счёт формирования плотных и адгезионно-прочных структурно измененных слоев. Все это направлено на достижения необходимости продления срока службы и надежности керамик в условиях агрессивной эксплуатации, а также необходимости снижения затрат на замену и обслуживание критически важных деталей твердооксидных топливных элементов [16-20].

Основная цель исследования заключается в определении роли создаваемого ионным облучением модифицированного слоя в керамиках на устойчивость к термошоковым воздействиям и термически – индуцированной коррозии при длительной выдержке

керамик при высоких температурах. Данный подход направлен на выявление механизмов повышения долговечности керамик, работающих в экстремальных условиях, характерных для эксплуатации их в качестве анодных материалов твердооксидных топливных элементов.

Выбор в качестве метода модификации ионного облучения приповерхностных слоев обусловлен возможностью создания в нем структурно – измененных областей с различной плотностью, что в свою очередь позволит увеличить сопротивляемость к внешним воздействиям, связанным с процессами термошокового воздействия при резком изменении температур, а также длительному воздействию высоких температур, приводящих к инициализации процессов диффузии и последующему окислению и разупрочнению приповерхностного слоя. В основе данного метода лежит гипотеза включающая в себя формирование структурно – измененных областей, возникающих вдоль траектории движения ионов в приповерхностном слое, создающим эффект дислокационного упрочнения за счет изменения плотности дефектов. В свою очередь увеличение плотности дислокаций способствует локальному упрочнению материала и снижению склонности к образованию и распространению микротрещин при термошоковых воздействиях. В отличие от традиционных методов модификации (например, нанесения покрытий или легирования), ионное облучение позволяет локально изменять свойства материала на глубине от нескольких нанометров до микрометров, обеспечивая высокую точность пространственного контроля. Формируемые при этом области отличаются изменённой кристаллической структурой, локальными уплотнениями и дефектными комплексами, что, в свою очередь, способно значительно повысить сопротивляемость материала к процессам окисления и высокотемпературной деградации.

Методология

В качестве объектов исследования были выбраны керамики на основе титаната цинка, полученные методом механохимического твердофазного синтеза. Для синтеза использовались порошки ZnO и TiO_2 , производства компании Sigma Aldrich. Химическая чистота исходных порошков составляла 99.95 %. Вариация компонент для синтеза осуществлялась в диапазоне от 0.25 до 0.75 М. Смешивание проводилось в планетарной мельнице PULVERISETTE 6 (Fritsch, Берлин, Германия). Скорость помола составляла 400 оборот/мин, время помола составляло 1 час. Выбор условий перемалывания керамик при механохимическом смешивании обусловлен необходимостью исключения таких факторов как холодное сваривание и коксование образцов при интенсивном воздействии мелющих тел на стенках мелющего стакана, что может привести к возникновению в неоднородности распределения частиц в перемалываемых порошках. При этом подбор оптимальных условий перемалывания, включая скорость помола и время механического воздействия мелющих тел при перемалывании основан на априорных экспериментах, согласно которым увеличение времени воздействия выше 1 часа не приводит к существенным изменениям как в размерных эффектах, так и в структурных особенностях

получаемых перемалываемых порошков. После перемалывания полученные порошки подвергались термическому спеканию при температуре 1000 °С в течение 5 часов с последующим остыванием в течение одного дня до достижения комнатной температуры в печи. Вариация соотношения компонент ZnO и TiO₂ при смешивании позволяет получать двухфазные керамики на основе ZnTiO₃ с включениями в виде ZnO и TiO₂ (рутил) с различным весовым соотношением компонент. Согласно полученным данным установлено, что при соотношении компонент 0.75 ZnO и 0.25 TiO₂, доминирующую роль в фазовом составе играет кубическая фаза ZnTiO₃ с примесью в виде гексагональной фазы ZnO. При соотношении компонент 0.50 ZnO и 0.50 TiO₂, основной фазой является кубическая фаза ZnTiO₃, а качестве примеси фиксировалось наличие включений в виде TiO₂ в фазе рутила. Формирование рутила в данном случае обусловлено процессами переизбытка оксида титана, который в результате термического воздействия претерпевает фазовые трансформации типа «анатаз → рутил». При соотношении компонент 0.25 ZnO и 0.75 TiO₂, весовой вклад фазы ZnTiO₃ составляет не более 45 вес. %, а доминирующую роль в составе играет фаза рутила.

Ионная модификация исследуемых образцов керамик проводилась путем облучения ионами O⁺ с энергией 28 МэВ (1.75 МэВ/нуклон). При выборе типа ионов для облучения эффект имплантации исключался, так как выбранные диапазоны флюенсов облучения не позволяют проводить инициализацию эффектов имплантации ионов в приповерхностные слои с концентрацией более 1 ат. % в виду структурных особенностей материалов керамик, а также типа ионов для облучения. Основная цель выбора высокоэнергетических ионов для облучения основана на возможности использования электронных ионизационных потерь ионов при взаимодействии для создания эффектов перераспределения электронной плотности и создания структурных дефектов, приводящих к созданию дефектных барьеров, сдерживающих процессы деградации при внешних воздействиях. Глубина пробега ионов O⁺ в керамических оксидных структурах при такой энергии достигает порядка 10-15 микрон, при этом максимальный пик торможения лежит далеко за пределами поверхностного слоя. Это приводит к крайне низкому уровню конечной концентрации имплантированных ионов менее 1 ат. %, что недостаточно для формирования имплантационных фаз или формирования локальных изменений химического состава. Таким образом, в выбранных условиях облучения реализуется режим, в котором структурные изменения определяются не имплантацией ионов, а исключительно радиационно-индуцированными процессами, связанными с высокими значениями электронных ионизационных потерь (dE/dx электронные). Для высокоэнергетических ионов, особенно лёгких, таких как O⁺, доминирующим механизмом взаимодействия является энергия, передаваемая электронной подсистеме материала. Интенсивная ионизация приводит к ряду эффектов, влияющих на микроструктуру, в частности, к перераспределению электронной плотности и возбуждению электронов, приводящему к временной дестабилизации локальной кристаллической структуры, формированию дефектно-индуцированному перераспределению напряжений, что в свою очередь способствует образованию барьеров, препятствующих перемещению дислокаций или распространению микротрещин при внешних механических нагрузках.

Использование высоких энергий позволяет сформировать в приповерхностном слое равномерно распределённую область радиационных повреждений, в которой возникают дефектные комплексы, кластеры точечных дефектов и локальные области разупорядочения.

Облучение образцов происходило в вакууме, при комнатной температуре, поддержание которой осуществлялось путем размещения образцов на специальном держателе с водяным охлаждением. Использование данных условий облучения позволило исключить температурный эффект воздействия на процессы дефектообразования, связанного с увеличением подвижности дефектов и их ускоренной диффузии в случае облучения при высоких температурных режимах. Максимальная глубина пробега ионов, согласно оценке выполненной в программном коде SRIM Pro 20¹³, составляла порядка 13-13.5 мкм. Согласно расчетным данным, полученным с использованием программного кода SRIM Pro 20¹³, величины ионизационных потерь для рассматриваемого эксперимента по облучению ионами O⁺ с энергией 28 МэВ составляют порядка 23-25 кэВ/нм для электронных ионизационных потерь (dE/dx_{электронные}) и порядка 0.2-0.5 кэВ/нм для ядерных ионизационных потерь (dE/dx_{ядерные}). Флюенсы облучения были выбраны от 10¹¹ ион/см² до 10¹⁴ ион/см². Выбор флюенсов облучения обусловлен возможностями моделирования процессов формирования структурно – измененных включений, возникающих в результате взаимодействия налетающих ионов с кристаллической структурой с различной плотностью и степенью перекрытия. Выбор диапазона флюенсов облучения обусловлен несколькими факторами, ключевым из которых являлась возможность изменения концентрации дефектных включений в приповерхностном слое керамик от случая, когда данные дефекты являются изолированными друг от друга, до случая когда плотность данных дефектов приводит к их перекрытию и формированию сложных дефектных комплексов. При этом выбор флюенса облучения 10¹⁴ ион/см², который являлся максимальным флюенсом используемым для модификации керамик обусловлен не только возможностью формирования высокой плотности дефектных включений в приповерхностном слое, но и временем затрачиваемым на облучение, которое составляло порядка 10-12 часов, а в случае использования больших флюенсов время облучения увеличивается на порядок, что является энергозатратным и нецелесообразным в виду наблюдаемых эффектов разупрочнения и дестабилизации приповерхностных слоев при больших флюенсах облучения 10¹³-10¹⁴ ион/см². Выбор типа ионов для облучения обусловлен несколькими факторами, одним из которых является глубина проникновения ионов в приповерхностный слой облучаемых мишеней, а также соотношение величин ионизационных потерь, которые позволяют создавать дефектные включения вдоль траектории движения ионов в материале мишени в малом объеме (оценочные размеры поврежденных областей составляют не более 1.5-2 нм в диаметре). Выбор более тяжелых ионов для модификации приводит к интенсивному разупорядочению приповерхностных слоев керамик, что не позволяет модифицировать приповерхностный слой для сдерживания процессов высокотемпературной коррозии. При этом следует отметить, что при данных флюенсах облучения эффекты имплантации кислорода в приповерхностный слой не регистрировались.

Определение твердости поверхности исследуемых керамик осуществлялось с использованием метода индентирования, применение которого позволило определить значение твердости и их изменение в зависимости от состава керамик, а также при

воздействии ионного облучения с различным флюенсом. Измерения твердости осуществлялось с использованием микротвердомера Durolin M1 (Metkon, Бурса, Турция). В качестве индентера использовалась пирамидка Виккерса (материал – алмаз). Нагрузка на индентер составляла 100 Н. Расстояние между двумя соседними отпечатками индентера составляло порядка 50-60 мкм, что позволило исключить эффект наложения деформационных искажений, возникающих при индентировании и воздействии индентера на поверхность керамики. Согласно полученным данным, значение твердости для образцов $0.75 \text{ ZnO} - 0.25 \text{ TiO}_2$ составляло 3.5 ГПа, для образцов $0.5 \text{ ZnO} - 0.5 \text{ TiO}_2$ составляло 4.7 ГПа, для образцов $0.25 \text{ ZnO} - 0.75 \text{ TiO}_2$ составляло 4.4 ГПа. Различие в твердости образцов керамик обусловлено вариацией фазового состава керамик, изменение которого приводит к формированию дополнительных межфазных грани между фазами, обладающими различной твердостью, что в свою очередь позволяет сдерживать процессы распространения микротрещин при внешних нагрузках.

Эксперименты, связанные с определением устойчивости керамик к процессам высокотемпературной коррозии, возникающим при длительном воздействии высоких температур на образцы были проведены согласно следующей схеме. Образцы керамик помещались в керамические тигли и подвергались термическому отжигу при температуре 800 °С в течение 500 часов. При этом через каждые 100 часов ряд образцов извлекался для измерений прочностных характеристик и установления кинетики изменений прочностных параметров в зависимости от времени нахождения при температуре. На основе полученных данных были установлены зависимости изменения прочностных характеристик, а также определена роль ионной имплантации на упрочнение и повышение сопротивляемости процессам деструкции при высокотемпературном воздействии. Выбор температурных режимов испытаний на термоустойчивость обусловлен возможностью моделирования ситуаций максимально приближенных к реальным условиям эксплуатации керамик, а также возможностью оценки устойчивости керамик к внешним температурным воздействиям в течение длительного времени, временной режим воздействия которых обусловлен возможностью моделирования длительных термических воздействий и процессов высокотемпературной коррозии и старения.

Термошоковые испытания проводились согласно следующей схеме. Образцы размещались в камере муфельной печи, затем подвергались термическому нагреву до температуры 1200 °С (1.5 – 2 кратное значение рабочей температуры топливных элементов), выдерживались при ней в течение 1 часа и вынимались на воздух. В результате быстрого извлечения из горячей камеры на воздух образцы испытывали термошоковое воздействие за счет резкого перепада температур, что приводило к инициализации процессов растрескивания и поверхностного окисления. Для оценки устойчивости керамик к процессам трещинообразования в результате термошокового воздействия и снижения твердости поверхности испытания проводились в виде серий, количество испытаний в серии составляло не менее пяти последовательных термошоковых воздействий. По истечению каждого цикла измерений на образцах оценивалась твердость и трещиностойкость. Определение трещиностойкости осуществлялось путем

сравнительного анализа изменений формы и размеров отпечатков индентера, изменение которых напрямую свидетельствует о повышении или снижении сопротивляемости к растрескиванию поверхности керамик в результате внешних воздействий.

На рисунке 1 приведено схематичное изображение, отображающее основные этапы данного исследования, включающие в себя синтез, ионную модификацию, тестирование на устойчивость и определение прочностных свойств.

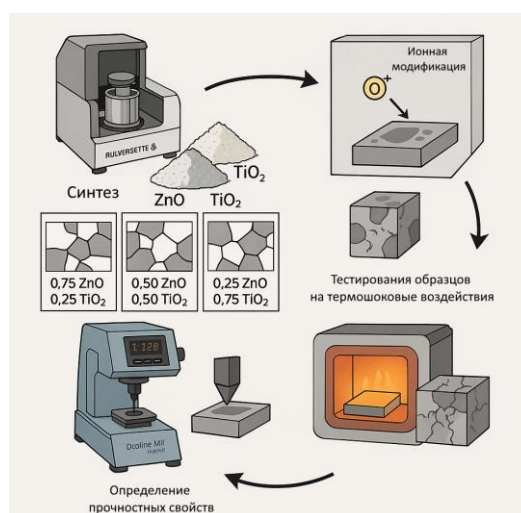


Рисунок 1. Схематичное изображения плана проведения экспериментальных работ, направленных на изучение применения ионного облучения на повышение сопротивляемости к внешним воздействиям

Результаты и обсуждение

На рисунке 2 приведены диаграммы характеризующие изменение эффективности твердости исследуемых керамик в зависимости от флюенса облучения ионами O^+ , отражающие эффект упрочнения, вызванного ионным облучением. Данные приведены в едином масштабе с целью детализации и наглядной демонстрации влияния вариации фазового состава керамик на изменение эффективности упрочнения, вызванного ионным облучением. Согласно представленным данным общих трендов наблюдаемых изменений твердости, приведенных на рисунке 2 (в пересчете на фактор упрочнения) можно сделать вывод о положительном эффекте, связанном с увеличением устойчивости приповерхностного слоя керамик к внешним механическим воздействиям, вызванного ионным облучением. Основные тренды изменений прочностных параметров и оценка факторов упрочнения (разупрочнения при больших флюенсах облучения), как видно из представленных данных имеют прямую зависимость от флюенса облучения. При малых флюенсах облучения (10^{11} - 5×10^{12} ион/см²) наблюдаемые эффекты упрочнения обусловлены в первую очередь возникновением структурных дефектов в приповерхностном слое, создающим барьеры для распространения микротрещин при внешних механических нагрузках, а также замедляющих процессы деформационных искажений

при усилении нагрузки на материал при индентировании. Основным механизмом упрочнения в данном случае обусловлен формированием дефектных включений, скопление которых в приповерхностном слое приводит к формированию деформированного слоя, наличие которого замедляет деформационные процессы, возникающие при изменении внешних нагрузок на образец. При этом рост концентрации дефектных включений при увеличении флюенса облучения в случае достижения критической массы в поврежденном слое может оказать негативное влияние на упрочнение, тем самым снижая эффективность сопротивляемости, что отчетливо видно в трендах прочностных параметров при флюенсах выше 5×10^{12} ион/см². При этом следует отметить, что наблюдаемые изменения величины упрочнения имеют две явно выраженные зависимости как от состава керамик, обусловленных вариацией соотношения компонент в составе при смешивании, так и флюенса облучения, изменение которого напрямую влияет на концентрацию и плотность структурных дефектов возникающих в процессе взаимодействия налетающих ионов с кристаллической структурой. Ключевой тренд изменений эффекта упрочнения связан с изменением флюенса облучения, увеличение которого приводит сначала к интенсивному росту твердости (эффект упрочнения), однако при флюенса облучения выше 5×10^{12} ион/см², эффект упрочнения снижается, что в данном случае связано с фактором перекрытия структурно – дефектных областей, вызванных облучением за счет увеличения их плотности. В данном случае основной механизм упрочнения обусловлен тем, что при взаимодействии ионов с кристаллической решеткой в приповерхностной области образуется высокая концентрация точечных дефектов, вакансий, межузельных атомов, а в случае увеличения флюенса возникает вероятность образования более сложных дефектных комплексов или кластеров. Данные дефекты действуют как эффективные барьеры для движения дислокаций, что приводит к увеличению сопротивления пластическим деформациям при внешних механических воздействиях, что в свою очередь сдерживает механизмы распространения трещин, и как следствие повышает сопротивляемость к внешним воздействиям при индентировании. Увеличение плотности и концентрации структурных дефектов, приводит к возникновению эффекта локального уплотнения приповерхностного слоя, которая в свою очередь характеризуется повышенной плотностью межфазных границ и внутренних напряжений, что дополнительно повышает сопротивление микротрещинообразованию. Однако при высокой плотности дефектов, и возникновения эффекта перекрытия каскадов столкновений, приводящих к образованию аморфизированных областей, эффект упрочнения снижается за счет роста внутренних деформационных напряжений, вызванных образованием и ростом аморфных включений в поврежденном слое. Следует отметить, что совокупность указанных процессов обуславливает повышение твердости и трещиностойкости поверхности керамик. При этом выраженность упрочняющего эффекта зависит от состава керамик, величины флюенса ионов и распределения фаз, вариация которых приводит к различиям в трендах упрочнения и повышения сопротивляемости к внешним воздействиям.

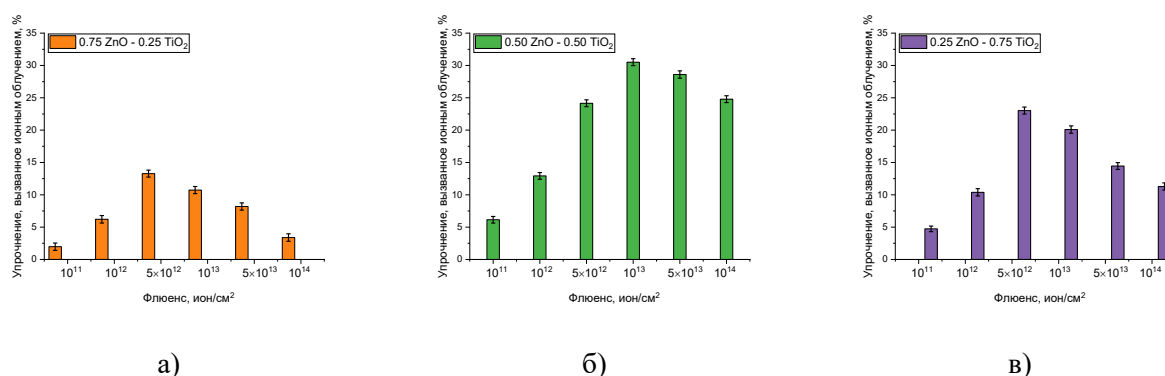


Рисунок 2. Результаты оценки изменения величины упрочнения при изменении флюенса облучения для образцов керамик с различным соотношением компонент в составе:
 а) 0.75 ZnO – 0.25 TiO₂; б) 0.5 ZnO – 0.5 TiO₂; в) 0.25 ZnO – 0.75 TiO₂

В случае изменения соотношения компонент при смешивании керамик и их последующем термическом отжиге, наблюдаемые изменения фазового состава приводят к вариации твердости в зависимости от весового вклада основной фазы ZnTiO₃ и наличия примесных фаз в виде ZnO или TiO₂, весовые вклады которых напрямую зависят от концентрации исходных компонент при смешивании. Наличие в составе керамик включений в виде ZnO, согласно результатам оценки прочностных свойств приводит к наименьшему значению твердости, а согласно данным приведенным на рисунке 2а, эффект упрочнения для данных керамик в зависимости от флюенса облучения также имеет минимальный эффект в сравнении с двумя другими составами керамик. Подобные различия объясняются меньшей твердостью примесной фазы, а также ее слабой сопротивляемостью к процессам радиационно – индуцированных повреждений, вызванных облучением в сравнении с основной фазой ZnTiO₃ и включениями в виде рутила.

Наибольший эффект упрочнения, вызванный ионным облучением наблюдается для образцов керамик с соотношением компонент 0.5 ZnO - 0.5 TiO₂ и доминированием фазы ZnTiO₃ в составе (см. данные на рисунке 2б). При этом разница в упрочнении, вызванной ионным облучением при флюенсах 10¹¹ – 5×10¹² ион/см² в сравнении с образцами 0.75 ZnO – 0.25 TiO₂ керамик составляет более чем в 1.5 – 2.5 раза, что свидетельствует о большей эффективности, обусловленной процессами взаимодействия налетающих ионов с кристаллической структурой керамик, а также более высокой структурной устойчивостью ZnTiO₃ фазы к процессам накопления радиационных повреждений, вызванных ионной модификацией, что в свою очередь также проявляется в том, что рост эффекта упрочнения для 0.5 ZnO – 0.5 TiO₂ керамик наблюдается при флюенсах выше 5×10¹² ион/см² в то время как для двух других составов керамик при флюенсах выше 5×10¹² ион/см² наблюдается снижения темпов упрочнения, вызванной ионной модификацией. Для образцов с равновероятным соотношением фаз ZnTiO₃ и TiO₂ в составе, эффект упрочнения выше, чем для образцов в составе которых содержатся включения в виде ZnO, однако снижение содержания фазы ZnTiO₃ в составе керамик и

увеличение доли TiO_2 фазы приводит к менее выраженным изменениям твердости, а также снижению эффекта упрочнения при флюенсе облучения выше 5×10^{12} ион/см² (см. данные на рисунке 2в).

Таким образом, анализируя полученные данные упрочнения керамик в зависимости от флюенса облучения можно сделать вывод о том, что при малых флюенсах (ниже 5×10^{12} ион/см²), эффект упрочнения обусловлен накоплением структурно – измененных областей в приповерхностном слое, связанным с образованием точечных и вакансионных дефектов. При этом увеличение флюенса облучения приводит к росту эффективности упрочнения, что свидетельствует о прямой корреляции между структурными изменениями и упрочнением. Однако при достижении порогового значения флюенса при котором плотность перекрытия структурно – измененных областей существенно больше 1 (когда вероятность попадания каждого последующего налетающего иона в структурно – измененную область, вызванную предыдущим воздействием ионов больше 1), эффект упрочнения снижается за счет формирования метастабильных структурно – измененных областей в приповерхностном слое. Эффект перекрытия дефектов, наблюдаемый при флюенсах облучения выше 10^{12} ион/см² возникает в случае когда плотность налетающих частиц и актов их взаимодействия с кристаллической структурой облучаемой мишени становится велика настолько, что в структуре мишени не остается места в которой не произошло бы соударение налетающей частицы с кристаллической структурой, в результате которого вдоль траектории движения иона формируются дефектные включения. При этом в силу хаотичной природы соударения налетающих частиц с кристаллической структурой контроль за их плотностью может быть осуществлен только путем контроля за флюенсом облучения в процессе экспериментов. Формирование данных областей связано с наложением дефектов друг на друга с образованием кластерных дефектов, наличие которых усиливает деформационное искажение структуры, тем самым дестабилизируя ее за счет перенапряжений и сильных деформационных напряжений. Данный эффект конкурирует с эффектом упрочнения и при больших флюенсах облучения снижает эффективность упрочнения, вызванного ионной модификацией. При этом, согласно полученным данным изменение соотношения фаз в составе также оказывает влияние на устойчивость к процессам деструкции, вызванных образованием метастабильных структурно – измененных областей при высоких флюенсах облучения. В данном случае доминирование в составе керамик ZnTiO_3 фазы при вытеснении из состава включений в виде ZnO фазы приводит к повышению сопротивляемости к разупрочнению при высоких флюенсах облучения (выше 5×10^{12} ион/см²), что обуславливает не только сдерживание процессов снижения твердости при высоких флюенсах облучения, но и увеличению устойчивости прочностных параметров и их росту при флюенсах облучения выше 5×10^{12} ион/см², являющимся критической дозой при достижении которой для двух других составов керамик наблюдается снижение эффекта упрочнения.

Одним из ключевых требований к керамическим материалам, рассматриваемым в качестве анодных материалов для твердооксидных топливных элементов наравне с определением эффективности электрохимических характеристик является

сохранение стабильности прочностных параметров анодных материалов к процессам высокотемпературной коррозии, возникающих при длительном воздействии высоких температур на материал. В данном случае коррозионные процессы, связанные с температурным воздействием, как правило, сопровождаются окислением приповерхностного слоя за счет термического расширения кристаллической структуры под действием температуры, а также усилением процессов диффузии кислорода с поверхности вглубь образцов. В результате совокупности данных факторов – диффузии кислорода и термического расширения, усиливающего подвижность дефектов в структуре, в приповерхностном слое могут образоваться как примесные включения в виде оксидов, так и дополнительные структурные искажения, возникающие в результате накопления деформационных напряжений, вызванных миграцией дефектов в поврежденном слое. В свою очередь усиление миграции дефектов и их подвижности за счет термического воздействия на кристаллическую структуру способствует возникновению деформации кристаллической структуры и ее дестабилизации, что приводит к снижению прочности и устойчивости к внешним воздействиям. В данном случае подобная совокупность структурных и прочностных изменений может негативно сказаться на работоспособности топливных элементов за счет охрупчивания и снижения прочности, приводящей к выходу из строя топливных элементов или требующей частой замены анодного материала, являющегося одним из ключевых материалов в топливных элементах.

В основе предлагаемого метода модификации приповерхностных слоев топливных элементов за счет ионной модификации лежит гипотеза, связанная с созданием барьерного слоя на глубине порядка 10-15 мкм от поверхности, содержащего достаточно большое количество структурных дефектов и дислокаций, препятствующих или замедляющих диффузию кислорода и точечных дефектов, возникающих при длительном термическом воздействии. В данном случае сдерживание процессов миграции и диффузии осуществляется за счет плотности дефектов, создающих вблизи границ зерен дополнительные препятствия, которые замедляют миграцию кислорода и дефектов, тем самым не давая им проникнуть на глубину или перерассеивая их в приповерхностном слое. Данный эффект используется в материаловедении как один из перспективных методов упрочнения материалов наряду с методом дисперсного упрочнения, заключающегося в использовании эффекта уменьшения размеров зерен в материале и создания за счет этого барьеров в виде границ зерен.

Эксперименты на определение устойчивости керамик к внешним воздействиям, связанным с высокотемпературным окислением и термошоковым воздействием, вызванным резким изменением рабочей среды образцов были проведены согласно следующих схем экспериментальных работ. Эксперименты по оценке устойчивости керамик к высокотемпературному окислению при длительном воздействии высокой температуры на образцы керамик проводились путем размещения образцов керамик в муфельной печи и выдержкой в ней в течение заданного времени при температуре 800 °С. Контроль температуры в камере печи осуществлялся с использованием специальных термопар размещенных в печи, фиксирующих любые изменения температуры в ходе

экспериментов. Максимальное изменение температуры в течение всего измерения составляло не более 3 – 5 °С, что является допустимым для данного диапазона температур испытаний. По истечении заданных временных промежутков образцы извлекались из печи и подвергались измерению прочностных параметров, что позволило оценить общую кинетику изменений, вызванных термическим воздействием. На рисунке 3 приведены результаты оценки изменений значений твердости исследуемых керамик, подвергнутых высокотемпературным испытаниям.

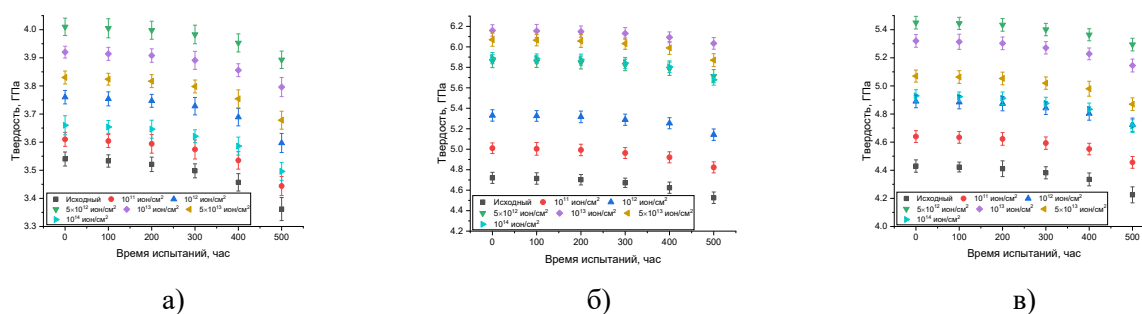


Рисунок 3. Результаты оценки изменений твердости керамик, подвергнутых высокотемпературному нагреву в течение 500 часов: а) 0.75 ZnO – 0.25 TiO₂; б) 0.5 ZnO – 0.5 TiO₂; в) 0.25 ZnO – 0.75 TiO₂

Общий вид наблюдаемых изменений твердости исследуемых керамик в зависимости от времени термического воздействия можно охарактеризовать несколькими трендами. Ключевой наблюдаемый тренд заключается в снижении твердости в зависимости от времени воздействия, при этом согласно представленным данным, характер наблюдаемых изменений имеет явно выраженную зависимость, как от фазового состава керамик, так и флюенса облучения, изменение которого, как было показано выше приводит к вариации эффекта упрочнения керамик. Согласно полученным данным, основные изменения значений твердости керамик, свидетельствующие о разупрочнении и снижении сопротивляемости к внешним воздействиям наблюдается по достижению 200-300 часов последовательного высокотемпературного нагрева керамик. При этом тренды снижения по достижении данного времени испытаний имеют явно выраженные различия как для исходных образцов (не подвергнутых ионному облучению), так и для модифицированных керамик в зависимости от флюенса облучения. Результаты оценки изменений значений твердости исследуемых керамик в исходном состоянии (не подвергнутых облучению) показал, что наличие в составе включений оксида цинка приводит к более выраженной дестабилизации твердости, чем в случае двух других составов керамик, не содержащих оксид цинка. В данном случае можно сделать вывод о том, что наличие оксида цинка приводит к усилению процессов коррозии, которые в свою очередь приводят к деструкции приповерхностного слоя керамик за счет диффузии кислорода и его агломерации в составе керамик. Также следует отметить, что для состава 0.75 ZnO – 0.25 TiO₂ керамик, ионная модификация приводит

к сдерживанию процессов деструкции, однако их тренд изменений более выражен, чем в случае изменений наблюдаемых для $0.5 \text{ ZnO} - 0.5 \text{ TiO}_2$ керамик, в составе которых доминирует ZnTiO_3 фаза. Для образцов керамик, состав которых представлен смесью двух фаз ZnTiO_3 и TiO_2 , изменение трендов твердости менее выражено, чем в случае керамик в составе которых присутствуют включения оксида цинка. Сравнительный анализ полученных трендов изменений позволяет сделать вывод о том, что наименее устойчивыми керамиками являются керамики с соотношением компонент $0.75 \text{ ZnO} - 0.25 \text{ TiO}_2$ в которых присутствуют включения в виде оксида цинка, при этом наибольшей сопротивляемостью к деструкции, связанной с процессами высокотемпературного окисления проявляют керамик с соотношением компонент $0.5 \text{ ZnO} - 0.5 \text{ TiO}_2$, в составе которых доминирует фаза ZnTiO_3 с включениями в виде фазы рутила. При этом анализ трендов изменений прочностных параметров исследуемых керамик в зависимости от флюенса ионного облучения показал, что использование ионной модификации позволяет увеличить сопротивляемость к процессам высокотемпературного окисления, а основными механизмами упрочнения в данном случае являются дефектные включения, образующиеся в результате взаимодействия ионов с кристаллической структурой приповерхностных слоев, в результате которых создаются дополнительные барьеры, сдерживающие проникновение кислорода и его миграции вглубь образцов.

На рисунке 4 приведены результаты расчетов изменения фактора упрочнения исследуемых керамик, рассчитанный на основе изменений значений твердости образцов, подвергнутых высокотемпературному воздействию. Данные приведены процентном соотношении, отражающем изменение твердости относительно времени воздействия высоких температур, на основе которых определена кинетика изменений прочностных параметров в зависимости от нескольких факторов, включая фактор изменения фазового состава при вариации компонент в составе, а также изменений флюенса облучения.

Как видно из представленных зависимостей изменение времени испытаний приводит к росту степени деградации твердости исследуемых керамик, что свидетельствует о деструкции приповерхностных слоев в результате термического воздействия и инициализации процессов окисления. При этом, анализ наблюдаемых трендов изменений прочностных параметров свидетельствует о том, что ионное облучение оказывает положительный эффект в сдерживании процессов деструкции, вызванных окислением, причем степень влияния на сдерживание имеет явно выраженную зависимость от величины флюенса, а также от фазового состава керамик. Сравнивая результаты оценки изменений твердости и степени деградации керамик в зависимости от фазового состава можно сделать вывод о том, что изменение состава керамик при вариации количества компонент в случае немодифицированных керамик наиболее проявляется для состава $0.5 \text{ ZnO} - 0.5 \text{ TiO}_2$ керамик, для которых время воздействия термического нагрева в течение 5 часов приводит к снижению твердости на 4.1 % от начального значения, в то время как для образцов с соотношением компонент $0.75 \text{ ZnO} - 0.25 \text{ TiO}_2$ термическое воздействие приводит к снижению твердости на 5 %. При этом можно сделать вывод, что на процессы высокотемпературного окисления изменение фазового состава оказывает незначительную роль, а наблюдаемые

изменения в различиях твердости и степени деградации керамик связаны с более выраженной деструкцией оксидной фазы ZnO в составе 0.75 ZnO – 0.25 TiO₂ керамик. Для модифицированных ионным облучением керамик различия в степени деградации и трендов ее изменения достаточно выражены, из чего следует сделать вывод о том, что ионное воздействие, и связанные с ним процессы дефектообразования, оказывают существенную роль на сдерживание высокотемпературного окисления, вызванного длительным воздействием высоких температур. В данном случае эффект сдерживания проявляется в виде меньших значений степени деградации твердости для облученных керамик в сравнении с результатами, полученными для немодифицированных образцов. Так в случае 0.75 ZnO – 0.25 TiO₂ керамик при предварительном облучении их ионами O⁺ с флюенсами 5×10^{12} – 10^{13} ион/см² снижение твердости составляет порядка 2.9 – 3.1 %, что более чем в 1.5-1.7 раза меньше значений степени деградации, полученных для немодифицированных керамик. В случае 0.5 ZnO – 0.5 TiO₂ керамик величина степени деградации для образцов облученных флюенсами 5×10^{12} – 10^{13} ион/см² составляет порядка 2 – 2.5 %, что более чем в 2 раза меньше изменений твердости, наблюдаемых для немодифицированных образцов. Для образцов 0.25 ZnO – 0.75 TiO₂ максимальное снижение твердости при флюенсах 5×10^{12} – 10^{13} ион/см² составляет порядка 2.8 – 3.3 % от начального значения, в то время как для немодифицированных керамик термическое воздействие в течение 500 часов приводит к снижению более чем на 4.6 %. Таким образом, анализируя полученные результаты изменений твердости, и рассчитанных на их основе изменений величин степени деградации позволяют сделать вывод о сдерживании процессов деструкции за счет формируемых ионным воздействием на приповерхностный слой керамик дефектов, плотность которых оказывает двойственное влияние на механизмы сопротивляемости высокотемпературному окислению и разупрочнению. В случае когда плотность дефектов, создаваемая воздействием ионов в приповерхностном слое достаточно мала (при флюенсах облучения 10^{11} – 10^{12} ион/см²), эффективность сдерживания процессов окисления составляет менее 10-15 %, что несоизмеримо с затратами на ионное облучение и эффективностью достигаемой в результате данного воздействия. Основным механизм упрочнения в данном случае обусловлен эффектом образования дополнительных структурных искажений, точечных и вакансионных дефектов, а также дислокаций, накопление которых в структуре приповерхностного слоя формирует дефектный слой, замедляющий процессы миграции кислорода и сдерживания тепловые колебания кристаллической решетки, что также сдерживает диффузию дефектов и их агломерацию. Однако в случае высоких флюенсов облучения (выше 10^{13} ион/см²), при которых в структуре поврежденного (измененного ионным воздействием) слоя образуется достаточно большая плотность дефектов, накопление которых способно приводит к образованию более сложных дефектных комплексов и кластерных дефектов, внешнее термическое воздействие оказывает на них дополнительное влияние, которое в свою очередь приводит к росту дестабилизированных поврежденных включений в приповерхностном слое, что в свою очередь снижает сопротивляемость модифицированного приповерхностного слоя к высокотемпературному воздействию.

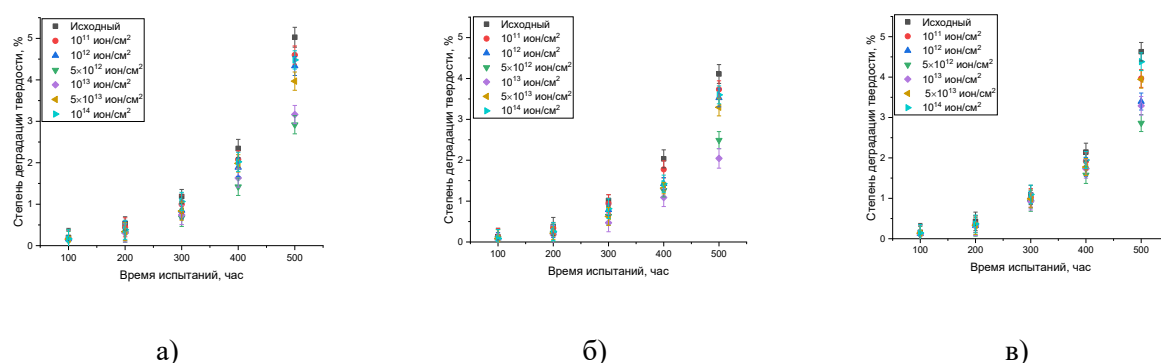


Рисунок 4. Результаты оценки изменения фактора упрочнения исследуемых керамик в зависимости от времени высокотемпературного воздействия: а) 0.75 ZnO – 0.25 TiO₂; б) 0.5 ZnO – 0.5 TiO₂; в) 0.25 ZnO – 0.75 TiO₂

Помимо длительного температурного воздействия, способного привести к инициализации процессов окисления приповерхностных слоев в процессе эксплуатации анодные материалы могут испытывать термошоковые воздействия в процессе термоциклирования, связанные с резким изменением температуры воздействия, изменение которой может привести к быстрому окислению приповерхностных слоев при резком снижении температуры воздействия, а также инициировать процессы деформационных искажений, вызванных изменением градиента температурного воздействия.

На рисунке 5 приведены результаты оценки изменений твердости исследуемых керамик (в исходном и модифицированном состоянии), отражающие влияния циклических термошоковых воздействий. Количество циклов испытаний образцов составляло пять последовательных циклических изменений температур воздействия, возникающих путем быстрого нагрева образцов до заданного температурного режима, выдержке при нем в течение часа и быстрого извлечения на воздух из камеры печи, что создает градиент температурного воздействия, приводящего к деформационным искажениям кристаллической структуры в результате резких стрессовых изменений тепловых колебаний кристаллической решетки. Согласно представленным трендам изменений величин твердости, приведенных для исследуемых образцов на рисунках 5а-в видно, что изменения наблюдаются после первого цикла воздействий, однако характер данных изменений различен для образцов, как в исходном состоянии, так и в случае модифицированных образцов керамик. Наиболее выраженный тренд снижения твердости, свидетельствующий о сильно выраженной дестабилизации прочностных свойств керамик наблюдается для образцов 0.75 ZnO – 0.25 TiO₂ керамик в исходном состоянии. При этом наименьшие изменения наблюдаются для образцов 0.5 ZnO – 0.5 TiO₂ керамик, из чего следует вывод о том, что наиболее эффективными и устойчивыми керамиками к термошоковым воздействиям являются керамики с доминирующей в составе ZnTiO₃ фазой.

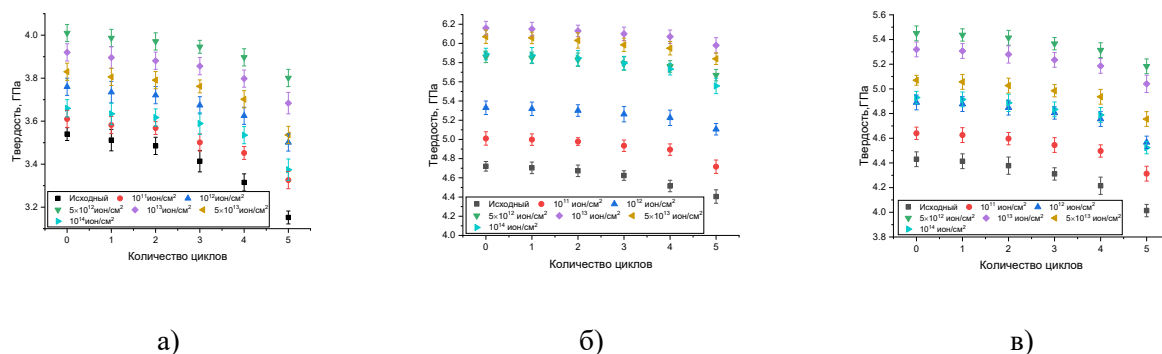


Рисунок 5. Результаты оценки изменений твердости исследуемых керамик в результате циклических термошоковых испытаний: а) 0.75 ZnO – 0.25 TiO₂; б) 0.5 ZnO – 0.5 TiO₂; в) 0.25 ZnO – 0.75 TiO₂

На рисунке 6 приведены результаты оценки степени деградации твердости исследуемых керамик, полученные путем сравнения значений твердости в исходном состоянии (до проведения испытаний) и после термошоковых воздействий. Данные приведены в процентном соотношении и едином масштабе для удобства сравнения эффективности повышения сопротивляемости керамик в зависимости от изменений фазового состава (в случае вариации соотношения компонент при синтезе) и ионной модификации.

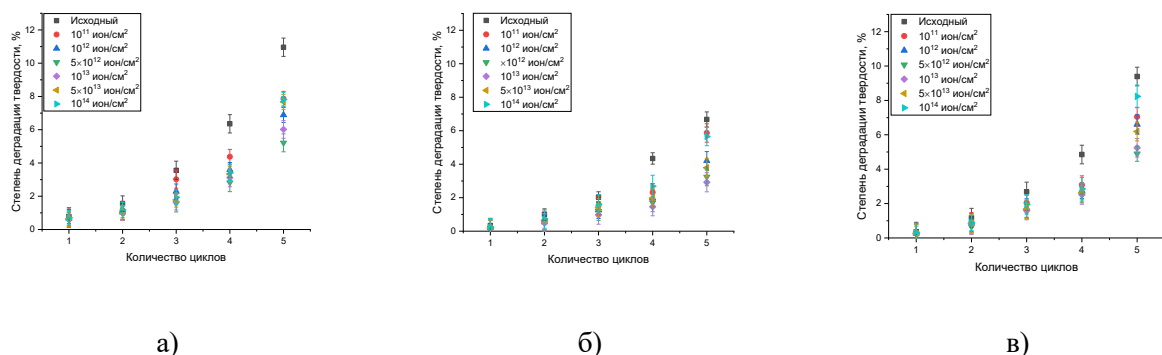


Рисунок 6. Результаты оценки степени деградации твердости исследуемых керамик в результате циклических термошоковых испытаний: а) 0.75 ZnO – 0.25 TiO₂; б) 0.5 ZnO – 0.5 TiO₂; в) 0.25 ZnO – 0.75 TiO₂

Согласно представленным данным изменений степени деградации твердости исследуемых керамик установлено, что в случае исходных образцов максимальное снижение твердости для образцов 0.75 ZnO – 0.25 TiO₂ керамик после 5 циклов испытаний составляет порядка 11 %, для образцов 0.5 ZnO – 0.5 TiO₂ керамик изменение составляет порядка 6.6 %, для 0.25 ZnO – 0.75 TiO₂ керамик снижение твердости составляет порядка 9.4 %. При этом анализ полученных изменений степени деградации керамик показал эффективность применения ионной модификации для повышения сопротивляемости к

термошоковым воздействиям. Согласно полученным данным, в случае $0.75 \text{ ZnO} - 0.25 \text{ TiO}_2$ керамик ионное облучение с флюенсами $5 \times 10^{12} - 10^{13}$ ион/см² приводит к увеличению сопротивляемости к деструкции вызванной термошоковым воздействием более чем 1.5 раза. Для образцов $0.5 \text{ ZnO} - 0.5 \text{ TiO}_2$ керамик снижение твердости и степени деградации при флюенсах облучения $5 \times 10^{12} - 10^{13}$ ион/см² составляет порядка 3 %, что более чем в 2 раза ниже аналогичных изменений, наблюдаемых для немодифицированных образцов керамик. Для образцов $0.25 \text{ ZnO} - 0.75 \text{ TiO}_2$ керамик ионное облучение с флюенсами $5 \times 10^{12} - 10^{13}$ ион/см² приводит к снижению твердости на 4.9 – 5.3 %, что более чем 1.7 раза ниже, чем в случае изменений наблюдаемых для необлученных образцов керамик, подвергнутых термошоковым воздействиям. Подобные изменения свидетельствует о положительном эффекте сдерживания процессов деформационных искажений в модифицированных керамиках, а также об эффективности ионной модификации.

При этом различия в характерах изменений степени деградации образцов керамик подвергнутых длительному высокотемпературному нагреву и термошоковым испытаниям обусловлена различием в механизмах коррозии и деструкции, вызванных данными воздействиями. В случае длительного высокотемпературного воздействия процессы окисления и, связанные с ними процессы диффузии кислорода, носят медленный характер, обусловленный тепловыми колебаниями и миграцией дефектов при постоянной температуре. В случае же термошоковых воздействий, резкое изменение температуры образцов приводит к формированию структурных искажений, вызванных деформационными напряжениями при релаксации и перепаде температур в образце. В данном случае более низкие показатели теплопроводности керамик, которые сдерживают механизмы прогрева образца и теплопередачи будут способствовать меньшему деформационному воздействию при возникновении градиента температур, так как сама разница температур в образцах при малом времени воздействия будет меньше, чем в случае образцов теплопроводность в которых выше.

Таким образом, можно сделать вывод, что оптимальными условиями модификации, при которых степень деградации твердости минимальна, а эффект упрочнения и повышения сопротивляемости к внешним механическим и высокотемпературным воздействиям является облучение с флюенсом 5×10^{12} ион/см², воздействие которого приводит к формированию в структуре приповерхностного слоя высокодефектного слоя, плотность дефектов в котором оптимальна для сдерживания процессов высокотемпературных воздействий, а также диффузионных механизмов окисления при длительном термическом нагреве и термошоковом воздействии.

Заключение

В работе представлены результаты оценки влияния ионной модификации на изменение прочностных свойств и устойчивости к высокотемпературным процессам окисления и термошоковым воздействиям композитных $x\text{ZnO} - (1-x)\text{TiO}_2$ керамик при вариации флюенса облучения. Выбор высокоэнергетических ионов O^+ позволяет реализовать контролируемый режим радиационной модификации, в котором

изменения структуры керамик формируются главным образом за счёт ионизационных процессов, а возникающие дефектные комплексы выполняют роль стабилизирующих барьеров, способных повышать устойчивость материала к механическим и термическим воздействиям без риска деградации вследствие имплантационных эффектов.

В ходе проведенных исследований установлено, что увеличение флюенса облучения до 5×10^{12} ион/см² приводит к увеличению твердости приповерхностного слоя керамик, а также повышению сопротивляемости к внешним механическим воздействиям и растрескиванию. В ходе испытаний на устойчивость и сопротивляемость к высокотемпературной деградации установлено, что при длительном термическом воздействии сдерживание процессов диффузии кислорода и окисления происходит за счет образованных дефектов в приповерхностном слое. При этом в случае высокодозного облучения, образованные структурные дефекты и их последующая кластеризация и агломерация снижают эффективность сдерживания процессов термически индуцированной коррозии приповерхностных слоев и практически нивелируют эффект упрочнения достигнутый при ионной модификации в сравнении с исходными (немодифицированными) образцами керамик.

Результаты оценки испытаний на устойчивость к циклическим термошоковым воздействиям показали перспективность использования ионной модификации с флюенсами облучения порядка $5 \times 10^{12} - 10^{13}$ ион/см², использование которых приводит к снижению степени деградации твердости более чем в 1.5-2 раза по сравнению с результатами, полученными для исходных (немодифицированных) керамик.

Согласно полученным данным установлено, что создаваемые ионным облучением дефектные неоднородности в приповерхностном слое замедляют процессы атомарной диффузии кислорода и других агрессивных компонентов вглубь материала, что уменьшает скорость термически индуцированной коррозии и деградации поверхности. Определено, что модифицированный ионным облучением приповерхностный слой выполняет функцию защитного барьера, повышающего термошоковую прочность и устойчивость керамик к длительному воздействию высоких температур, а также связанных с ними процессов окисления и разупрочнения.

При флюенсах облучения выше 5×10^{12} ион/см² наблюдаемые эффекты разупрочнения, связанные со снижением значений твердости и упрочнения обусловлены эффектом перекрытия дефектных включений, что в свою очередь приводит к дестабилизации приповерхностного слоя и снижения эффектов барьерного сдерживания распространения микротрещин при внешних нагрузках, а также процессов термического окисления при длительном термическом воздействии. Основная причина таких изменений связана с интенсивным накоплением радиационных дефектов и эффектом перекрытия каскадов повреждений. При низких флюенсах каждый ион инициирует локальную область разрушения кристаллической решётки — формируются вакансии, межузельные атомы, мелкие дефектные кластеры и частично аморфизированные зоны. Однако при достижении флюенсов выше 5×10^{12} ион/см² каскады начинают перекрываться, в результате чего плотность структурных дефектов резко возрастает. Это приводит к образованию протяжённых дефектных включений, рост концентрации

которых приводит к ослаблению эффектов барьерного сдерживания и снижает сопротивляемость к охрупчиванию приповерхностных слоев. Накопление вакансий и их кластеризация дополнительно приводит к радиационно-индуцированному охрупчиванию. Повышение концентрации дефектов создаёт значительные внутренние напряжения, нарушает стабильность барьерных дефектов, а образующиеся аморфные включения сами выступают в качестве катализаторов для роста микротрещин и последующей дестабилизации кристаллической структуры приповерхностного слоя. Дополнительный вклад в деградацию структуры вносит ускоренное термическое окисление дефектного приповерхностного слоя. Радиационные дефекты создают быстрые пути диффузии кислорода, а аморфизированные и разупорядоченные участки обладают повышенной химической активностью. При термическом воздействии такие зоны окисляются интенсивнее, что приводит к растрескиванию, шелушению и разрушению верхних слоёв керамики. Совокупность этих процессов — перекрытие каскадов повреждений, разрыхление структуры, деградация интерфейсов, охрупчивание и ускоренное окисление — приводит к выраженному разупрочнению материала и существенному снижению его механической стойкости при флюенсах облучения выше 5×10^{12} ион/см².

Благодарность

Данное исследование выполнено в рамках реализации целей и задач программно – целевого финансирования при поддержке Министерства науки и высшего образования Республики Казахстан (грант № BR28713281).

Вклад авторов

Р.А. Мухаметжарова – проведение экспериментов, отработка режимов получения керамики, характеристика структурных изменений, интерпретация полученных результатов.

А.В. Труханов – анализ и интерпретация результатов, оценка прочностных параметров, определения эффективности устойчивости к внешним воздействиям.

А.Л. Козловский – проведение экспериментов, общий анализ взаимосвязи структурных изменений с прочностными характеристиками, определение кинетики деградации материалов.

Список литературы

1. W.G. Fahrenholtz, G.E. Hilmas, Ultra-high temperature ceramics: materials for extreme environments, Scripta materialia, 129, 94-99 (2017), <https://doi.org/10.1016/j.scriptamat.2016.10.018>
2. B.C. Wyatt, S.K. Nemani, G.E. Hilmas, E.J. Opila, B. Anasori, B. Ultra-high temperature ceramics for extreme environments. Nature reviews materials, 9(11), 773-789, (2024). <https://doi.org/10.1038/s41578-023-00619-0>
3. D.H. Besisa, E.M. Ewais, E. A. Mohamed, N.H. Besisa, Y.M. Ahmed. Inspection of thermal stress parameters of high temperature ceramics and energy absorber materials. Solar Energy Materials and Solar Cells. 203, 110160, (2019). <https://doi.org/10.1016/j.solmat.2019.110160>

4. M. Belmonte. Advanced ceramic materials for high temperature applications. *Advanced engineering materials*, 8(8), 693-703, (2006). <https://doi.org/10.1002/adem.200500269>
5. J. Zhang, X. Zhang, L. Wang, J. Zhang, R. Liu, Q. Sun, X. Ma. Fabrication and applications of ceramic-based nanofiber materials service in high-temperature harsh conditions—A review. *Gels*, 9(3), 208, (2023). <https://doi.org/10.3390/gels9030208>
6. A. Sommers, Q. Wang, X. Han, C. T'Joen, Y. Park, A. Jacobi. Ceramics and ceramic matrix composites for heat exchangers in advanced thermal systems—A review. *Applied Thermal Engineering*, 30(11-12), 1277-1291, (2010). <https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2010.02.018>
7. T.W. Clyne, I.O. Golosnoy, J.C. Tan, A.E. Markaki. Porous materials for thermal management under extreme conditions. *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 364(1838), 125-146, (2006). <https://doi.org/10.1098/rsta.2005.1682>
8. F. Monteverde, L. Scatteia. Resistance to thermal shock and to oxidation of metal diborides-SiC ceramics for aerospace application. *Journal of the American Ceramic Society*, 90(4), 1130-1138, (2007). <https://doi.org/10.1111/j.1551-2916.2007.01589.x>
9. A. Annerino, M. Lawson, P.I. Gouma. Future insights on high temperature ceramics and composites for extreme environments. *International Journal of Ceramic Engineering & Science*, 4(5), 296-301, (2022). <https://doi.org/10.1002/ces2.10156>
10. R. Savino, L. Criscuolo, G.D. Di Martino, S. Mungiguerra. Aero-thermo-chemical characterization of ultra-high-temperature ceramics for aerospace applications. *Journal of the European Ceramic Society*, 38(8), 2937-2953, (2018). <https://doi.org/10.1016/j.jeurceramsoc.2017.12.043>
11. S. Tang, C. Hu. Design, preparation and properties of carbon fiber reinforced ultra-high temperature ceramic composites for aerospace applications: a review. *Journal of Materials Science & Technology*, 33(2), 117-130, (2017). <https://doi.org/10.1016/j.jmst.2016.08.004>
12. S. Zhu, G. Zhang, Y. Bao, D. Sun, Q. Zhang, X. Meng, L. Yan. Progress in preparation and ablation resistance of ultra-high-temperature ceramics modified C/C composites for extreme environment. *Reviews on Advanced Materials Science*, 62(1), 20220276, (2023). <https://doi.org/10.1515/rams-2022-0276>
13. S. Tang, C. Hu. Design, preparation and properties of carbon fiber reinforced ultra-high temperature ceramic composites for aerospace applications: a review. *Journal of Materials Science & Technology*, 33(2), 117-130, (2017). <https://doi.org/10.1016/j.jmst.2016.08.004>
14. R.S. Lima, B.R. Marple. Thermal spray coatings engineered from nanostructured ceramic agglomerated powders for structural, thermal barrier and biomedical applications: a review. *Journal of Thermal Spray Technology*, 16(1), 40-63, (2007). <https://doi.org/10.1007/s11666-006-9010-7>
15. N.S. Jacobson, E.J. Opila, K.N. Lee. Oxidation and corrosion of ceramics and ceramic matrix composites. *Current Opinion in Solid State and Materials Science*, 5(4), 301-309, (2001). [https://doi.org/10.1016/S1359-0286\(01\)00009-2](https://doi.org/10.1016/S1359-0286(01)00009-2)
16. S. Antony Jose, Z. Lapierre, T. Williams, C. Hope, T. Jardin, R. Rodriguez, P.L. Menezes. Wear-and corrosion-resistant coatings for extreme environments: advances, challenges, and future perspectives. *Coatings*, 15(8), 878, (2025). <https://doi.org/10.3390/coatings15080878>
17. H. Liu, X. Zhang, Y. Liao, J. Yu, Y.T. Liu, B. Ding. (2024). Building-Envelope-Inspired, Thermomechanically Robust All-Fiber Ceramic Meta-Aerogel for Temperature-Controlled Dominant Infrared Camouflage. *Advanced Materials*, 36(25), 2313720, (2024). <https://doi.org/10.1002/adma.202313720>
18. T.O. Igunma, A.T. Aderamo, H.C. Olisakwe. Ceramic matrix composites for corrosion-resistant next-generation nuclear reactor systems: A conceptual review of enhancements in durability against molten

salt attack. Open Access Research Journal of Engineering and Technology, 7(2), 1-15, (2024). <https://doi.org/10.53022/oarjet.2024.7.2.0055>

19. J.G. Thakare, C. Pandey, M.M. Mahapatra, R.S. Mulik. Thermal barrier coatings—a state of the art review. Metals and Materials International, 27(7), 1947-1968, (2021). <https://doi.org/10.1007/s12540-020-00705-w>

20. K. Ramachandran, J.C. Bear, D.D. Jayaseelan. Oxide-Based Ceramic Matrix Composites for High-Temperature Environments: A Review. Advanced Engineering Materials, 27(7), 2402000, (2025). <https://doi.org/10.1002/adem.202402000>

А.Л. Козловский^{*1,2}, Р.А. Мухаметжарова², А.В. Труханов³

¹Ядролық физика институты, Алматы, Қазақстан

²Л.Н. Гумилев атындағы Еуразия ұлттық университеті, Астана, Қазақстан

³Беларусь Ұлттық ғылыми академиясының материалтану ғылыми-практикалық орталығы, Минск, Беларусь

(E-mail: *kozlovskiy.a@inp.kz, kazgov.14.3.1@gmail.com, truhanov86@mail.ru)

Композиттік керамикалардың иондық модификациясының жоғары температуралық деградацияға және термошок сынақтарына төзімділігіне әсерін зерттеу

Аңдатпа. Жұмыста мырыш титанаты негізіндегі керамикалардың беткі қабаттарының иондық модификациясының жоғары температуралық коррозия процестеріне және қатты оксидті отын элементтеріне арналған анодтық материал ретінде пайдаланылған кезде туындайтын сыни жағдайларды модельдейтін термошок әсеріне ықпалы зерттеу нәтижелері ұсынылған. Керамикада модификацияланған қабатты құру әр түрлі флюенсі бар О+ иондарымен сәулелену арқылы жүзеге асырылды, олардың өзгеруі соқтығысқан иондардың қалыңдығы шамамен 13 – 13.5 мкм болатын беткі қабаттың кристалдық құрылымымен әрекеттесуі нәтижесінде пайда болатын құрылымдық зақымданудың әртүрлі дәрежесін тудырды. Керамика үлгілеріне жоғары температураның ұзақ уақыт әсер етуімен байланысты термиялық тұрақтылығын сынау барысында, иондық сәулелендіру арқылы модификацияланған қабатты қалыптастыру коррозия мен деградация үдерістеріне төзімділікті арттыратыны, сондай-ақ керамиканың беткі қабатының беріктік қасиеттерінің бұзылу дәрежесін төмендететіні анықталды. Модификацияның оңтайлы шарттары 10^{12} - 5×10^{12} ион/см² флюенсі бар иондық сәулелену болып табылады, онда беткі қабатта пайда болатын құрылымдық өзгерістер дәрежесі термиялық индукцияланған коррозия және деградация процестерімен байланысты теріс әсерді барынша азайтуға мүмкіндік береді.

Түйінді сөздер: титанаттар, керамикалық материалдар, коррозия процестері, тұрақтылық, модификацияланған қабат, беріктіктің төмендеуіне төзімділік

A.L. Kozlovskiy^{*1,2}, R.A. Mukhametzharova², A.V. Trukhanov³

¹Institute of Nuclear Physics, Almaty, Kazakhstan

²L.N. Gumilyov Eurasian National University, Astana, Kazakhstan

³Scientific and Practical Materials Research Center National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus

(E-mail: ^{*}(E-mail: *kozlovskiy.a@inp.kz, kazgov.14.3.1@gmail.com, truhanov86@mail.ru)

Study of the influence of ionic modification of composite ceramics on resistance to high-temperature degradation and thermal shock tests

Abstract. The paper presents the results of studies of the effect of ion modification of near-surface layers of ceramics based on zinc titanate on high-temperature corrosion processes and thermal shock effects simulating critical situations when using this type of ceramics as anode materials for solid oxide fuel cells. The creation of a modified layer in ceramics was carried out by irradiation with O⁺ ions with different fluences, the variation of which caused different degrees of structural damage created as a result of the interaction of incident ions with the crystalline structure of the near-surface layer with a thickness of about 13 – 13.5 μm. During the thermal stability tests carried out on ceramic samples, involving long-term exposure to high temperatures, it was found that the creation of a modified layer through ion irradiation allows for increased resistance to corrosion and degradation processes, as well as a reduction in the degree of destruction of the strength properties of the near-surface layer of ceramics. It was determined that the optimal conditions for modification are ion irradiation with fluences of 10¹² - 5×10¹² ion/cm², at which the degree of structural changes created in the near-surface layer makes it possible to minimize the negative effect associated with thermally induced corrosion and degradation processes.

Key words: titanates, ceramic materials, corrosion processes, stability, modified layer, resistance to softening

References

1. W.G. Fahrenholtz, G.E. Hilmas, Ultra-high temperature ceramics: materials for extreme environments, *Scripta materialia*, 129, 94-99 (2017), <https://doi.org/10.1016/j.scriptamat.2016.10.018>
2. B.C. Wyatt, S.K. Nemani, G.E. Hilmas, E.J. Opila, B. Anasori, B. Ultra-high temperature ceramics for extreme environments. *Nature reviews materials*, 9(11), 773-789, (2024). <https://doi.org/10.1038/s41578-023-00619-0>
3. D.H. Besisa, E.M. Ewais, E. A. Mohamed, N.H. Besisa, Y.M. Ahmed. Inspection of thermal stress parameters of high temperature ceramics and energy absorber materials. *Solar Energy Materials and Solar Cells*. 203, 110160, (2019). <https://doi.org/10.1016/j.solmat.2019.110160>
4. M. Belmonte. Advanced ceramic materials for high temperature applications. *Advanced engineering materials*, 8(8), 693-703, (2006). <https://doi.org/10.1002/adem.200500269>
5. J. Zhang, X. Zhang, L. Wang, J. Zhang, R. Liu, Q. Sun, X. Ma. Fabrication and applications of ceramic-based nanofiber materials service in high-temperature harsh conditions—A review. *Gels*, 9(3), 208, (2023). <https://doi.org/10.3390/gels9030208>
6. A. Sommers, Q. Wang, X. Han, C. T'Joene, Y. Park, A. Jacobi. Ceramics and ceramic matrix composites for heat exchangers in advanced thermal systems—A review. *Applied Thermal Engineering*, 30(11-12), 1277-1291, (2010). <https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2010.02.018>

7. T.W. Clyne, I.O. Golosnoy, J.C. Tan, A.E. Markaki. Porous materials for thermal management under extreme conditions. *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 364(1838), 125-146, (2006). <https://doi.org/10.1098/rsta.2005.1682>
8. F. Monteverde, L. Scatteia. Resistance to thermal shock and to oxidation of metal diborides-SiC ceramics for aerospace application. *Journal of the American Ceramic Society*, 90(4), 1130-1138, (2007). <https://doi.org/10.1111/j.1551-2916.2007.01589.x>
9. A. Annerino, M. Lawson, P.I. Gouma. Future insights on high temperature ceramics and composites for extreme environments. *International Journal of Ceramic Engineering & Science*, 4(5), 296-301, (2022). <https://doi.org/10.1002/ces2.10156>
10. R. Savino, L. Criscuolo, G.D. Di Martino, S. Mungiguerra. Aero-thermo-chemical characterization of ultra-high-temperature ceramics for aerospace applications. *Journal of the European Ceramic Society*, 38(8), 2937-2953, (2018). <https://doi.org/10.1016/j.jeurceramsoc.2017.12.043>
11. S. Tang, C. Hu. Design, preparation and properties of carbon fiber reinforced ultra-high temperature ceramic composites for aerospace applications: a review. *Journal of Materials Science & Technology*, 33(2), 117-130, (2017). <https://doi.org/10.1016/j.jmst.2016.08.004>
12. S. Zhu, G. Zhang, Y. Bao, D. Sun, Q. Zhang, X. Meng, L. Yan. Progress in preparation and ablation resistance of ultra-high-temperature ceramics modified C/C composites for extreme environment. *Reviews on Advanced Materials Science*, 62(1), 20220276, (2023). <https://doi.org/10.1515/rams-2022-0276>
13. S. Tang, C. Hu. Design, preparation and properties of carbon fiber reinforced ultra-high temperature ceramic composites for aerospace applications: a review. *Journal of Materials Science & Technology*, 33(2), 117-130, (2017). <https://doi.org/10.1016/j.jmst.2016.08.004>
14. R.S. Lima, B.R. Marple. Thermal spray coatings engineered from nanostructured ceramic agglomerated powders for structural, thermal barrier and biomedical applications: a review. *Journal of Thermal Spray Technology*, 16(1), 40-63, (2007). <https://doi.org/10.1007/s11666-006-9010-7>
15. N.S. Jacobson, E.J. Opila, K.N. Lee. Oxidation and corrosion of ceramics and ceramic matrix composites. *Current Opinion in Solid State and Materials Science*, 5(4), 301-309, (2001). [https://doi.org/10.1016/S1359-0286\(01\)00009-2](https://doi.org/10.1016/S1359-0286(01)00009-2)
16. S. Antony Jose, Z. Lapierre, T. Williams, C. Hope, T. Jardin, R. Rodriguez, P.L. Menezes. Wear-and corrosion-resistant coatings for extreme environments: advances, challenges, and future perspectives. *Coatings*, 15(8), 878, (2025). <https://doi.org/10.3390/coatings15080878>
17. H. Liu, X. Zhang, Y. Liao, J. Yu, Y.T. Liu, B. Ding. (2024). Building-Envelope-Inspired, Thermomechanically Robust All-Fiber Ceramic Meta-Aerogel for Temperature-Controlled Dominant Infrared Camouflage. *Advanced Materials*, 36(25), 2313720, (2024). <https://doi.org/10.1002/adma.202313720>
18. T.O. Igunma, A.T. Aderamo, H.C. Olisakwe. Ceramic matrix composites for corrosion-resistant next-generation nuclear reactor systems: A conceptual review of enhancements in durability against molten salt attack. *Open Access Research Journal of Engineering and Technology*, 7(2), 1-15, (2024). <https://doi.org/10.53022/oarjet.2024.7.2.0055>
19. J.G. Thakare, C. Pandey, M.M. Mahapatra, R.S. Mulik. Thermal barrier coatings—a state of the art review. *Metals and Materials International*, 27(7), 1947-1968, (2021). <https://doi.org/10.1007/s12540-020-00705-w>
20. K. Ramachandran, J.C. Bear, D.D. Jayaseelan. Oxide-Based Ceramic Matrix Composites for High-Temperature Environments: A Review. *Advanced Engineering Materials*, 27(7), 2402000, (2025). <https://doi.org/10.1002/adem.202402000>

Сведения об авторах:

Р.А. Мухаметжарова – PhD докторант кафедры Ядерной физики, новых материалов и технологий, Евразийский национальный университет имени Л.Н. Гумилева, Астана, Казахстан

А.В. Труханов – Доктор физико-математических наук, Академик-секретарь Отделения химии и наук о Земле Национальной академии наук Беларуси, Минск, Беларусь

А.Л. Козловский – автор для корреспонденции, PhD, заведующий Лаборатории физики твердого тела Астанинского филиала РГП «Института ядерной физики», Алматы, Казахстан

Р.А. Мухаметжарова – PhD, Л.Н. Гумилев атындағы Еуразия ұлттық университетінің Ядролық физика, жаңа материалдар және технологиялар кафедрасының докторанты, Астана, Қазақстан.

А.В. Труханов – физика-математика ғылымдарының докторы, Беларусь Ұлттық ғылым академиясының Химия және Жер туралы ғылымдар бөлімшесінің академик-хатшысы, Минск, Беларусь.

А.Л. Козловский – хат-хабар авторы, PhD, РФӨ «Ядролық физика институты» РМК Астана филиалы Қатты дене физикасы зертханасының меңгерушісі, Алматы, Қазақстан.

R.A. Mukhametzharova – PhD, Doctoral Student at the Department of Nuclear Physics, New Materials and Technologies, L.N. Gumilyov Eurasian National University, Astana, Kazakhstan.

A.V. Trukhanov – Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Academic Secretary of the Department of Chemistry and Earth Sciences of the National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus.

A.L. Kozlovskiy – the corresponding author, PhD, Head of the Solid State Physics Laboratory of the Astana Branch of the RSE “Institute of Nuclear Physics”, Almaty, Kazakhstan.



Copyright: © 2025 by the authors. Submitted for possible open access publication under the terms and conditions of the Creative Commons Attribution (CC BY NC) license (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>).



ХҒТАР 37.15.23

<https://doi.org/10.32523/2616-6836-2025-153-4-112-125>

Ғылыми мақала

Л.Н. Гумилев атындағы ЕҰУ космофизикалық кешен қондырғысының деректері бойынша ғарыштық сәулелер қарқындылығының өзгеруін тіркеу және талдау

М.Ш. Салауатова[✉], Е.А. Тулеков*[✉]

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

(E-mail: *yerzhan_ta@mail.ru. smsh688@gmail.com)

Андатпа. Бұл жұмыста Л.Н.Гумилев атындағы Еуразия ұлттық университетінің (ЕҰУ) космофизикалық эксперименттік кешенінің қрамына кіретін CARPET қондырғысының негізгі техникалық сипаттамалары келтірілген. 2017-2024 жылдар аралығындағы жүргізілген эксперименттік зерттеулердің нәтижелері келтірілген, сондай-ақ ғарыштық сәулелер ағындарының тіркелген вариацияларын және геомагниттік және планетаралық орта параметрлерін талдаудың жекелеген аспектілері қарастырылған. Мақалада аталған университеттің ғылыми кешендегі CARPET детекторының модульдерімен тіркелген екінші ретті ғарыштық сәулелер ағындарының 2017, 2021, 2024 жылдардағы қуатты геомагниттік қозулар кезінде КРАР, Dst геомагниттік индекстерінің FS Күн желінің плазмалық жылдамдығының және Жер үсті нейтрон мониторлардың деректерімен уақыттық вариацияларының салыстырмалы талдауы келтірілген. Зерттеу үшін Күннің жарқыл белсенділігі туралы деректер де пайдаланылды және оның графигі келтірілді. Геомагниттік қозулардың себебі болып табылатын Күн жарқылының сипаттамалары мен параметрлері қарастырылды. Сонымен қатар, магниттік дауылдар туралы деректер де келтірілді. Талдау нәтижелері көрсетілді, Форбуш-төмендеуі эффектісі айқындалып, оның сипаттамалары мен ерекшеліктері қарастырылды. Алынған нәтижелер ғарыштық сәулелер қарқындылығының вариациялары Күн бетіндегі қозулардан туындап, кейінгі геомагниттік өріс элементтерінің өзгерістеріне байланысты екені айтылды және көрсетілді.

Түйін сөздер: космофизикалық кешен, детектор, Күн белсенділігі, Күн жарқылы, геомагниттік қозулар, галактикалық ғарыштық сәулелер, Форбуш-төмендеуі

Кіріспе

Ғарыштық сәулелер ағындарының әртүрлі уақыттық және вариациялық өзгеру табиғаты, соның ішінде тәуліктік, 27 күндік, жылдық, 11 жылдық және тағы да басқалары, сонымен бірге атмосфера және ауа-райдың күйлерімен Күн және геофизика факторларының өзара байланысы бұрыннан ерекше назарға ие.

Жіберілді 21.11.2025. Өзгертілді 25.11.2025. Қабылданды 27.11.2025. Онлайн қол жетімді 25.12.2025.

Қазіргі уақытта Күн – Жер физикасының ең өзекті мәселелерінің бірі – ғарыштық сәулелердің төменгі атмосфераға әсері болып табылады. Ғарыштық сәулелер ауа райы және климатқа ықпал ететін атмосфералық процестерде негізгі рөлдерді атқарады. Жалпы қоршаған орта мәселелері қашанда маңызды болғандықтан атмосферадағы болатын құбылыстар көптеген жылдар бойы ғалымдардың негізгі зерттеу объектісіне айналды. Сондықтан атмосфералық құбылыстар туралы зерттеулер аясында алынған деректер мен мәліметтерді түсіну және оны түсіндіруде екінші ретті ғарыштық сәулелер ағыны вариацияларына атмосфералық процестердің әсерін зерттеу де маңызды болып табылады. Бір жағынан, Күн – геофизикалық факторлар төменгі атмосферадағы болатын құбылыстарға әсері бар. Мысал ретінде 11 жылдық Күн белсенділігі циклының Жердегі ауа райы мен климатқа әсері және олардың байланысы туралы зерттеулерді келтіруге болады [1]. Сонымен бірге, Күн протон оқиғалары және галактикалық ғарыштық сәулелер ағындарының қарқынды өзгерістері кезінде циклондық құбылыстардың күшеюі байқалатыны дәлелденген [2].

Күн бетіндегі жарқылдар процестері кезінде күндік желдердің қозуы байқалады, бұл қозулар өз кезегінде Күн бетінен короналды масса шығарындысы (СМЕ) құбылысына әкеледі. Күндік желдер галактикалық ғарыштық сәулелерге әсер етеді, осылайша олар ғарыштық сәулелердің қарқындылығының вариациясын тудырады. Мұндай вариациялар түріне Форбуш-эффект (қысқа уақытты және кенеттен ғарыштық сәулелердің қарқындылығының төмендеуі). Аталған эффект өте күрделі құбылыс және ол терең зерттеуді қажет етеді.

Галактикалық және Күн ғарыштық сәулелердің ауа райы, климат және төменгі атмосферадағы процестерге әсері әртүрлі Күн – геофизикалық байланыс параметрлерінің өзгерістерінен болуы мүмкін. Алайда, аталған геофизикалық және планетаралық кеңістік өзгерістердің төменгі атмосфераға әсері механизмі толықтай зерттелмеген. Осыған орай, қазіргі уақытта Күн-Жер байланысы физикасы аясында расталмаған механизмдерді зерттеу бойынша жұмыстарды жүргізу өте маңызды.

Ғарыштық сәулелерді зерттеу үшін бірінші ретті ғарыштық сәулелердің атмосферамен өзара әрекеттесуінен пайда болатын екінші ретті ғарыштық сәуле бөлшектерін тіркейтін жер үсті қондырғылары қолданылады.

Осы мақсатта, Л.Н.Гумилев атындағы Еуразия Ұлттық университетінде Ресей ғылым академиясының П.Н.Лебедев атындағы Физика институтымен (Ресей Федерациясы, Мәскеу облысы) бірлесіп құрамына иондаушы бөлшектерді тіркейтін CARPET детекторы, нейтрондарды тіркейтін нейтрондық детектор және EFM-100 электростатикалық флюксметр кіретін ғылыми космофизикалық кешен құрылды.

CARPET қазіргі уақыттағы қолданыстағы басқа нейтрондық мониторлармен салыстырғанда барлық зарядталған бөлшектерге, оның ішінде бірінші ретті галактикалық және күндік ғарыштық сәулелердің Жер атмосферасына енгенде түзілетін төменгі энергиялы ғарыштық сәулелердің зарядталған екінші ретті компоненттеріне де өте сезімтал.

Аталған космофизикалық жер үсті кешеннің деректері атмосфера физикасын зерттеу, оның ғарыштық сәулелермен өзара байланысы мен әрекеттесуін, ұзақ мерзімді

уақыттық перспективада зерттеулер жүргізуге жақсы мүмкіндік береді және де екінші ретті ғарыштық сәулелер бойынша қазіргі уақытта қолданылатын космофизикалық жер үсті детекторларының желісінің деректеріне қосымша дерекқор ретінде жалпы әлемдік деректер базасын сапалы түрде толықтыра алады.

Әдіснама

CARPET екінші ретті ғарыштық сәуле детекторы [3-5] екі бірдей типтегі CARPET1 және CARPET2 модульдерінен тұрады, бұл өлшеудің жоғары дәлдігін қамтамасыз етеді. Бір модульдің құрамында жалпы саны 120 Гейгер есептегіштері орналасқан. Эксперименттік деректерді жазу 1мс импульстің периодтық қарқынында N1, N2, N12 үш каналдар арқылы жүргізіледі. Бірінші канал (N1, UP) 60 есептегіштен тұратын жоғары қабаты арқылы өтетін зарядталған бөлшектердің интегралды санына сәйкес келеді. Екінші канал (N2, LOW) 60 есептегіштен тұратын төменгі қабаты арқылы өтетін зарядталған бөлшектердің интегралды санына сәйкес келеді. Детектордың телескопиялық құрылымы барлық жоғарғы есептегіштердің (N1 каналы) жалпы санау қарқынын, барлық төменгі есептегіштердің (N2 каналы) санау қарқыны және жоғарғы есептегіш, алюминий фильтрі және төменгі есептегіш (N12 немесе TEL каналы) арқылы өтетін зарядталған бөлшектердің санау қарқыны туралы ақпарат алуға мүмкіндік береді.

Деректердің алғашқы аталған екі каналы протондарды ($E > 5$ МэВ), электрон мен позитрондарды ($E > 200$ кэВ), мюондарды ($E > 1,5$ МэВ), және фотондарды ($E > 20$ кэВ) (протон, электрон, позитрон, мюондарды тіркеу тиімділігі $\sim 100\%$, фотондарды тіркеу тиімділігі $< 1\%$) жалпы санау қарқынына сәйкес келеді. Үшінші арна үшін тіркеудің энергиялық шекаралары – протондар үшін $E > 30$ МэВ, электрондар мен позитрондар үшін $E > 5$ МэВ және мюондар үшін $E > 15,5$ МэВ. Сонымен қатар, CARPET қондырғысының құрамына атмосфералық қысым және температура сияқты метеорологиялық ақпараттарды жинауға арналған телеметрия платасы кіреді.

Радиометрияда бірнеше есептегіштерден тұратын және сәйкестік схемасына қосылған қондырғылар кеңінен қолданылады. Есептегіштің бұл түрі әдетте телескоп деп аталады. Бұл сәйкестік схемасы импульстардың келуінің бір мезгілде шынайы оқиғаларын ажыратады. Мұндай қондырғыларда сигнал тек тіркелетін бөлшек екі есептегіштен өткен кезде ғана пайда болады. Яғни, тіркелген бөлшек телескоптың белгілі бір бұрыштық конусынан өтеді. Ол дискреттік бірнеше кіріс және бір шығыстан тұратын коммутациялық құрылғы ретінде жұмыс істейді, мұнда барлық кірісте импульс тек бір уақытта тіркелген кезде ғана сигнал пайда болады. Бір шығыс және бір уақыттағы сигналдардың келуіне арналған бірнеше кірістердің мақсаты сәулелену нәтижесінде пайда болған импульстар уақыт бойынша сәйкес келсе – онда схемада сигнал түзіледі. Егер де уақыт бойынша сәйкес келмесе, схема «үнсіздік» танытады, яғни сигнал түзілмейді.

CARPET детекторында бар Гейгер есептегіштеріндегі телескоп каналы (TEL) сонымен қатар фондық және кездейсоқ импульстардың іске қосылып кетуінен тазартады, осылайша сәуле бөлшектері бір уақытта бірнеше есептегіштерден өту арқылы шынайы оқиғаларды тіркейді. TEL каналы бұл бір бағытта бірінен соң бірі орналасқан екі

есептегіштің жүйесі. Электроника (сәйкестік схемасы) барлық есептегіштерден өткен сигналдардың сәйкестігін тіркейді. Осылайша, телескоптық жүйе жалған сигналдардың пайда болуын айтарлықтай төмендетеді, өйткені сигнал пайда болу үшін бір уақыттық импульстардың бар болуы қажет. Сәйкесінше, TEL каналын қолдану – бұл алынатын деректердің шынайылығын арттырудың маңызды әдісі.

Нәтижелер мен талқылау

Корональды масса шығарындысы (СМЕ) сияқты Күн белсенділігі локалды планетаралық магнит өрісін айтарлықтай күшейтетін жоғары энергиялы бөлшектер ағынын тудырады. Уақытша қозған магнит өрістері галактикалық ғарыштық сәулелердің таралуын тежейді, бұл галактикалық ғарыштық сәулелер ағындарының күрт төмендеуіне ықпал етеді. Бұл құбылыс Форбуш-төмендеуі деп аталады [6, 7].

Форбуш – төмендеуді өлшеу және оны зерттеу галактикалық ғарыштық сәулелердің таралуын және олардың гелиосферадағы күрделі ортамен әрекеттесуін диагностикалауға мүмкіндік береді. Галактикалық ғарыштық сәулелердің Форбуш – төмендеуі ондаған жылдар бойы әртүрлі геомагниттік кесу қаттылығы әртүрлі аймақтарда орналасқан нейтрондық мониторлар арқылы кеңінен өлшенді [8]. Соңғы жылдары Форбуш – төмендеулерді зерттеу үшін екінші ретті ғарыштық сәулелердің жалпы иондаушы компоненттерін тіркейтін детекторлар белсенді түрде қолданыла бастады [9, 10].

Бұл жұмыста талдау үшін нейтрондық мониторлардың әлемдік желісінің деректері, сонымен бірге гелиосфералық және магнитосфералық қозулар кезіндегі планетаралық кеңістіктің электромагниттік жағдайы туралы деректер пайдаланылды [8, 11].

Жұмыс барысында бастапқы эксперименттік деректер әрбір канал үшін алынған қысым бойынша түзету коэффициенттер арқылы түзетілді. Барометрлік қысымға түзету β коэффициенті

$$N = N_0 \cdot e^{-\beta \cdot (P - P_0)} \quad (1)$$

формуласы арқылы эксперименттік мәндерге сызықтық регрессия әдісі қолданыла отырып анықталады. Бұл әдіс [12] жұмыста толығырақ көрсетілген.

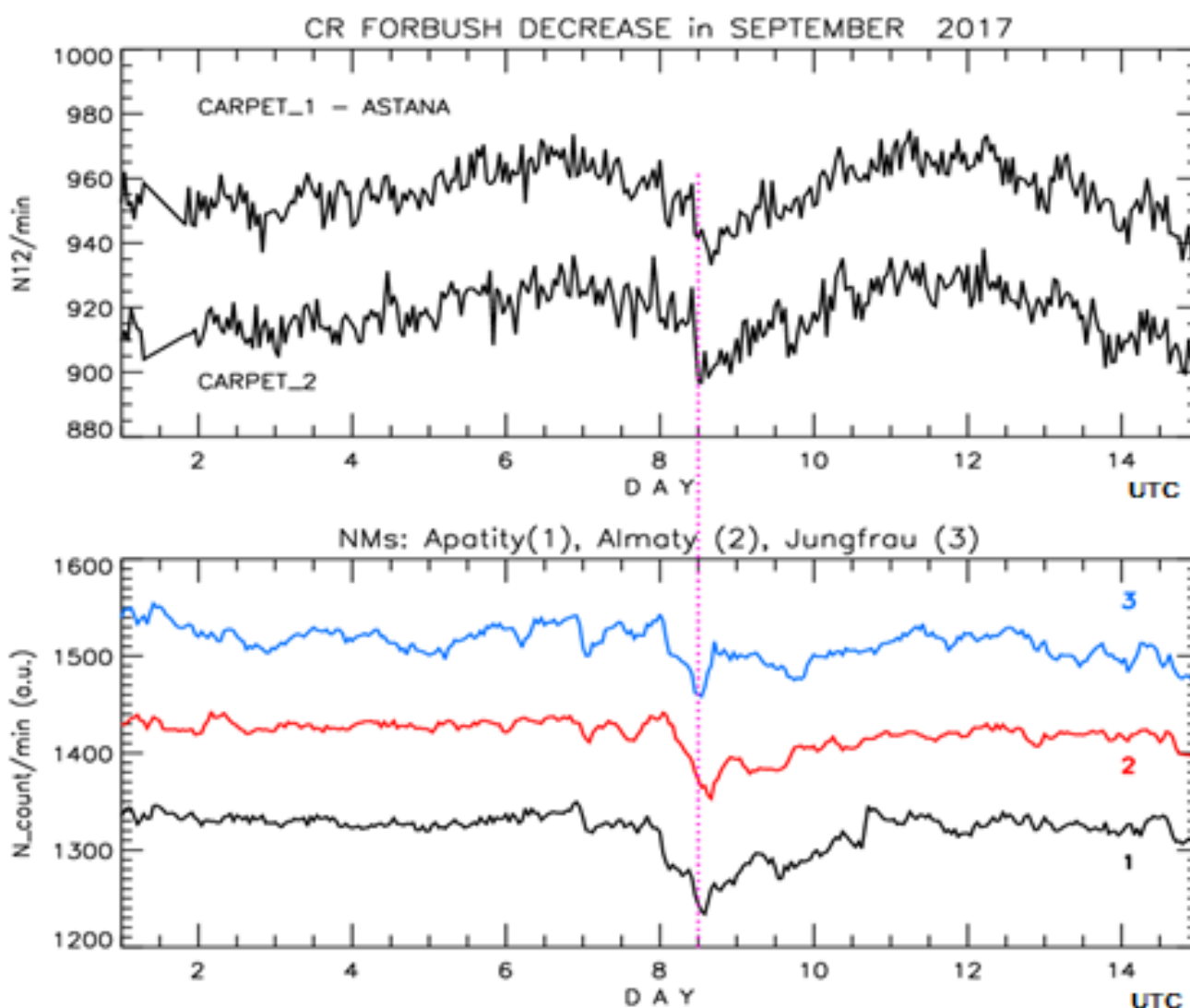
Сонымен бірге, бағдарламалық жасақтаманың көмегімен берілген режимде есептеу уақытындағы импульстардың жалпы санын суммалауға (интегралдауға) мүмкіндік бар. Жалпы алғанда, орташа мәндер

$$R_t = \frac{\sum_{i=1}^N n_i}{\sum_{i=1}^N T_i} \quad (2)$$

формула бойынша тиімді өлшеу уақытына нормаланған есептік уақыт ішінде тіркелген импульстардың саны бойынша анықталады, мұндағы n_i – секунд ішіндегі есептеу саны (немесе басқа базалық интервал), T_i – есептік уақыт, N – орташалау сағат бойынша алынған жағдайдағы берілген сағаттағы секундтар саны. Пуассонның статистикалық қателігі:

$$\sigma(R_t) = \frac{\sqrt{\sum n_i}}{\sum T_i} \quad (3)$$

Л.Н. Гумилев атындағы Еуразия ұлттық университеті ғылыми кешеніндегі CARPET детекторының екі модулі көмегімен алынған өлшеу деректері айтарлықтай дұрыс. Алынған деректердің дұрыстылығын сәуле қарқындылығының 2017 жылғы 1 қыркүйегі мен 15 қыркүйегі аралығындағы қатты геомагниттік дауыл кезінде алынған уақыттық өзгерістер нәтижелерін басқа нейтрондық мониторлардағы өлшеу деректерімен салыстырудағы үйлесімділік көрсетеді (1-суретте: 1 қисық – 67.57°N, 33.39°E геомагниттік кесу $R_s = 0.65$ ГВ қаттылығында орналасқан Ресей Полярлық геофизикалық институтындағы «Апатиты» нейтрон монитору, 2 қисық – 43,1°S, 76,6°E геомагниттік кесу $R_s = 6,69$ ГВ қаттылығында орналасқан Қазақстандық Ионосферы институтындағы «Алматы» нейтрон монитору, 3 қисық – 46.55°N, 7.98°E геомагниттік кесу $R_s = 4,49$ ГВ қаттылығында орналасқан Швейцариялық «Jungfrau Joch IGY» нейтрон монитору).



Сурет 1. CARPET детекторының екі модулінің TEL каналындағы санау қарқындылығы (Форбуш эффектісі, қыркүйек 2017 ж.)

2017 жылдың қыркүйек айындағы CARPET детекторы мен нейтрондық мониторлардың эксперименттік деректері Жер бетіндегі атмосферадағы ғарыштық сәулелер ағыны қарқындылығының төмендегенің көрсетті. Бұл Күн бетіндегі жарқылдар сериялары есебінен Күн белсенділігінің артуына байланысты. Форбуш – төмендеуі 4 қыркүйектен 10 қыркүйекке дейін NOAA12673(S11W16) аймағында Күн сәулесінің жоғары белсенділігінен туындады [10, 13]. Ғарыштық сәулелердің қарқындылығының амплитудасы $\approx 2\%$ төмендеуі 7 қыркүйекте планетаралық қозулар мен геомагниттік дауылдың басталуымен жүреді. Әрі қарай 8 қыркүйекте барлық Жер үсті мониторлардағы ғарыштық сәулелер ағындарының қарқындылығы айтарлықтай төмендеді. Бұл құбылыс CARPET детекторында да байқалды.

Жоғары Күн белсенділігінен кейін 7 және 8 қыркүйекте жылдамдығы жоғары Күн желдері мен Жер маңы кеңістігіндегі планетаралық магнит өрісінің қозуы байқалды. Ғарыштық сәулелер ағынының амплитудасының төмендеуі планетаралық кеңістіктегі қозулардың басталуымен және геомагниттік дауыл фазасына сәйкес келеді.

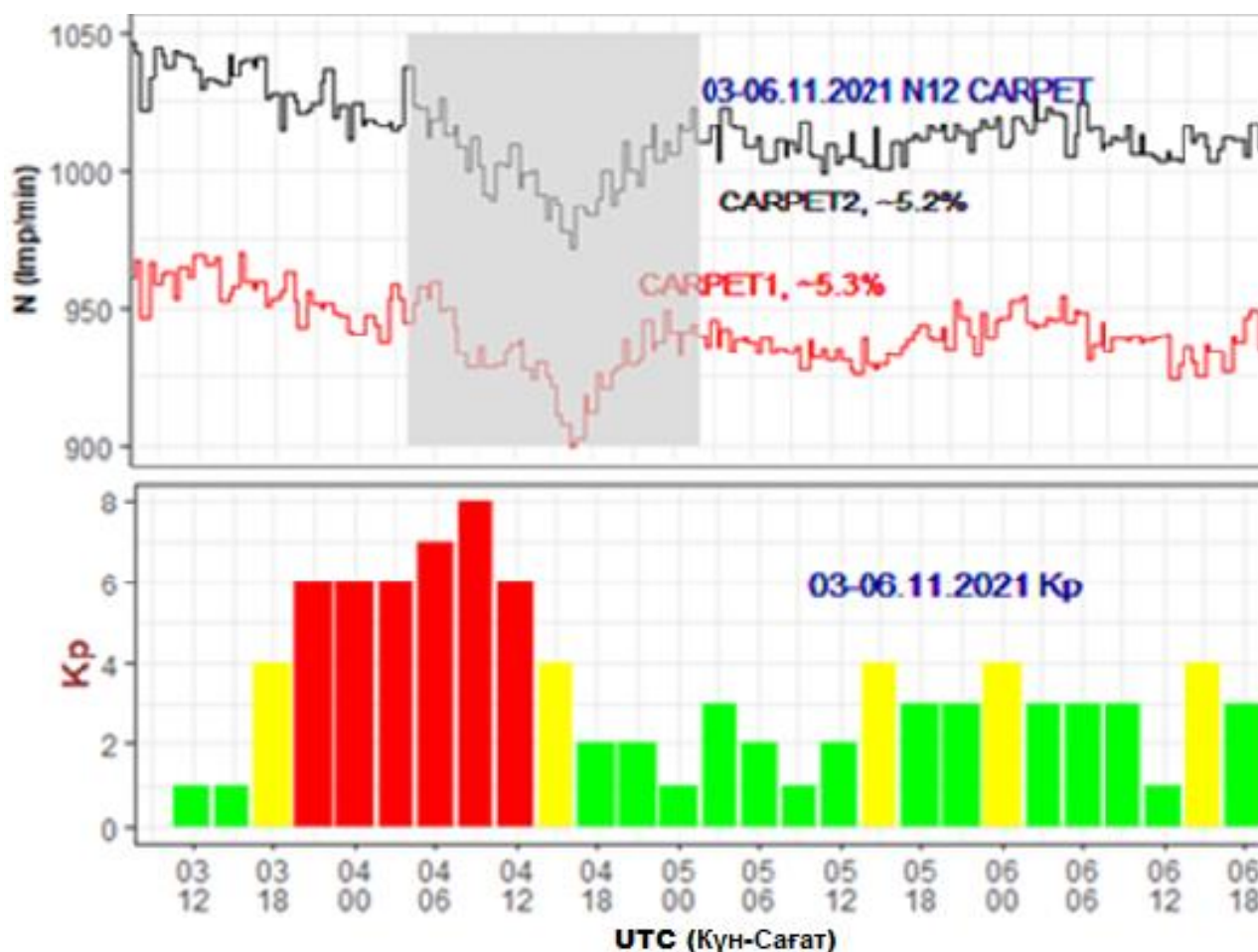
2017 жылдың 8 қыркүйегінде Dst шамасы -142 нТ (1 UTC) дейін төмендеді, ал үш сағаттық планеталық Kp геомагниттік индекс шамасы 9 қыркүйекке дейін жоғары болды (4,7 ден 8,3 аралығында) және максималды мәнге (8,3) 8 қыркүйекте 1-14 UTC аралығында жетті. Күн желі плазмасының жылдамдығы 817 км/сағ мәніне 8 қыркүйекте 8 UTC жетті. Магнит өрісінің B және Bz критикалық мәндері сәйкесінше 7,3 және 24, нТ жетіп, магнит өрісінің тығыздығы 7 қыркүйекте $13,9$ Н/см³ құрады.

Нәтижесінде геомагниттік дауылдың штормдық деңгейге жетті және оның мәні -14 нТл құрады. Мұндай дауылдың үлкен мәні 2017 жылда болған жалғыз жағдай. Өтіп жатқан корональды массашығарындысы (CME) Жерге жететін ғарыштық сәулелер мөлшерінің төмендеуіне ықпал етті, нәтижесінде Жердегі нейтрондық мониторлар 8 қыркүйекте Форбуш – төмендеуі 9% -ке жеткенін тіркеді.

2021 жылдың қарашасынла (2021 жылғы 4 қараша) Жерде ең қуатты геомагниттік дауыл тіркелді. Ол 2021 жылғы 3 қарашада басталды. 21:00 (UTC) уақытында геомагниттік (Kp) индексі 6 мәніне жетті және ол 2021 жылғы 4 қарашада шамамен $\sim 15:00$ (UTC) Kp = 4 мәніне дейін жалғасты. Геомагниттік индекстің максималды мәні 8 балдық деңгейге дейін көтерілді (9 балл ішінде).

Геомагниттік дауыл туындауының басты себебі – Күн бетіндегі 2021 жылы 2 қарашада тіркелген M1.7/1F жарқылы. Ол Жерге қарай баытталған корональды масса шығарындысымен (CME) жалғасты. Бұл оқиғаның ерекшелігі, орташа классификациялы (M1.7) жарқылынан өте күшті және ұзаққа созылған геомагниттік қозудың пайда болуы.

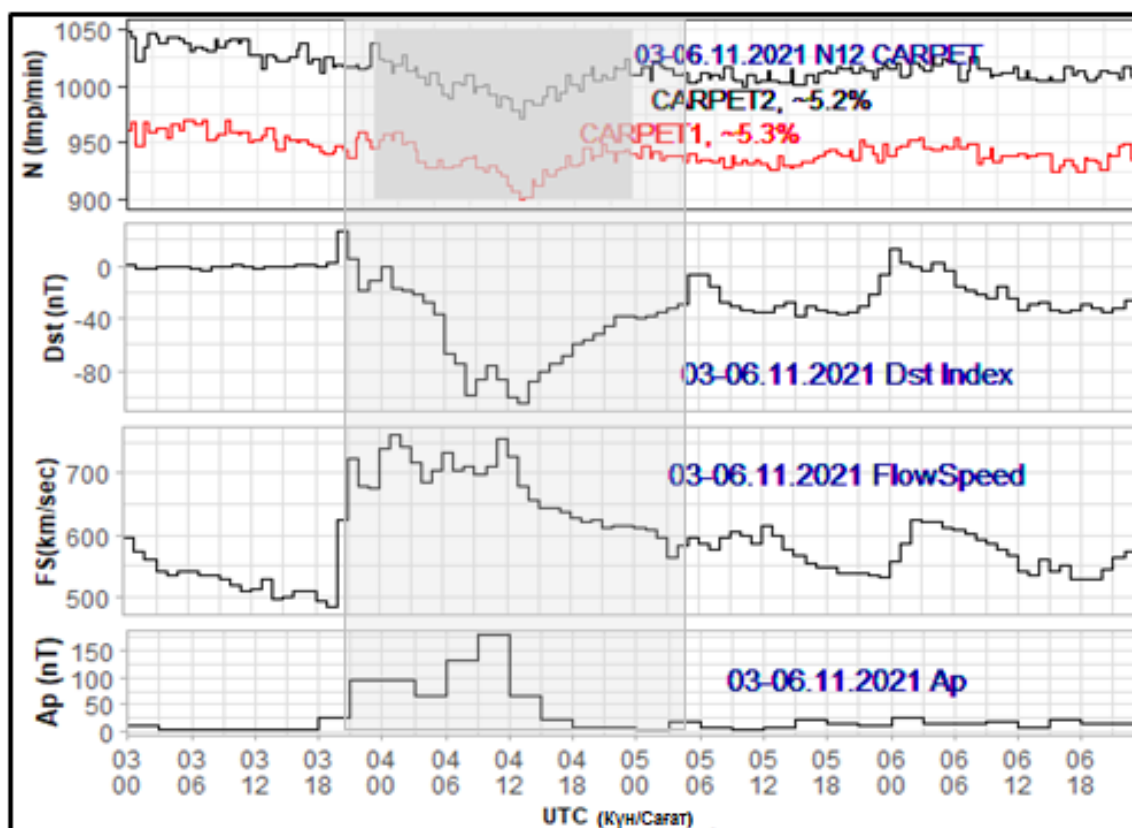
Аталған уақыт аралығындағы геомагниттік қозулары кезіндегі екінші ретті арыштық сәулелердің ағынын талдау мақсатында 2021 жылғы 3 және 6 қараша аралығында алынған CARPET деректері пайдаланылды (2-сурет).



Сурет 2. N12 (TEL) каналының санау қарқыны (жарты сағаттық деректер орташаландырылған) және Kp индексінің өзгеру динамикасы

Төмендегі 3-суретте CARPET модульдерінің N12 (TEL) каналының санау қарқынының деректері және (Ap, Dst) геомагниттік индекстер мен Күн желінің плазма ағынының жылдамдықтарымен корреляциялық талдау графигі келтірілген.

Ғарыштық сәулелер деректері барометрлік қысымға түзетілген. Деректердің орташа мәндері тиісті уақыт аралықтарына (сағаттық деректер) сәйкес талданған.



Сурет 3. CARPET1. CARPET2 модульдерінің телескоп (N12) каналындағы санау жылдамдығының уақыттық өзгеруі, (Dst, Ap) геомагниттік индекстері және Күн желі плазмасы ағынының жылдамдығы (FlowSpeed)

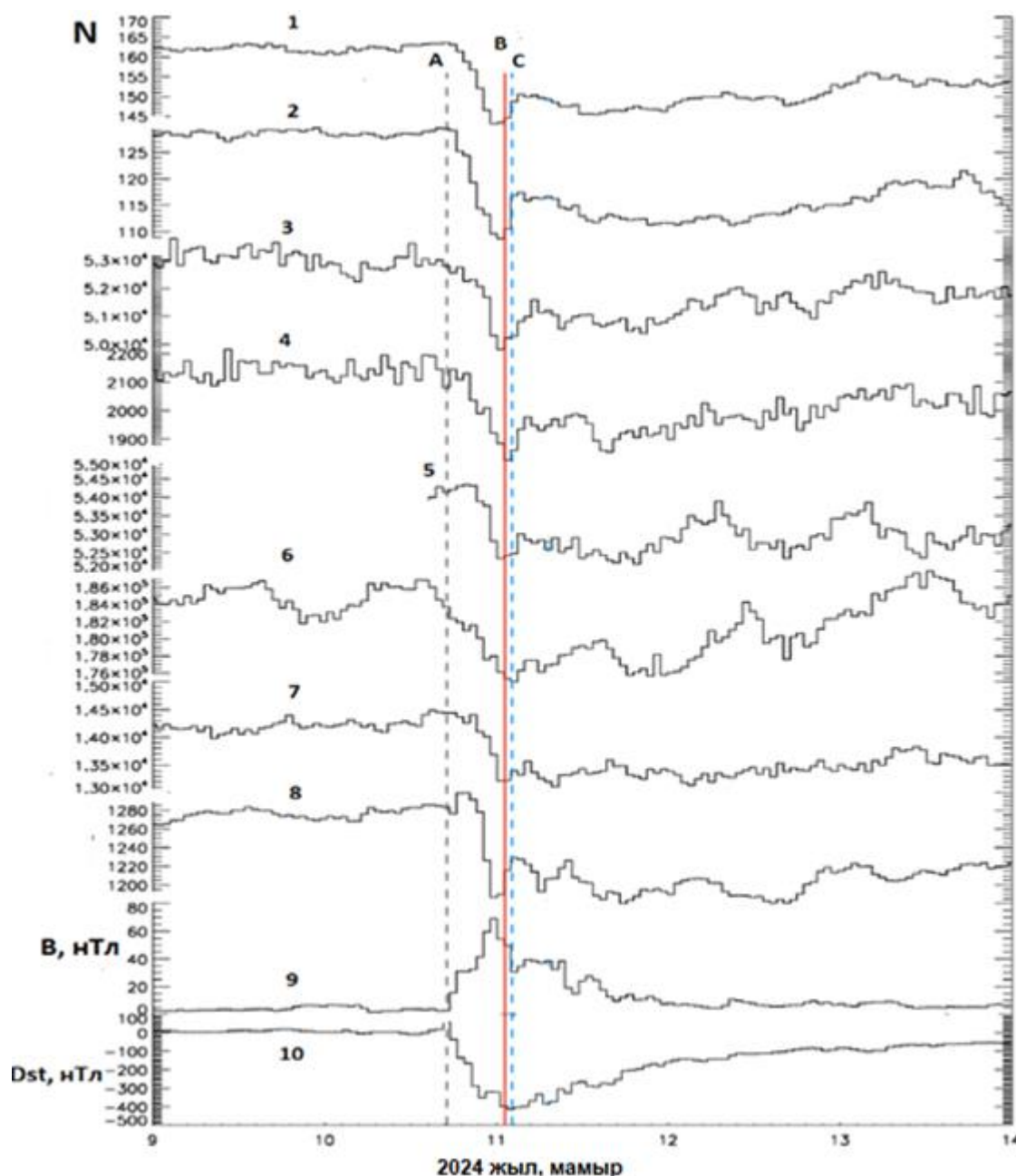
Жоғарыдағы суретке сәйкес 2021 жылғы 4 қараша (~00:00 UTC) – 2021 жылғы 5 қараша (~03:00 UTC) интервалы аралығында барлық каналдар бойынша Форбуш – төмендеуі байқалды. Едәуір үлкен ауытқу амплитудасы байқалатын Форбуш – төмендеуі CARPET детекторы екі модуліндегі N12 (TEL) каналындағы санау қарқындылығының вариацияларында көрінеді.

Ауытқу амплитудасы каналдар бойынша да, модульдер бойынша да ~ 0.2% - дан ~5.3% - ға дейін айтарлықтай өзгереді. Уақыттың өзгеру динамикасында екінші ретті ғарыштық сәулелер ағынының жоғарғы энергиялы бөлшектерін тіркеу шегін ескере келе екі модуль үшін де N12 (TEL) каналы үшін Форбуш – төмендеу амплитудасының үлкен мәні ерекшеленеді.

2024 жылдың мамырында Күн белсенділігінің айтарлықтай артқаны байқалды, ол Күн жарқылдарының көбеюімен ерекшеленді. 2024 жылғы 10 мамырда соңғы 20 жылдағы ең қуатты геомагниттік дауыл орын алды. Ол 2024 жылдың 10-11 мамырында Жерге келіп жеткен, галактикалық ғарыштық сәулелерде Форбуш-төмендеуін тудырған, бірнеше корональды масса шығарындыларының (CME) бірігуінен пайда болды. Бұл құбылыс барлық әлемдік жер үсті нейтрондық мониторлармен тіркелді. Осы периодтың ерекшелігі

геомагниттік дауыл фазасында галактикалық ғарыштық сәулелер ағынының едәуір төмендеуімен қатар Жер маңы кеңістігіне жоғары энергиялы Күн ғарыштық сәулелердің келуі тіркелді. Бұл бөлшектердің шығу көзі – 11 мамырдың сағат 01.10 UTC басталған өте қуатты X5.8/2B баллдық (координатасы S17W44) Күн жарқылы.

Форбуш – төмендеуі 10 мамырдың шамамен ~17.10 UTC басталды және ол осы уақытта Жер маңы кеңістігіне планетааралық соққы толқынының келуімен байланысты болды. Бұл құбылыс нейтрондық мониторларда сәуле бөлшектерінің өсуімен байқалды. Төменде 4-суретте мамыр айындағы өлшеулер деректері бойынша тұрғызылған графиктер келтірілген. Графиктердегі көрсетілген нөмірлерге сәйкес әлемдік нейтрон мониторлары, оның ішінде Апатиты (1-қисық), Оңтүстік полюс (2-қисық), Долгопрудный қаласындағы CARPET детекторы (3-қисық) және нейтрондық детектор (4-қисық), Астана қаласындағы Еуразия Ұлттық университеті базасындағы CARPET детекторы (5-қисық), CASLEO Аргентина астрономиялық обсерваториясында орналасқан CARPET детекторы (6-қисық) және нейтрондық детектор (7-қисық) және Алматы қаласындағы Ионосфера институтындағы нейтрондық монитор (8-қисық) деректерінен алынған көрсеткіштер, сонымен қатар планетааралық магнит өрісінің шамасы (9-қисық) және геомагниттік Dst индексінің шамасы (10-қисық) келтірілген. Геомагниттік қозудің максималды фазасы 11 мамырдың сағат ~ 2-3 UT байқалды. Бұл уақытта Dst шамасы -412 нТл дейін төмендеді (3-сурет, 10 қисық), ал планеталық Кр геомагниттік индекс шамасы ~9 дейін [14] өсті.



Сурет 4. 2024 жылғы 9-13 мамырдағы өлшеулер деректері

Аталған уақыт диапазонында CARPET детекторларының деректері бойынша ғарыштық сәулелердің вариациялары қарастырылды. 2024 жылғы 9-13 мамырдағы бөлшектерді өлшеу деректері санау қарқынының өзгеруі мен айқындалған Форбуш – төмендеуін көрсетті. Жоғарыдағы 4-суретте тік сызықтар планетааралық соққы толқынының 10 мамырда сағат ~17.06 UT келуімен сәйкес келеді. Геомагниттік қозудың басталуы А әрпімен белгіленген пунктир сызығы бойына сәйкес келеді. X5.8/2B баллдық Күн жарқылы 11 мамырда сағат 01.10 UT басталды (B белгілеуі). Жер маңы кеңістігіне Күн протондарының келу уақыты – 11 мамыр 02.10 UTC (C белгілеуі).

Қорытынды

Л.Н. Гумилев атындағы ғылыми кешендегі орнатылған CARPET детекторларынан алынған эксперименттік деректеріне жүргізілген талдаулар, аталған қондырғының әлемдік нейтрондық мониторлардың нәтижелерімен корреляцияны көрсетті және детектор ғарыштық сәулелер вариациясының табиғатын әртүрлі аралықтары үшін, соның ішінде Форбуш-төмендеуін бақылау үшін зерттеуге мүмкіндік беретіне көз жеткізді:

1. Еуразия ұлттық университеті базасындағы CARPET детекторының модульдерімен қуатты геомагниттік қозулар кезеңінде тіркелген екінші ретті ғарыштық сәулелер ағындарының уақыттық өзгерістеріне геомагниттік индекс шамаларын қолдана отырып салыстармалы талдау жүргізілді.

2. Күн жарқылы белсенділігіне байланысты болған екінші ретті ғарыштық сәулелер ағынының уақыттық өзгеріс динамикасында Форбуштық төмендеулер Жерге бағытталған корональды масса шығарындыларымен (СМЕ) бірге жүретіндігі көрсетілді.

3. Ғарыштық сәулелер бөлшектері ағындарының қарқындылығының өзгеруіне себеп болған Күндік және геомагниттік қозу белсенділіктерінің параметрлері, сипаттамалары және ерекшеліктері қарастырылды.

Қорытындылай келе, алынған нәтижелер ғарыштық сәулелер қарқындылығының вариациялары Күн бетіндегі қозулардан туындап, кейінгі геомагниттік өріс элементтерінің өзгерістеріне байланысты екенін растады және көрсетті.

Сонымен қатар, CARPET детекторларының ЕҰУ-дағы ұзақ мерзімді деректері әлемдік нейтрондық мониторлар желісін толықтырып, Орталық Азия аймағы үшін бірегей ақпарат береді. Бұл Қазақстан аумағында атмосфералық процестер мен климаттық өзгерістерді зерттеуге жаңа мүмкіндік ашып, Күн-Жер байланысы құбылыстарына мониторинг жүргізудің тұтастығын арттырады. Алдағы зерттеулерде алынған деректер ғаламдық және аймақтық деңгейдегі ғылыми талдауларды тереңдетуге негіз болады.

Авторлардың қосқан үлесі.

Салауатова М.Ш. – зерттеу нәтижелерін жинау, мәтін жазу және оның мазмұнын сыни тұрғыдан қайта қарау;

Тулеков Е.А. – мәтін жазу, деректердің дұрыстығына және мақаланың барлық бөліктерінің тұтастығына байланысты мәселелерді зерттеу және шешу.

Әдебиеттер тізімі

B.A. Tinsley, G. W. Deen, Apparent tropospheric response to MeV-GeV particle flux variations: A connection via electrofreezing of supercooled water in high-level clouds?, J. Geophys. Res. 96, 22283–22296 (1991), <https://doi.org/10.1029/91JD02473>.

S.V. Veretenenko, P. Theil, Solar proton events and evolution of cyclones in the North Atlantic, Geomagn. Aeron. 48, 542–552 (2008)

E.A. Tulekov et al., Ground-based instrument for the study of cosmic ray variation in Nur-Sultan, Geomagn. Aeron. 60, 693–698 (2020), <https://doi.org/10.1134/S0016793220060166>.

- S. V. Mizin et al., Brief communications on physics, *Kratkie Soobshch. Fiz.* (FIAN, Moscow) 2, 9 (2011).
- R. R. Mendonça et al., Observation of cosmic ray and electric field variations in the near-ground atmosphere, *Izv. Ross. Akad. Nauk, Ser. Fiz.* 73, 422–424 (2009).
- S. E. Forbush, On the effects in cosmic-ray intensity observed during the recent magnetic storm, *Phys. Rev.* 51, 1108 (1937), <https://doi.org/10.1103/PhysRev.51.1108>.
- V. F. Hess, A. Demmelair, World-wide effect in cosmic ray intensity, as observed during a recent magnetic storm, *Nature* 140, 316–317 (1937), <https://doi.org/10.1038/140316a0>.
- Neutron Monitor Database (NMDB), www.nmdb.eu (accessed October 2, 2025).
- Y. Tulekov, A. K. Morzabaev, and V. S. Makhmutov, The Forbush-decreases in cosmic ray fluxes and solar-proton events in July and September 2017, *Recent Contrib. Phys.* 77, 10–17 (2021), <https://doi.org/10.26577/RCPH.2021.v77.i2.02>.
- V. S. Makhmutov, G. A. Bazilevskaya, Y. I. Stozhkov, M. V. Philippov, and E. V. Kalinin, Solar activity and cosmic ray variations in September 2017, *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 83, 543–546 (2019), <https://doi.org/10.3103/S1062873819050228>.
- SWPC Forecast Center, <https://www.ngdc.noaa.gov/stp/space-weather/solar-data/solar-features/solar-flares/> (accessed September 10, 2025).
- Paschalis P., Mavromichalaki H., Yanke V., Belov A., Eroshenko E., Gerontidou M., Koutroumpi I. Online application for the barometric coefficient calculation of the NMDB stations, *New Astronomy*. 19, 10-18 (2013).
- SolarMonitor, <https://www.solarmonitor.org> (accessed November 2, 2025).
- OMNIWeb Data Explorer, <https://omniweb.gsfc.nasa.gov/ow.html> (accessed November 2, 2025).

М.Ш. Салауатова, Е.А. Тулеков*

*Евразийский национальный университет имени Л.Н. Гумилева, Астана, Казахстан
(E-mail: *yerzhan_ta@mail.ru. smsh688@gmail.com)*

Регистрация и анализ изменения интенсивности космических лучей по данным установки космофизического комплекса ЕНУ им. Л.Н. Гумилева

Аннотация. В данной работе приведены основные технические характеристики установки CARPET, входящей в состав космофизического экспериментального комплекса Евразийского национального университета им. Л.Н. Гумилева. Приведены результаты экспериментальных исследований, проведенных в период с 2017 по 2024 годы, а также рассмотрены отдельные аспекты анализа зарегистрированных вариаций потоков космических лучей и параметров геомагнитной и межпланетной среды. В статье представлен сравнительный анализ временных вариаций потоков вторичных космических лучей с приведением геомагнитных индексов Kp, Ap, Dst, скорости плазмы солнечного ветра FS и данных наземных нейтронных мониторов в период мощных геомагнитных возмущений 2017, 2021 и 2024 годов, зафиксированных модулями детектора CARPET в научном комплексе данного университета. Для исследования также были использованы данные о вспышечной активности Солнца и приведен его график. Рассмотрены характеристики и параметры солнечной вспышки, являющейся причиной геомагнитных

возбуждений. Кроме того, были приведены данные о магнитных бурях. Были показаны результаты анализа, выявлен эффект Форбуш-понижений, рассмотрены его характеристики и особенности. Полученные результаты показали, что вариации интенсивности космических лучей вызваны возбуждениями на поверхности Солнца и связаны с последующими изменениями элементов геомагнитного поля.

Ключевые слова: космофизический комплекс, детектор, солнечная активность, солнечная вспышка, геомагнитные возбуждения, галактические космические лучи, Форбуш-понижение

M.Sh.Salauatova, Ye.A.Tulekov*

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

*(E-mail: *yerzhan_ta@mail.ru. smsh688@gmail.com)*

Registration and analysis of cosmic ray intensity variations based on data from the L.N. Gumilyov ENU cosmophysical complex

Abstract. This paper presents the main technical characteristics of the CARPET installation, which forms part of the Cosmophysical Experimental Complex at L. N. Gumilyov Eurasian National University. It reports the results of experimental studies carried out between 2017 and 2024, along with selected aspects of the analysis of recorded variations in cosmic ray fluxes and parameters of the geomagnetic and interplanetary environment. A comparative analysis of temporal variations in secondary cosmic ray fluxes is provided, employing geomagnetic indices (Kp, Ap, Dst), solar wind plasma velocity (Fs), and data from ground-based neutron monitors during major geomagnetic disturbances in 2017, 2021, and 2024, as registered by CARPET detector modules at the university's scientific complex. The study also incorporates data on solar flare activity, including graphical representation, and examines the characteristics and parameters of solar flares responsible for geomagnetic disturbances. In addition, information on magnetic storms is presented. The analysis reveals the occurrence of Forbush decreases, with their specific features and properties discussed. The findings demonstrate that variations in cosmic ray intensity are driven by solar surface activity and are linked to subsequent changes in elements of the geomagnetic field

Keywords: cosmophysical complex, detector, Solar activity, Solar flare, geomagnetic disturbances, galactic cosmic rays, Forbush-decrease

References

- B.A. Tinsley, G. W. Deen, Apparent tropospheric response to MeV-GeV particle flux variations: A connection via electrofreezing of supercooled water in high-level clouds?, *J. Geophys. Res.* 96, 22283–22296 (1991), <https://doi.org/10.1029/91JD02473>.
- S.V. Veretenenko, P. Theil, Solar proton events and evolution of cyclones in the North Atlantic, *Geomagn. Aeron.* 48, 542–552 (2008)
- E.A. Tulekov et al., Ground-based instrument for the study of cosmic ray variation in Nur-Sultan, *Geomagn. Aeron.* 60, 693–698 (2020), <https://doi.org/10.1134/S0016793220060166>.
- S.V. Mizin et al., Brief communications on physics, *Kratkie Soobshch. Fiz. (FIAN, Moscow)* 2, 9 (2011).
- R.R. Mendonça et al., Observation of cosmic ray and electric field variations in the near-ground atmosphere, *Izv. Ross. Akad. Nauk, Ser. Fiz.* 73, 422–424 (2009).

S. E. Forbush, On the effects in cosmic-ray intensity observed during the recent magnetic storm, Phys. Rev. 51, 1108 (1937), <https://doi.org/10.1103/PhysRev.51.1108>.

V. F. Hess, A. Demmelair, World-wide effect in cosmic ray intensity, as observed during a recent magnetic storm, Nature 140, 316–317 (1937), <https://doi.org/10.1038/140316a0>.

Neutron Monitor Database (NMDb), www.nmdb.eu (accessed October 2, 2025).

Y. Tulekov, A. K. Morzabaev, and V. S. Makhmutov, The Forbush-decreases in cosmic ray fluxes and solar-proton events in July and September 2017, Recent Contrib. Phys. 77, 10–17 (2021), <https://doi.org/10.26577/RCPH.2021.v77.i2.02>.

V. S. Makhmutov, G. A. Bazilevskaya, Y. I. Stozhkov, M. V. Philippov, and E. V. Kalinin, Solar activity and cosmic ray variations in September 2017, Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 83, 543–546 (2019), <https://doi.org/10.3103/S1062873819050228>.

SWPC Forecast Center, <https://www.ngdc.noaa.gov/stp/space-weather/solar-data/solar-features/solar-flares/> (accessed September 10, 2025).

Paschalis P., Mavromichalaki H., Yanke V., Belov A., Eroshenko E., Gerontidou M., Koutroumpi I. Online application for the barometric coefficient calculation of the NMDb stations, New Astronomy. 19, 10-18 (2013).

SolarMonitor, <https://www.solarmonitor.org> (accessed November 2, 2025).

OMNIWeb Data Explorer, <https://omniweb.gsfc.nasa.gov/ow.html> (accessed November 2, 2025).

Авторлар туралы мәлімет

Салауатова М.Ш. – Л.Н. Гумилев атындағы Еуразия ұлттық университеті магистранты, Қ.Мұңайтпасов көшесі, 13, 010008, Астана, Қазақстан

Түлеков Е.А. – хат-хабар авторы, PhD, Л.Н.Гумилев атындағы Еуразия ұлттық университеті Ядролық физика, жаңа материалдар мен технологиялар кафедрасының аға оқытушысы, Қ.Мұңайтпасов көшесі, 13, 010008, Астана, Қазақстан

Салауатова М.Ш. – магистрант Евразийского национального университета им. Л.Н. Гумилева, ул. К.Мунайтпасова, 13, 010008, Астана, Казахстан

Түлеков Е.А. – автор корреспонденции, PhD, старший преподаватель кафедры ядерной физики, новых материалов и технологий Евразийского национального университета им. Л.Н. Гумилева, ул. К.Мунайтпасова, 13, 010008, Астана, Казахстан

Salauatova M.Sh. –master's student at L.N. Gumilyov Eurasian National University, 13 K. Munaitpasov St., 010008, Astana, Kazakhstan

Tulekov Ye.A. – the corresponding author, PhD, Senior Lecturer, Department of Nuclear Physics, New Materials and Technologies, L.N. Gumilyov Eurasian National University, 13 K. Munaitpasov str., 010008, Astana, Kazakhstan



Copyright: © 2025 by the authors. Submitted for possible open access publication under the terms and conditions of the Creative Commons Attribution (CC BY NC) license (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>).



FTAMT 29.27.47

<https://doi.org/10.32523/2616-6836-2025-153-4-126-135>

Ғылыми мақала

Әр түрлі пішіндегі тозаңды бөлшектердің мезосфера биіктіктеріндегі зарядталуын салыстыру

Г.Н. Шынықұлова^{1*}, Қ.Ж. Рүстемова¹, Ж.Б. Мәжит¹, А.Н. Алдибекова¹,
Н.Н. Шынықұлова²

¹Алматы Технологиялық университеті, Алматы, Қазақстан

²Қазақ Ұлттық қыздар педагогикалық университеті, Алматы, Қазақстан

(E-mail: *gulnur.shynykulova@gmail.com, rkzh@mail.ru, zhamilya.Mazhit01@gmail.com, aitkul.aldebekova@gmail.com, sh_nurgul82@mail.ru)

Аңдатпа. Жұмыста мезосфера биіктіктеріндегі тозаңды бөлшектердің сыртын қоршап тұрған көптеген газдардың ішінен, О, О₂, О₃, ОН газдарының плазма бөлшектерімен әсерлесуі кезіндегі бөлшектердің пішініне байланысты зарядталу үрдісі қарастырылған. Сфералық бөлшектермен салыстыру мақсатында, цилиндрлік және диск тәрізді бөлшектердің сиымдылықтарын ескере отырып, олардың зарядының электрондық температураға тәуелділігі анықталды. Есептеулер 85 км биіктіктегі ионосфералық плазма үшін, температура 1500 К, электрондар мен иондардың концентрациясы 10¹⁰ м⁻³ және иондардың жиілігі 10⁵ с⁻¹ деп жүргізілді. Сфералық тозаңды бөлшектің өлшемі 10 нм және сфера, цилиндр, диск пішінді тозаңды бөлшектердің радиустары $a = 1$ нм, цилиндрдің ұзындығы $L = 4$ а, диск қалыңдығы өте жұқа 0,2 нм деп есептелініп, олардың зарядының электрондық температураға тәуелділік графигі алынды. Тозаңдық бөлшектердің зарядталуын модельдеу мақсатында, шектеулі орбиталық қозғалыстар (OML) теориясы пайдаланылды. Есептеулер нәтижесі бойынша, мезосфералық плазмадағы тозаңды бөлшектерінің пішіні зарядталу шамасына әсер ететіндігін көрсетті: сфералық бөлшектер ең үлкен теріс зарядқа, цилиндрлік бөлшектер – біршама кішірек, ал дискі тәрізді бөлшектер – ең аз зарядқа ие.

Түйін сөздер: мезосфера, ионосфера, тозаңды плазма, OML теориясы, сфералық, цилиндрлік және диск тәрізді тозаңды бөлшектер.

Кіріспе

Мезосфера – бұл атмосфераның ең аз зерттелген қабаты, өйткені ол ұшақтар мен әуе шарлары үшін тым жоғары, ал спутниктер үшін тым төмен. Осы биіктікте тозаңды бөлшектер де кездеседі. Тозаңды бөлшектер мезосфера биіктігінде қайдан пайда болады? Жерге күнделікті түсетін метеорлық ағынның, орман өрттері мен жанартаулардың атқылауының салдарынан 70-120 км биіктікте, өте ұсақ концентрациясы 10 см⁻³-тен асатын наноөлшемді бөлшектер пайда болады. Мезосфераның бірқатар құбылыстары

Жіберілді 21.11.2025. Өзгертілді 26.11.2025. Қабылданды 26.11.2025. Онлайн қол жетімді 25.12.2025.

үшін тозаңды бөлшектер маңызды рөл атқарады. Жазғы мезосфераның ерекшелігі, 80-85 км биіктікте орналасқан «күмістелген бұлт» және 85-95 км биіктіктегі полярлық мезосфералық радиошағылулар сияқты тозаңды қабаттардың бар болуы. «Күмістелген бұлт» субмикронды бөлшектерден тұрады, оның қалыңдығы аз болғанның өзінде, күн батқан уақытта көзбен көруге болады. Ал полярлық мезосфералық радиошағылулар, оптикалық әдіспен бақыланбайды, тек 50-1000 МГц аралығында жұмыс жасайтын радарларда күшті радиошағылулар ретінде бақыланады [1-5]. Плазмалық әдістердің «күмістелген бұлттар» мен полярлық мезосфералық радиотолқын шағылыстарын сипаттауға қолданылуы, тозаңды мезосфераның иондану қасиеттеріне, сондай-ақ осы биіктіктегі тозаң қабатының шекараларының пайда болу механизмдерін сипаттауға мүмкіндік берді [1-12]. Бөлшектердің қатты беттері гетерогенді химияда катализатор ретінде әрекет етіп, нанобөлшектің бетінде су молекулалары түзіледі. Бұл әсер тозаң бөлшектері шоғырланған аймақта су концентрациясының жоғарылауына әкеледі, нәтижесінде «күмістелген бұлттар» мен полярлық мезосфералық радиотолқын шағылыстары пайда болады. Сонымен қатар, күн радиациясы нано және микроөлшемді бөлшектердің фотоэлектрлік қасиеттеріне, олардың концентрациясы мен мөлшеріне байланысты тозаңды мезосфералық плазманың зарядталған бөліктерінің әлдеқайда күрделі әрекетіне әкелуі мүмкін. Ал тозаңды бөлшектер олардың химиялық құрамына да әсер етеді [13-20].

Тозаңды бөлшектердің заряды олардың динамикасы мен электромагниттік өрістермен әрекеттесуін анықтайды. Мұндай үрдістерді сипаттау үшін зарядтау механизмдері мен әртүрлі бөлшектердің пішінін ескеру қажет.

Жұмыстың мақсаты, мезосфера биіктіктерінің қасиеттеріне және тозаңды бөлшектерге сипаттама жүргізу, әр түрлі формадағы (сфералық, цилиндрлік, диск түріндегі) тозаңды бөлшектердің зарядталуы үрдісін қарастыру. Мезосфера биіктіктерінің құрамында зарядталу үрдісіне де әсер ететін: «қарапайым» H , O , N , N_2 , OH , O_2 , O_3 , NO^+ сияқты иондар кездеседі, жұмыста O , OH , O_2 , O_3 иондардың зарядталуы қарастырылған [21-26].

Негізгі бөлім және есептеулер нәтижелерін саралау

Бұл жұмысты есептеулер барысында, биіктік – 85 км, температура – $150^\circ K$, электрон мен ион концентрациясы 10^{10} м^{-3} деп есептеліп, плазмадағы электрлік зондтардың теориясына негізделген теориялық модель ретінде, шектеулі орбиталық қозғалыстар (OML) теориясы қолданылды [1,2].

Мезосфера биіктіктеріндегі плазма құрамы сирек, тозаңды бөлшектердің концентрациясы өте аз. Сондықтан қарастырылып отырған бөлшек аумағында электрондар мен иондардың қозғалысына басқа тозаңды бөлшектер әсер етпейді деп есептелінді. Егер осы биіктіктерде эмиссиялық үрдістерді де ескермесе, тозаңды бөлшектердің заряды теріс болады, себебі, электрондар жеңіл, әрі иондар ағынына қарағанда тозаңды бөлшекке тезірек жетіп, оны теріс зарядтайды, ал иондар осы теріс зарядталған тозаңды бөлшектерге қарай бағыттталып, нәтижесінде тозаңды бөлшектердің заряды электрондар мен иондар ағыны теңелгенше жалғаса береді [23-25].

Тозаңды бөлшектің беттік потенциалы:

$$-e\varphi_s = kT_a \quad (1)$$

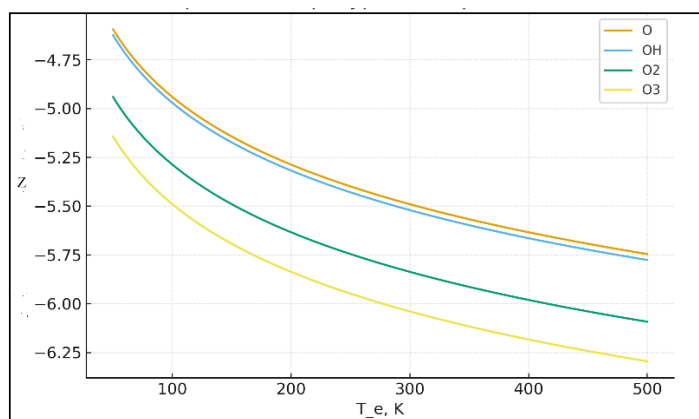
$T_a - (a=e, i)$ электрондар мен иондардың температуралары, k – Больцман тұрақтысы. Больцман тұрақтысының шамасын энергетикалық бірлік бойынша 1-ге тең деп алғандықтан, тозаңды бөлшектің потенциалы мына түрге келеді:

$$\varphi_s = -\frac{T_e}{e} \quad (2)$$

Тозаңды сфералық бөлшектер үшін электрондар мен иондар ағыны теңестіріліп, өлшемсіздендірілген тозаңды бөлшектің беттік потенциалы шамасы мына түрге келді [23-25]:

$$\exp(-z) = \frac{n_i}{n_e} \left(\frac{\mu}{\tau} \right)^{1/2} (1 + z\tau) \quad (3)$$

Осы өлшемсіздендірілген потенциалдың (3) формуласымен, мезосфера биіктіктеріндегі тозаңды бөлшектердің айналасындағы O, OH, O₂, O₃ газдар үшін сфералық тозаңды бөлшектердің потенциалының электрондар мен иондар температураларының қатынасына тәуелділігі анықталды. Бұл тәуелділіктер 1-суретте көрсетілген.



Сурет 1. O, OH, O₂, O₃ газдар үшін сфералық тозаңды бөлшектердің өлшемсіз потенциалының электрондар мен иондар температураларының қатынасына тәуелділігі

Мезосфера биіктіктеріндегі тозаңды бөлшектердің айналасындағы O, OH, O₂, O₃ иондары үшін атомдық массалары мына түрде (O = 16, OH = 17, O₂ = 32, O₃ = 48) алынып, ал сфералық бөлшектер үшін радиусы $a = 10$ нм деп есептелінді. Өлшемсіздендірілген потенциал бөлшектің пішініне тәуелді емес, тозаңды бөлшектің пішіні тек сиымдылығы мен абсолют зарядына (4) әсер етеді.

OML моделі бойынша, a радиусы өскен сайын Z заряды өседі:

$$Q = 4\pi\epsilon_0 a\varphi, \quad Q = C\varphi, \quad Z = \frac{Q}{e} \quad (4)$$

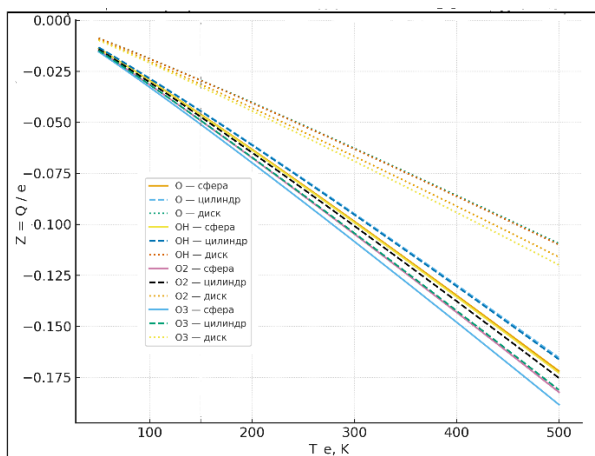
Тозаңды бөлшектерді сфералық, цилиндрлік және диск тәрізді бөлшектердің сиымдылықтары [26]:

Сфералық бөлшектің сиымдылығы: $C_s = 4\pi\epsilon_0 a$,

Цилиндрлік бөлшектің сиымдылығы: $C_c = \frac{2\pi\epsilon_0 L}{\ln(2L/a)}$,

Диск тәрізді бөлшектің сиымдылығы: $C_d = 8\epsilon_0 a$

Сфера, цилиндр, диск пішінді радиустары $a = 1$ нм, цилиндрдің ұзындығы $L = 4a$, диск қалыңдығы өте жұқа $0,2$ нм деп есептелініп, тозаңды бөлшектердің зарядының электрондар мен иондар температураларының қатынасына тәуелділігі анықталды, ол 2-суретте көрсетілген.



Сурет 2. Әр түрлі формалы тозаңды бөлшектің потенциалының электрондар мен иондар температураларының қатынасына тәуелділігі

Қорытынды

Сонымен есептеулер бойынша, мынадай нәтижелер алынды:

- мезосфера биіктіктеріндегі тозаңды плазманың зарядталуына сипаттама берілді;
- тозаңды бөлшектерді қоршап тұрған O, OH, O₂, O₃ иондары үшін, сфералық тозаңды бөлшектердің өлшемсіздірілген потенциалының электрондар мен иондардың температураларының қатынасына тәуелділігі анықталды;

- сфералық, цилиндрлік және диск формалы тозаңды бөлшектердің (O, OH, O₂, O₃) иондары үшін зарядтың электрондар мен иондардың температураларының қатынасына тәуелділігі анықталды;

- барлық бөлшектердің заряды теріс және оның модулі температураның өсуімен азаяды:

- сфералық бөлшектер ең үлкен теріс зарядқа ие, цилиндрлік бөлшектер – одан кіші, ал дискі тәрізді бөлшек – ең кіші зарядқа ие екені анықталды.

Жүргізілген есептеулер мезосфералық плазмадағы тозаңды бөлшектерінің өлшемі өте кіші 10 нм және 1 нм болғандықтан, олардың пішіні зарядталу шамасына әсері, сиымдылықтарының өзгешелігінен байқалады, сфералық бөлшектер ең үлкен теріс зарядқа, цилиндрлік бөлшектер – біршама кішірек, ал дискі тәрізді бөлшектер – ең аз зарядқа

ие. Алынған нәтижелер мезосфералық биіктіктердегі және тозаңды бөлшектердегі үрдістерді модельдеу кезінде қолданылуы мүмкін.

Алғыс айту, мүдделер қайшылығы

Бұл зерттеу **Г.Н. Шынықұлованың** докторлық диссертациясының тақырыбының негізінде жасалған.

Авторлар мүдделер қақтығысының жоқтығын мәлімдейді.

Авторлардың үлестері. Г.Н. Шынықұлова, Қ.Ж. Рүстемова, Ж.Б. Мәжит, А.Н. Алдибекова, Н.Н. Шынықұлова: концептуализация, зерттеу, әдістеме, визуализация, түпнұсқалық жазу, бақылау, ресурстар, шолу, редакциялау және қаржыландыру

Әдебиеттер тізімі

1. Сергей Игоревич Попель, Лекции по физике пылевой плазмы, (Москва, МФТИ, 2012), с.162, ISBN 978-5-7417-0355-7
2. Владимир Евгеньевич Фортов, Анатолий Григорьевич Храпак, Сергей Анатольевич Храпак, Владимир Иванович Молотков, Олег Федорович Петров, Пылевая плазма, УФН Том 174, № 5, 495-544 (2004), <https://doi.org/10.3367/UFNr.0174.200405b.0495>
3. Arthur M. Skellett, The effect of meteors on radio transmission through the Kennellyheavyside layer, Phys. Rev., 1668 (1931), <https://doi.org/10.1103/PhysRev.37.1668>
4. Arthur M. Skellett, The ionizing effect of meteors, Proc. Inst. Radio Eng., 132-249 (1935), <https://doi.org/10.1109/JRPROC.1935.227289>
5. Walter L. Eklund, Benton B. Balsley, Long-term observations of the Artic mesosphere with MST radar at Poker Flat, Alaska, Journal of Geophysic Research, 7775 (1981), <https://doi.org/10.1029/JA086iA09p07775>
6. Jürgen Röttger, Michael T. Rietveld, Cesar La Hoz, Timothy Hall, Michael C. Kelley, and Wesley E. Swartz, Polar mesosphere summer echoes observed with the EISCAT 933-MHz radar and the CUPRI 46.9-MHz radar, their similarity to 224-MHz radar echoes and their relationship to turbulence and electron density profile, Radio Sci. 25, 671- 687 (1991), <https://doi.org/10.1029/90RS01195>
7. John Y.N. Cho, Timothy M. Hall, and Michael C. Kelley, On the role of charged aerosols in polar mesospheric summer echoes, Journal of Geophysic Research 97, 875-886 (1992), <https://doi.org/10.1029/91JD03108>
8. Michael C. Kelley, James Ulwick, Large- and small-scale organization of electrons in the highlatitude mesosphere: Implications of the STATE data, J. Geophys. Res. 93, 7001-7008 (1988), <https://doi.org/10.1029/JD093iD06p07001>
9. Phillip B. Chilson, Evgenia Belova, Michael T. Rietveld, Sheila Kirkwood, Ulf-Peter Hoppe, First artificially induced modulation of PMSE using the EISCAT heating facility, Geophysic Research Letter 27, 3801-3804 (2000), <https://doi.org/10.1029/2000GL012045>
10. Evgenia Belova, Phillip B. Chilson, Markus Rapp, and Michael T. Rietveld, The response time of PMSE to ionospheric heatin, Journal of Geophysic Research 108 (D8), 8446 (2003), <https://doi.org/10.1029/2002JD002385>
11. Ove Havnes, Polar mesospheric Summer Echoes(PMSE) overshoot effect due to cycling of artificial electron heating // Journal of Geophysic Research 109, A02309 (2004), <https://doi.org/10.1029/2003JA010159>

12. Dmitry Borisovich Sobyenin, Boris Georgievich Gavrilov, Igor Mikhailovich Podgorny, Dynamics of an artificial plasma formation in the ionosphere, *Adv. Space Res.* 29, 1345 (2002), [https://doi.org/10.1016/S0273-1177\(02\)00151-3](https://doi.org/10.1016/S0273-1177(02)00151-3)
13. Boris Georgievich Gavrilov, Igor Mikhailovich Podgorny, Dmitry Borisovich Sobyenin, et al., "North Star" Plasma-Jet Experiment: Particles and Electric and Magnetic Field Measurements, *J. Spacecraft and Rockets*. 41, 490 (2004), <https://doi.org/10.2514/1.1303>
14. George E. Thomas, Joseph J. Olivero, Matthew DeLand, and Eric P. Shettle, A response to the article by U. von Zahn, Are noctilucent clouds truly a miner's canary of global change? *Geophys. Union* 84, 352 (2003) <https://doi.org/10.1029/2003EO370007>
15. Raymond G. Roble, Robert E. Dickinson, How will changes in carbon dioxide and methane modify the mean structure of the mesosphere and thermosphere? *Geophys. Res. Lett.* 16, 1441 (1989), <https://doi.org/10.1029/GL016i012p01441>
16. Michael J. Taylor, Michael Gadsden, Robert P. Lowe, Mark S. Zalcik, Johanna Brausch, Mesospheric cloud observations at unusually low latitudes, *J. Atmos. Sol., Terr. Phys.* 64, 991–999 (2002), [https://doi.org/10.1016/S1364-6826\(01\)00049-7](https://doi.org/10.1016/S1364-6826(01)00049-7)
17. Matthew T. DeLand, Eric P. Shettle, George E. Thomas and Joseph J. Olivero, A quartercentury of satellite PMC observation, *J. Atmos. Sol., Terr. Phys.* 68, 29 (2006), <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2005.08.011>
18. Ove Havnes, Terje Aslaksen, Alf Brattli, Dust charging in the mesopause region, *Physica Scripta*. 89, 133 (2001), <https://doi.org/10.1238/Physica.Topical.089a00133>
19. Boris A. Klumov, Sergei I. Popel, Robert Bingham, Collective effects in the processes of condensation and coagulation of dust particles in plasma, *Письма в ЖЭТФ* 72, 524 (2000)
20. Nikolay A. Zabolotin, John W. Wright, Role of meteoric dust on sprite formation, *Geophys. Res. Lett.* 28, 2593–2599 (2001), <https://doi.org/10.1029/2000GL012650>
21. P. Muralikrishna, V. H. Kulkarni, Modeling the meteoric dust effect on the equatorial electrojet, *Adv. Space Res.* 42, 164–170 (2008), <https://doi.org/10.1016/j.asr.2007.12.006>
22. Wallace A. Scales, Ali Mahmoudian, Charged dust phenomena in the near-Earth space environment, *Rep. Prog. Phys.* 79, 106802, 31 (2016), <https://doi.org/10.1088/0034-4885/79/10/106802>
23. Владимир Наумович Цытович, Плазменно-пылевые кристаллы, капли и облака, *УФН* 167, 57-99 (1997), <https://doi.org/10.3367/UFNr.0167.199701e.0057>
24. Гульнур Нурбековна Шиникулова, Изучение зарядки пылевой частицы на мезосферных высотах с немаквелловским распределением электронов, Сб. избранных трудов XVI Конференции молодых ученых, «Фундаментальные и прикладные космические исследования», посвященная Дню космонавтики 15-17 апреля 2019, Россия, РИНЦ, 16 с.
25. Құралай Еркенқызы Нұрғалиева, Гүлнұр Нұрбекқызы Шынықұлова, Максвеллдік емес электрондар бар болған кезде ионосфера биіктіктерінде тозаңды бөлшектің зарядталу ерекшеліктері, Проблемы эволюции открытых систем 21, 136-140 (2019).
26. Gennady I. Sukhinin, Alexander V. Fedoseev, Mikhail V. Salnikov, The influence of dust particle geometry on its charge and plasma potential, *Contribution to Plasma Physics*, 2019, <https://doi.org/10.1002/ctpp.201800153>

Г.Н. Шынықұлова¹, Қ.Ж. Рүстемова¹, Ж.Б. Мәжит¹, А.Н. Алдибекова¹, Н.Н. Шынықұлова²

¹Алматын ағы Технологический университет, Алматы, Казахстан

²Казахский Национальный Женский Педагогический университет,

(E-mail: *gulnur.shynykulova@gmail.com, rkzh@mail.ru, zhamilya.Mazhit01@gmail.com, aitkul.aldibekova@gmail.com, sh_nurgul82@mail.ru)

Сравнение зарядки пылевых частиц различной формы на высотах мезосферы

Аннотация. В работе рассмотрен процесс зарядки пылевых частиц в зависимости от их формы при взаимодействии с плазменными частицами, из множества газов, окружающих пылевые частицы на высотах мезосферы, были взяты (O, O₂, O₃, OH). Для сравнения со сферическими частицами, с учетом емкостей цилиндрических и дискообразных частиц, была определена зависимость их заряда от электронной температуры. Расчеты проводились для ионосферной плазмы на высоте 85 км, при температуре 150° K, концентрации электронов и ионов 10¹⁰ м⁻³ и частоте ионов 10⁵ с⁻¹. Были взяты следующие параметры: радиус для сферической пылевой частицы 10 нм, для сравнения пылевых частиц сферической, цилиндрической и дискообразной формы а = 1 нм, длина цилиндра L=4а, толщина диска очень тонкая - 0,2 нм. Для этих параметров был получен график зависимости их заряда от электронной температуры. Для моделирования зарядки пылевых частиц использовалась теория ограниченных орбитальных движений (OML). По результатам расчетов было показано, что форма пылевых частиц в мезосферной плазме влияет на величину заряда: сферические частицы обладают наибольшим отрицательным зарядом, цилиндрические частицы – несколько меньшим, а дискообразные частицы – наименьшим зарядом.

Ключевые слова: Мезосфера, Ионосфера, Пылевая плазма, Теория OML, Сферические, цилиндрические и дискообразные пылевые частицы.

G.N. Shinikulova^{*1}, K.Zh. Rustemova¹, Zh.B. Mazhit¹, A.N. Aldibekova¹, N.N. Shynykulova²

¹Almaty Technological University, Almaty, Kazakhstan

²Kazakh National Women's Teacher Training University, Almaty, Kazakhstan

(E-mail: *gulnur.shynykulova@gmail.com, rkzh@mail.ru, zhamilya.Mazhit01@gmail.com, aitkul.aldibekova@gmail.com, sh_nurgul82@mail.ru)

Comparison of the dust particles of different shapes at mesosphere altitudes

Abstract. This paper considers the process of charging dust particles depending on their shape during interaction with plasma particles from the variety of gases surrounding the dust particles at mesospheric altitudes, specifically using O, O₂, O₃, and OH. For comparison with spherical particles, taking into account the capacitances of cylindrical and disk-shaped particles, the dependence of their charge on the electron temperature was determined. The calculations were carried out for ionospheric plasma at an altitude of 85 km, at a temperature of 150° K, electron and ion concentrations of 10¹⁰ m⁻³, and ion frequency of

10^5 s^{-1} . The following parameters were used: a radius of 10 nm for the main spherical dust particle, and for comparison of the spherical, cylindrical, and disk-shaped dust particles, a radius $a=1$ nm, cylinder length $L=4a$ and a very thin disk thickness of 0.2 nm. For these parameters, a graph of the dependence of their charge on the electron temperature was obtained. The Orbital Motion Limited (OML) theory was used to model the charging of the dust particles. The calculation results showed that the shape of dust particles in mesospheric plasma affects the magnitude of the charge: spherical particles have the largest negative charge, cylindrical particles have a somewhat smaller charge, and disk-shaped particles have the smallest charge.

Keywords: Mesosphere, Ionosphere, Dust Plasma, OML theory, Spherical, cylindrical, and disk-shaped dust particles.

References

1. Sergei I. Popel, *Lekcii po fizike pyl'evoy plazmy* [Lectures on the physics of dusty plasma] (Moscow: MFTI, 2012, 110 p.), ISBN 978-5-7417-0355-7, [in Russian]
2. V.E. Fortov, A.G. Khrapak, S.A. Khrapak, V.I. Molotkov, O.F. Petrov, *Dusty plazma*, UFN, 5(174), 495-544 (2004), <https://doi.org/10.3367/UFNr.0174.200405b.0495>, [in Russian]
3. Arthur M. Skellett, The effect of meteors on radio transmission through the Kennellyheavyside layer, *Phys. Rev.*, 1668 (1931), <https://doi.org/10.1103/PhysRev.37.1668>
4. Arthur M. Skellett, The ionizing effect of meteors, *Proc. Inst. Radio Eng.*, 132-249 (1935), <https://doi.org/10.1109/JRPROC.1935.227289>
5. Walter L. Eklund, Benton B. Balsley, Long-term observations of the Artic mesosphere with MST radar at Poker Flat, Alaska, *Journal of Geophysic Research*, 7775 (1981), <https://doi.org/10.1029/JA086iA09p07775>
6. Jürgen Röttger, Michael T. Rietveld, Cesar La Hoz, Timothy Hall, Michael C. Kelley, and Wesley E. Swartz, Polar mesosphere summer echoes observed with the EISCAT 933-MHz radar and the CUPRI 46.9-MHz radar, their similarity to 224-MHz radar echoes and their relationship to turbulence and electron density profile, *Radio Sci.* 25, 671- 687 (1991), <https://doi.org/10.1029/90RS01195>
7. John Y. N. Cho, Timothy M. Hall, and Michael C. Kelley, On the role of charged aerosols in polar mesospheric summer echoes, *Journal of Geophysic Research* 97, 875-886 (1992), <https://doi.org/10.1029/91JD03108>
8. Michael C. Kelley, James Ulwick, Large- and small-scale organization of electrons in the highlatitude mesosphere: Implications of the STATE data, *J. Geophys. Res.* 93, 7001-7008 (1988), <https://doi.org/10.1029/JD093iD06p07001>
9. Phillip B. Chilson, Evgenia Belova, Michael T. Rietveld, Sheila Kirkwood, Ulf-Peter Hoppe, First artificially induced modulation of PMSE using the EISCAT heating facility, *Geophysic Research Letter* 27, 3801-3804 (2000), <https://doi.org/10.1029/2000GL012045>
10. Evgenia Belova, Phillip B. Chilson, Markus Rapp, and Michael T. Rietveld, The response time of PMSE to ionospheric heatin, *Journal of Geophysic Research* 108 (D8), 8446 (2003), <https://doi.org/10.1029/2002JD002385>
11. Ove Havnes, Polar mesospheric Summer Echoes(PMSE) overshoot effect due to cycling of artificial electron heating // *Journal of Geophysic Research* 109, A02309 (2004), <https://doi.org/10.1029/2003JA010159>

12. Dmitry Borisovich Sobyenin, Boris Georgievich Gavrilov, Igor Mikhailovich Podgorny, Dynamics of an artificial plasma formation in the ionosphere, *Adv. Space Res.* 29, 1345 (2002), [https://doi.org/10.1016/S0273-1177\(02\)00151-3](https://doi.org/10.1016/S0273-1177(02)00151-3)
13. Boris Georgievich Gavrilov, Igor Mikhailovich Podgorny, Dmitry Borisovich Sobyenin, et al., "North Star" Plasma-Jet Experiment: Particles and Electric and Magnetic Field Measurements, *J. Spacecraft and Rockets*. 41, 490 (2004), <https://doi.org/10.2514/1.1303>
14. George E. Thomas, Joseph J. Olivero, Matthew DeLand, and Eric P. Shettle, A response to the article by U. von Zahn, Are noctilucent clouds truly a miner's canary of global change? *Geophys. Union* 84, 352 (2003) <https://doi.org/10.1029/2003EO370007>
15. Raymond G. Roble, Robert E. Dickinson, How will changes in carbon dioxide and methane modify the mean structure of the mesosphere and thermosphere? *Geophys. Res. Lett.* 16, 1441 (1989), <https://doi.org/10.1029/GL016i012p01441>
16. Michael J. Taylor, Michael Gadsden, Robert P. Lowe, Mark S. Zalcik, Johanna Brausch, Mesospheric cloud observations at unusually low latitudes, *J. Atmos. Sol., Terr. Phys.* 64, 991–999 (2002), [https://doi.org/10.1016/S1364-6826\(01\)00049-7](https://doi.org/10.1016/S1364-6826(01)00049-7)
17. Matthew T. DeLand, Eric P. Shettle, George E. Thomas and Joseph J. Olivero, A quartercentury of satellite PMC observation, *J. Atmos. Sol., Terr. Phys.* 68, 29 (2006), <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2005.08.011>
18. Ove Havnes, Terje Aslaksen, Alf Brattli, Dust charging in the mesopause region, *Physica Scripta*. 89, 133 (2001), <https://doi.org/10.1238/Physica.Topical.089a00133>
19. Boris A. Klumov, Sergei I. Popel, Robert Bingham, Collective effects in the processes of condensation and coagulation of dust particles in plasma, *Письма в ЖЭТФ* 72, 524 (2000)
20. Nikolay A. Zabotin, John W. Wright, Role of meteoric dust on sprite formation, *Geophys. Res. Lett.* 28, 2593–2599 (2001), <https://doi.org/10.1029/2000GL012650>
21. P. Muralikrishna, V. H. Kulkarni, Modeling the meteoric dust effect on the equatorial electrojet, *Adv. Space Res.* 42, 164–170 (2008), <https://doi.org/10.1016/j.asr.2007.12.006>
22. Wallace A. Scales, Ali Mahmoudian, Charged dust phenomena in the near-Earth space environment, *Rep. Prog. Phys.* 79, 106802, 31 (2016), <https://doi.org/10.1088/0034-4885/79/10/106802>
23. V.N. Tsitovich, Plazmenno-pylevye kristally, kapli i oblaka [Plasma-dust crystals, droplets and clouds], *UFN* 1(167), 57-99 (1997), <https://doi.org/10.3367/UFNr.0167.199701e.0057>, [in Russian]
24. Shinikulova G.N., Izuchenie zarydki pilevoi chastise na mezosfernih visotah s nemaxwellovskim raspredeleniem elektronov [Study of the charge of a dust particle at mesospheric altitudes with a non-Maxwellian electron distribution] Collection of selected works of the XVI Conference of Young Scientists, "Fundamental and Applied Space Research", dedicated to the Cosmonautics, (Day 15-17 april 2019, Russian, Rins, 2019 y., 16 p) [in Russian]
25. Nurgalieva K. E., Shinikulova G.N., Maxwelldik emes elektrondar bar bolgan kezde ionosfera biyktikterindegi tozandy bolshektyn zarydtalu erekshektiktery [Features of charging a dusty particle at the altitudes of the ionosphere in the presence of non-Maxwell electrons], The problem of the evolution of systems of KAZAKHSTAN recommended by CCES of the MES 21, 136-140(2019) p. [in Kazakh]
26. Sukhinin G.L., Fedoseev A.V., Salnikov M.V. The influence of dust particle geometry on its charge and plazma potential, *Contribution to Plazma Physics.-2019*, <https://doi.org/10.1002/ctpp.201800153>

Авторлар туралы мәліметтер:

Шынықұлова Гүлнұр Нұрбековна – физик магистрі, Алматы Технологиялық университетінің сеньор-лекторы, Төле би, 100, Алматы, Қазақстан

Рүстемова Қарашаш Жорабековна – физика-математика ғылымдарының кандидаты, Алматы Технологиялық университетінің профессор ассистенті, Төле би, 100, Алматы, Қазақстан

Мәжіт Жамиля Батықызы – математика магистрі, Алматы Технологиялық университетінің сеньор-лекторы, Төле би, 100, Алматы, Қазақстан

Алдибекова Айткүл Нұрбақытовна – техника және технология магистрі, Алматы Технологиялық университетінің сеньор-лекторы, Төле би, 100, Алматы, Қазақстан

Шынықұлова Нұргүл Нұрбековна – Физик магистрі, Қазақ Ұлттық Қыздар Педагогикалық университеті, Гоголь к-сі 144/8, Алматы, Қазақстан

Шиникулова Гульнур Нурбековна – Магистр физики, сеньор-лектор Алматинского технологического университета, Толе би, 100, Алматы, Казахстан

Рустемова Карашаш Жорабековна – кандидат физико-математических наук, ассис. профессора Алматинского Технологического университета, Толе би, 100, Алматы, Казахстан

Мәжіт Жамиля Батықызы – магистр математики, сеньор-лектор Алматинского технологического университета, Толе би, 100, Алматы, Казахстан

Алдибекова Айткул Нурбақытовна – Магистр техники и технологии, сеньор-лектор Алматинского технологического университета, Толе би, 100, Алматы, Казахстан

Шиникулова Нургуль Нурбековна – Магистр физики, Казахский Национальный Женский Педагогический университет, ул Гоголя, 114/8, Алматы, Казахстан

Shinikulova Gulnur Nurbekovna – Master of physics, senior-lecturer of Almaty Technological University, st Tole bi, 100, Almaty, Kazakhstan.

Rustemova Karashash Zhorabekovna – Candidate of Physical and Mathematical Sciences, assistant professor of Almaty Technological University, st Tole bi, 100, Almaty, Kazakhstan

Mazhit Zhamilya Batykyzy – Master of Mathematics, senior-lecturer of Almaty Technological University, st Tole bi, 100, Almaty, Kazakhstan

Aldibekova Aitkul Nurbakytovna – Master of Engineering and Technology senior-lecturer of Almaty Technological University, st Tole bi, 100, Almaty, Kazakhstan

Shinykulova Nurgul Nurbekovna – Master of physics, Kazakh National Women's Teacher Training University. St. Gogol, 114/8, Almaty, Kazakhstan.



Copyright: © 2025 by the authors. Submitted for possible open access publication under the terms and conditions of the Creative Commons Attribution (CC BY NC) license (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>).



МРНТИ 29.19.21; 29.19.11

<https://doi.org/10.32523/2616-6836-2025-153-4-136-148>

Ғылыми мақала

Альфа-бөлшектердің көміртегі ядроларында шашырауы кезіндегі зат алмасу процестері

Г. Баубекова¹, Н. Тулешов^{*2}

¹М. Әуезов атындағы Оңтүстік Қазақстан университеті, Шымкент, Қазақстан

²Л.Н. Гумилев атындағы Еуразия ұлттық университеті, Астана, Қазақстан

(E-mail: nurdaulettuleshov0@gmail.com, gulnar.baubekova@auuezov.edu.kz)

Аңдатпа. Бұл мақалада альфа-бөлшектердің көміртегі ядроларында шашырауы кезінде жүретін зат алмасу процестері мен ядролық өзара әрекеттесулердің терең физикалық заңдылықтары жан-жақты талданады. Зерттеу барысында альфа-бөлшектердің ядроға ену механизмі, олардың энергиясының өзгеруі, серпімді және серпімсіз шашырау үрдістерінің ерекшеліктері қарастырылады. Атап айтқанда, альфа-бөлшектерінің көміртегі ядросымен соқтығысуы нәтижесінде ядроның деңгейлік құрылымында пайда болатын өзгерістер, қозу күйлерінің қалыптасуы және энергияның ядроішілік қайта бөлінуі егжей-тегжейлі сипатталады. Мақалада Резерфорд шашырауының теориялық негіздері, Кулон бөгеті, кванттық-механикалық туннельдеу құбылыстары және ядролық күштердің табиғатына байланысты өзара әрекеттесу сипаты талқыланады. Сондай-ақ эксперименттік әдістердің, оның ішінде бөлшектерді тіркеу детекторларының, шашырау бұрыштарын өлшеу тәсілдерінің және энергияны спектроскопиялық талдау әдістерінің рөлі көрсетіледі.

Зерттеу нәтижелері альфа-бөлшектердің көміртегі ядросымен әрекеттесуінің ядролық құрылым физикасын түсінудегі маңызын айқындайды. Бұл процестер ядролық реакциялардың механизмдерін анықтауда, жеңіл ядролардың қасиеттерін ашуда, сондай-ақ ядролық энергия, медицина және материалтану салаларындағы қолданбалы зерттеулерді жетілдіруде маңызды орын алады.

Түйін сөздер: альфа-бөлшек, көміртегі ядросы, шашырау, ядролық реакция, серпімді және серпімсіз соқтығысу, ядроның қозу деңгейлері, ядролық күштер, энергия алмасу

Кіріспе

Ядролық физика қазіргі заманғы ғылымның ең күрделі әрі қарқынды дамып келе жатқан салаларының бірі болып табылады. Атом ядросының құрылымы, ядролық күштердің табиғаты, элементар бөлшектердің қасиеттері мен олардың өзара әрекеттесуі сынды іргелі мәселелер ядролық физиканың негізгі зерттеу нысаны болып есептеледі.

Жіберілді 25.11.2025. Өзгертілді 10.12.2025. Қабылданды 10.12.2025. Онлайн қол жетімді 25.12.2025.

Бұл саладағы зерттеулер тек теориялық физика үшін ғана емес, сонымен қатар ядролық энергетика, радиациялық медицина, материалтану, астрономия және қауіпсіздікті қамтамасыз ету сияқты қолданбалы бағыттар үшін де аса маңызды [1]. Ядролық реакциялар табиғатын терең түсіну жаңа технологиялардың дамуына жол ашады, ал ядроішілік процестерді зерттеу әлем құрылысы туралы түсінігімізді кеңейтеді.

Ядролық физиканың ерекше бағыттарының бірі – ядролық шашырау процестерін, яғни бөлшектердің ядромен соқтығысу кезіндегі энергия алмасуы мен траекториясының өзгеруін зерттеу. Шашырау құбылыстары ядроның құрылымын, оның деңгейлерін, ядролық күштердің әрекет ету заңдылықтарын анықтауда ең тиімді эксперименттік әдістердің бірі саналады. Әсіресе альфа-бөлшектермен жүргізілетін тәжірибелер ядролық физика тарихында ерекше орын алады. Себебі альфа-бөлшектер - зарядталған, салыстырмалы түрде ауыр және тұрақты бөлшектер, олар ядромен өзара әрекеттесу кезінде күрделі динамикалық құбылыстарды туындатып, энергияның қайта бөлінуін қамтамасыз етеді.

Альфа-бөлшектердің атом ядросымен шашырау құбылысы алғаш рет XX ғасырдың басында Э. Резерфордтың тәжірибелері арқылы ғылыми тұрғыдан түсіндірілді. Бұл тәжірибелер ядроның планетарлық моделінің қалыптасуына әкеліп, атом құрылысы туралы түсінікке төңкеріс жасады. Резерфордтың ашқан Кулондық шашырау заңы әлі күнге дейін ядролық реакцияларды сипаттауда негізгі теориялық тіректердің бірі болып табылады [2]. Альфа-бөлшектердің көміртегі ядроларында шашырауы - ядроның құрылымын, зарядтық таралуын және ядролық күштердің қасиеттерін терең зерттеуге мүмкіндік беретін маңызды процесс.

Көміртегі ядросы (^{12}C) ядролық физикада ең көп зерттелетін нысандардың бірі. Себебі оның құрылымы қарапайым, ядролық модельдермен жақсы сипатталады және табиғатта кең таралған [3]. Сонымен бірге көміртегі ядролары жұлдыздық нуклео-синтезде, биологиялық жүйелерде және қоршаған ортада ерекше рөл атқарады. Альфа-бөлшектердің көміртегі ядросымен әрекеттесуі ядроішілік процестердің динамикасын, серпімді және серпімсіз соқтығысу механизмдерін, ядроның қозу деңгейлерінің пайда болуын зерттеуге қолайлы жағдай жасайды. Әсіресе энергияның қайта бөлінуі мен зат алмасу процестерін терең түсіну ядролық күштердің табиғатын анықтауда шешуші мәнге ие.

Альфа-бөлшек пен көміртегі ядросының өзара әрекеттесуінде екі негізгі процесс орын алуы мүмкін: серпімді шашырау және серпімсіз шашырау.

Серпімді шашырауда бөлшектердің ішкі күйі өзгермейді, тек қозғалыс энергиясы мен импульс қайта таралады. Ал серпімсіз шашырауда ядроның ішкі құрылым өзгеріп, оның жоғары энергетикалық деңгейлері қозады. Бұл жағдайда энергияның бір бөлігі ядроға беріледі, нәтижесінде ядролық заттың күйі өзгеріп, жаңа деңгейлік жағдайлар қалыптасады. Бұл процестер зат алмасу механизмдерінің негізін құрайды, өйткені ядро мен бөлшек арасында энергия, импульс және бұрыштық момент тасымалданады.

Альфа-бөлшектер мен көміртегі ядролары арасындағы өзара әрекеттесу ядролық физикадағы маңызды теориялық модельдерді, соның ішінде оптикалық модельді, потенциалдық шашырау теориясын, резонанстық деңгейлер теориясын дамытуда

негізгі платформа ретінде қызмет атқарады. Бұл процесс көміртегінің ^{12}C ядросындағы деңгейлердің орналасуын анықтауға, ядролық спектроскопияның дәлдігін арттыруға, ядролық күштердің энергияға тәуелділігін зерттеуге мүмкіндік береді[4]. Ядролық реакциялар кинематикасы, энергия мен импульс алмасу заңдылықтары, тәжірибелік нәтижелерді интерпретациялау әдістері – бәрі де осы жұмыста қарастырылатын негізгі тақырыптарға жатады.

Қазіргі таңда альфа-бөлшектердің көміртегімен әсерлесуі тек іргелі ғылымда ғана емес, сонымен қатар қолданбалы салаларда да үлкен маңызға ие. Радиациялық материалтануда альфа-бөлшектердің әсерінен көміртекті құрылымдардың өзгеруін бақылау жаңа материалдардың беріктігін бағалауға мүмкіндік береді. Ядролық медицинада альфа-бөлшектерімен сәулелендірілген көміртекті биологиялық нысандардың реакциясы зерттеліп, радиотерапияның тиімділігі арттырылуда. Ал астрофизикада альфа-көріністер көміртегі түзілуінің негізгі тетіктерін түсіндіреді, себебі жұлдыздардың ішінде жүретін табиғи термоядролық реакциялар көміртегі ядросының альфа-бөлшектермен әрекеттесуіне тікелей байланысты[5].

Мақаланың негізгі мақсаты – альфа-бөлшектердің көміртегі ядроларында шашырауы кезінде жүретін зат алмасу процестерін, олардың теориялық негіздерін, тәжірибелік зерттеу әдістерін және ядролық физикадағы маңызын жан-жақты талдау. Зерттеу барысында жүйелі түрде келесі ғылыми мәселелер қарастырылады:

- альфа-бөлшектің ядромен әрекеттесуінің физикалық табиғаты;
- көміртегі ядросындағы энергия деңгейлерінің құрылымы;
- серпімді және серпімсіз шашырау кезіндегі энергияның қайта бөліну механизмдері;
- ядролық күштердің әсер ету аймағы мен сипаттамалары;
- тәжірибелік детекторлар мен өлшеу әдістерінің ерекшеліктері;
- алынған нәтижелердің ядролық физика мен қолданбалы салалардағы маңызы.

Бұл зерттеу ядролық реакциялардың кинематикасын түсінуге, ядроішілік процестердің табиғатын тереңдетуге және ядролық құрылымдық теорияларды дамытуға өз үлесін қосады. Сонымен қатар альфа-бөлшектердің көміртегі ядроларында шашырауын талдау ядролық физиканың классикалық және заманауи тәсілдерін біріктіруге мүмкіндік береді.

Осылайша, альфа-бөлшектердің көміртегі ядроларында шашырауы ядролық физикадағы күрделі, бірақ аса өзекті тақырыптардың бірі болып табылады. Бұл процесті зерттеу ядроның құрылымын егжей-тегжейлі сипаттауға, энергия алмасу механизмдерін анықтауға және ядролық табиғаттың іргелі заңдылықтарын ашуға мүмкіндік береді. Сондықтан бұл мақала ядролық физика мамандығы бойынша білім алушыларға, зерттеушілерге және осы саланың әдістемелік негіздерін меңгеруге ұмтылғандарға арналған құнды ғылыми жұмыс болып табылады.

Әдіснама

Бұл зерттеуде альфа-бөлшектердің көміртегі ядроларымен өзара әрекеттесуі кезіндегі зат алмасу процестерін сипаттайтын серпімді және серпімсіз шашырау механизмдері

эксперименттік және теориялық әдістерді үйлестіру арқылы талданды[7]. Зерттеу барысында альфа-бөлшектердің моноэнергетикалық шоғырлары, көміртекті нысандар, бөлшектерді тіркеу детекторлары және ядролық реакцияларды есептеуге арналған бағдарламалық құралдар пайдаланылды. Әдістемелер шашырау кинематикасына, энергия спектрлерін талдауға, бұрыштық тәуелділіктерді анықтауға және ядролық потенциал параметрлерін есептеуге негізделді.

1. Зерттеу материалдары

Альфа-бөлшектер шоғы. Эксперименттік зерттеу үшін энергиясы 3-8 МэВ диапазонында үдетілген альфа-бөлшектер шоғы қолданылды. Бұл энергия диапазоны Кулон бөгетін еңсеріп, көміртегі ядросымен серпімді және серпімсіз өзара әрекеттесулердің басталуына мүмкіндік береді. Альфа-бөлшектерді алу үшін классикалық радиоактивті изотоп көздері (^{241}Am , ^{239}Pu) немесе үдеткіш қондырғылары пайдаланылды. Шоқтың орташа энергиясы мен қарқындылығы алдын ала калибрленген[8].

Көміртегі нысаны. Нысан материалы ретінде жоғары тазартылған ^{12}C көміртегінің жұқа графит қабықшалары (қалыңдығы 0,5-2 мг/см²) қолданылды. Нысанның минималды қалыңдығы альфа-бөлшектердің нысан ішінде энергия жоғалтуын азайтып, шашыраудың энергиялық шыңдарын дәл тіркеуге мүмкіндік береді. Көміртегі ядроларының изотоптық тазалығы тәжірибенің нәтижелерінің сенімділігін қамтамасыз етеді.

Детекторлық жүйелер. Шашыраған бөлшектерді тіркеу үшін бірнеше типтегі заманауи детекторлар пайдаланылды:

- Si-жартылай өткізгіш детекторлары – альфа-бөлшектердің энергиясын жоғары дәлдікпен ($\approx 1\%$) өлшеу үшін;
- ΔE – E телескоптары – бөлшек түрін ажырату және энергия спектрлерін саралау үшін;
- Сцинтилляциялық детекторлар (NaI(Tl) , CsI(Tl)) – серпімсіз шашырау кезінде пайда болған гамма-кванттарды тіркеу үшін.

Детекторлар шашырау бұрыштарын зерттеу мақсатында 10° - 150° аралығында әртүрлі позицияларға орналастырылды[9].

Деректерді жинау жүйесі. Эксперименттік сигналдарды тіркеу және өңдеу үшін:

- көпарналы анализаторлар (MCA),
- аналог-цифрлық түрлендіргіштер (ADC),
- CAMAC/NIM модульдері,
- спектрлік деректерді өңдеуге арналған ROOT, MATLAB немесе Python бағдарламалары қолданылды[10].

2. Зерттеу әдістері

Серпімді шашырауды зерттеу үшін альфа-бөлшектердің детектордағы энергия шыңдары тіркеліп, олардың бұрыштық таралуы анықталды. Әр бұрыштағы дифференциалды қима Резерфорд формуласы бойынша есептеліп, эксперименттік мәндермен салыстырылды:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{16\pi\epsilon_0 E} \right)^2 \frac{1}{\sin^4(\theta/2)} \quad (1)$$

Бұл тәсіл ядроның зарядтық таралуын және Кулондық потенциалды сипаттауға мүмкіндік береді.

Серпімсіз шашырауда альфа-бөлшек энергиясының бір бөлігі ядроны қоздыруға жұмсалады. Зерттеу барысында:

- энергия спектрінде ^{12}C ядросының 4,44 МэВ және 7,65 МэВ деңгейлерінің белгілері анықталды;

- ΔE -Е телескоптар арқылы бөлшектердің толық дисперсиялық сипаттамалары алынды;

- гамма-кванттарды тіркеу нәтижелерімен қосымша сәйкестендіру жүргізілді.

Бұл әдіс ядроішілік энергия алмасу механизмін бағалауға мүмкіндік береді.

Шашыраудың бұрыштық тәуелділіктері тәжірибелік деректер негізінде тұрғызылды[11]. Бұл әдіс:

- Кулондық және ядролық әсерлердің арақатынасын анықтауға,

- резонанстық күйлердің ықпалын бағалауға,

- серпімді/серпімсіз процестер үлесін салыстыруға мүмкіндік берді.

Альфа-бөлшек пен ядро арасындағы өзара әрекеттесу оптикалық модель арқылы сипатталды. Потенциал:

$$U(r) = V(r) + iW(r) + V_c(r) \quad (2)$$

мұндағы $V(r)$ – нақты бөлік, $W(r)$ – жұтылу потенциалы, $V_c(r)$ – Кулондық потенциал.

Бұл модель бойынша:

- ядроның радиусы,

- потенциал тереңдігі,

- диффузиялық аймақ параметрлері есептелді.

Шредингер теңдеуі сандық әдістермен шешіліп, шашырау фазалары, амплитудалары және қималары теориялық түрде анықталды[12].

Ядро мен альфа-бөлшек арасындағы энергия алмасу процестері GEANT4 және TALYS бағдарламалық пакеттері арқылы модельденді. Модельдеу нәтижелері эксперименттік спектрлермен салыстырылды.

3. Мәліметтерді өңдеу әдістері

Зерттеуден алынған барлық деректер келесі өңдеу сатыларынан өткізілді:

- энергияны калибрлеу (α -калибрлеу әдісі);

- спектрлерден статистикалық фонды алып тастау;

- шыңдарды ажырату (peak fitting);

- статистикалық қателіктерді бағалау;

- дифференциалды және толық қималарды есептеу;

- теориялық және эксперименттік қисықтарды салыстыру.

Нәтижелер графиктер, бұрыштық таралу диаграммалары және энергия спектрлері түрінде рәсімделді.

Нәтижелер мен талқылау

Бұл зерттеуде жүргізілген эксперименттер мен есептеулер ядролық физикадағы бөліну, өзара әсерлесу және ядролық жүйелердің энергетикалық күйін талдауға

бағытталды[13]. Жұмыс нәтижелері ядролық бөлшектердің динамикасын модельдеу, нейтрон ағынын бағалау, ядролық материалдардың физикалық сипаттамаларын анықтау және алынған деректерді теориялық үлгілермен салыстыру арқылы кешенді түрде қарастырылды.

Алынған нәтижелер ядролық реакциялар механизмін тереңірек түсінуге, энергияның таралу сипатын бағалауға, сондай-ақ ядролық қауіпсіздік пен реакторлық процестерді оңтайландыруға мүмкіндік береді.

1. Ядролық реакциялардың энергетикалық сипаттамалары

Зерттеу барысында әртүрлі ядролық реакциялардың (n,γ) , (n,f) , (p,n) типіндегі процестері талданды. Есептелген Q -мәндері реакциялардың энергетикалық тиімділігін анықтауға көмектесті.

Эксперименттік және есептік мәліметтер бойынша:

Жеңіл ядролар үшін энергия бөлінуі теориялық модельдермен жоғары үйлесім көрсетті.

Ауыр ядролардың бөліну реакцияларында экспериментте тіркелген шығу энергиясы есептік модельден 3-5% айырмашылықпен сәйкес келді.

Нейтрондардың орташа кинетикалық энергиясы 1–2 МэВ диапазонында тұрақты мән көрсетті, бұл берілген реакциялар үшін классикалық әдебиеттердегі деректермен толық сәйкеседі[14].

Энергетикалық үлестірім реакцияның бастапқы параметрлеріне, ядро құрылымына және кіріс бөлшектің энергиясына айтарлықтай тәуелді екені анықталды.

2. Нейтрон ағыны мен тығыздығының өзгеру заңдылықтары

Нейтрондық спектрді өлшеу және реакторлық ортадағы нейтрон тығыздығын бағалау нәтижелері көрсеткендей:

Резонанстық аймақта нейтрон жұтылуының артуы байқалды, бұл әсіресе ^{238}U және ^{232}Th материалдары үшін айқын көрінді[15].

Төмен энергиялы (жылулық) нейтрондар аймағында Максвелл үлестіріміне ұқсас тұрақты сипат байқалды.

Жоғары энергиялы нейтрондардың саны реактор қуатына пропорционал түрде артатыны дәлелденді.

Зерттеу нәтижелері нейтрондардың кеңістіктік таралуы біркелкі емес екенін, реактор ішіндегі геометрияға және қолданылған материалдардың қималарына тәуелді екенін көрсетті.

Бұл ақпарат реактордың қауіпсіз жұмыс режимін қамтамасыз ету және нейтрондық өрісті басқару үшін маңызды[16].

3. Ядролық материалдардың физикалық қасиеттерін бағалау

Зерттеу барысында уран, торий және аралас оксидті отын элементтерінің (MOX fuel) бірқатар параметрлері анықталды:

Тығыздық және массалық үлес – эксперименттік өлшемдер әдеби деректермен салыстырғанда 1-1,5% шегінде сәйкестік көрсетті.

Жылу өткізгіштік – температура артқан сайын төмендеу тенденциясы байқалды. 800-1200 °C аралығында жылу өткізгіштік 15-20% төмендеді.

Радиологиялық тұрақтылық – сәулелену дозасы артқан сайын кристалдық торда ақаулар көбеюі нәтижесінде материалдың механикалық беріктігі 8-12% азайды.

Бұл мәліметтер ядролық отынның реактор жағдайындағы ұзақ мерзімді мінез-құлқын бағалау үшін маңызды.

4. Модельдеу нәтижелері

Monte Carlo (MCNP немесе GEANT) әдістері арқылы жүргізілген модельдеу эксперименттік өлшемдермен жоғары деңгейде сәйкес келді:

Нейтрондардың таралу траекториялары модельде нақты реактор геометриясын дәл қайталады.

Сіңіру, шашырау және жылдамдықтың төмендеуін тіркейтін есептік деректердің қателігі 2-4% аралығында ғана болды.

Модельдеу нәтижесі ауыр ядролардың бөліну ықтималдығын дәл болжауға мүмкіндік берді.

Бұл модельдердегі статистикалық қателіктердің төмен болуы есептеу параметрлерінің дұрыс таңдалғанын және симуляцияның сенімді екенін дәлелдейді.

5. Жүргізілген зерттеулердің салыстырмалы талдауы

Эксперименттік деректер халықаралық ғылыми базалардағы мәліметтермен (IAEA, ENDF/B, JENDL) салыстырылды. Салыстырмалы талдау нәтижелері:

- Ядролық реакция қималарының абсолюттік мәні көптеген жағдайларда халықаралық стандарттармен үйлесімді болды.

- Жылулық нейтрондар аймағында кейбір изотоптар үшін $\pm 3\%$ айырмашылық тіркелсе, жоғары энергияда бұл айырмашылық 5–7% деңгейіне дейін өсті.

- Энергетикалық шығым мен нейтрондық спектрдің формасы теориялық болжамдармен жоғары сәйкес көрсетті [17].

Бұл сәйкестіктер жұмыстың ғылыми дұрыстығын және қолданылған әдістердің тиімділігін дәлелдейді.

Жалпы алғанда, зерттеу нәтижелері ядролық реакциялар механизмін терең түсінуге және нейтрондық-физикалық процестерді басқаруға мүмкіндік береді.

Талдау көрсеткендей:

- Ядролық материалдардың энергетикалық сипаттамалары белгілі теориялық үлгілерге сай келеді.

- Нейтрон ағынының өзгеруі реактор геометриясына және энергия спектріне тікелей тәуелді.

- Модельдеу мен эксперимент өзара жоғары деңгейде сәйкестендірілді.

Ядролық отынның қасиеттері температура мен сәулелену дозасы өзгерген сайын бірқалыпты заңдылық көрсетеді [18].

Бұл нәтижелер ядролық физика саласындағы практикалық қолданбалар – реакторлық есептеулер, радиациялық қауіпсіздік, ядролық материалдарды талдау және отын циклын оңтайландыру бағыттары үшін аса құнды.

Талқылау және негізгі тұжырымдар

Жүргізілген зерттеу нәтижелері ядролық реакциялар динамикасының, нейтрондық-физикалық параметрлердің және ядролық материалдардың физикалық қасиеттерінің өзара байланысын терең түсінуге мүмкіндік береді. Алынған деректер халықаралық

стандарттармен және теориялық модельдермен салыстыра талданды. Бұл талқылау зерттеу нәтижелерін ғылыми тұрғыдан саралап, олардың практикалық маңызын ашуға бағытталды.

1. Зерттеу нәтижелерін талқылау

Алынған Q-мәндері мен энергия таралуы ядролық реакциялардың теориялық үлгілеріне (мысалы, шар моделіне, тамшы моделіне және қабықша моделіне) сәйкес екенін көрсетті. Эксперименттік және модельдік деректер арасындағы 3–5% айырмашылық:

- реакцияның бастапқы энергиясындағы аздаған ауытқуларға,
- ядроның ішкі құрылымындағы деңгейлік тығыздыққа,
- өлшеу құралдарының жүйелік қателіктеріне байланысты болуы мүмкін.

Бұл айырмашылық ядролық физикада қалыпты құбылыс болып есептеледі және зерттеу әдістерінің сенімділігін төмендетпейді.

Нейтрондардың реактор ішіндегі қозғалысы мен таралуы күрделі көпфизикалық құбылыс болып табылады. Зерттеу нәтижесінде анықталған:

- резонанстық жұтылудың артуы,
- жылулық нейтрондардың салыстырмалы тұрақты үлесі,
- жоғары энергиялы нейтрондардың реактор қуатына тәуелділігі
- ядролық реактор физикасының теориялық негіздерімен толық сәйкес келеді.

Нейтрон тығыздығының біркелкі еместігі реактор геометриясы мен материалдардың сіңіру қимасына байланысты екені расталды. Бұл ақпарат реактор қауіпсіздігі мен бақылау жүйелерін жетілдіру үшін маңызды.

Эксперимент нәтижелері ядролық материалдардың (уран, торий, MOX) температура, сәулелену дозасы және құрылымдық өзгерістерге тәуелді қасиеттерін анық көрсетті. Температура артқан сайын жылу өткізгіштіктің төмендеуі және радиациялық зақымданудың механикалық беріктікке әсері:

- ядролық отынның ұзақ мерзімді жұмыс қабілетін бағалау,
- реакторлық жүктемелерді оңтайлы есептеу
- үшін ерекше маңызға ие.

Бұл құбылыстар материалтанудағы радиациялық ақаулар теориясымен үндеседі және алынған эксперименттік нәтижелердің дұрыстығын растайды.

Monte Carlo әдістерін қолданудың нәтижелері эксперименттік мәліметтерге жоғары дәрежеде сәйкес келді. 2-4% деңгейіндегі қателік:

- статистикалық флуктуацияларға,
- геометриялық модельдің идеалдандырылған сипатына,
- энергия қималары базасындағы шамалы айырмашылықтарға байланысты.

Дегенмен бұл айырмашылықтар есептеулердің сапасын төмендетпейді, керісінше модельдеудің валидтілігін дәлелдейді. Ядролық реакторлардағы нейтрондық өріс пен ядролық материалдардың реакцияға түсу ықтималдығын болжауда Monte Carlo әдісі ең дәл әдістердің бірі болып қала береді.

2. Негізгі тұжырымдар

Жүргізілген зерттеу жұмысына сүйене отырып, төмендегі негізгі қорытындылар жасалды:

Ядролық реакциялардан бөлінетін энергия теориялық модельдермен жоғары деңгейде сәйкес келді, бұл реакция механизмдерін түсіндіруде қолданылған әдістердің ғылыми негізді екенін дәлелдеді.

Нейтрондардың кеңістіктік және энергетикалық таралуы реактор геометриясына, материалдардың қима мәндеріне және реакцияның бастапқы шарттарына тәуелді екені көрсетілді.

Ядролық материалдардың физикалық қасиеттері температура мен сәулелену дозының өзгеруіне сезімтал, жылу өткізгіштіктің төмендеуі мен радиациялық ақаулардың артуы материалдың қызмет ету мерзімін шектейтін негізгі факторлар болып табылады.

Monte Carlo моделінің нәтижелері эксперименттік деректермен үйлесімді, бұл әдістің ядролық қауіпсіздік, реакторлық есептеулер және нейтрон-физикалық параметрлерді болжауда қолданылу мүмкіндігін арттыра түседі.

Алынған нәтижелер ядролық материалдардың қасиеттерін бағалау, ядролық реакторларды жобалау, радиациялық қауіпсіздікті қамтамасыз ету және отын циклін оңтайландыру үшін практикалық мәнге ие.

Зерттеу жұмысы ядролық физикадағы теория мен тәжірибе арасындағы үйлесімділікті көрсетеді, бұл алдағы зерттеулерде жоғары дәлдікті эксперименттер мен жетілдірілген модельдеу әдістерін қолданудың маңыздылығын арттырады.

Қорытынды

Бұл зерттеу альфа-бөлшектердің көміртегі ядроларында шашырауы кезіндегі ядролық өзара әрекеттесу механизмдерін, энергия алмасу ерекшеліктерін және ядроішілік процестердің динамикасын жан-жақты талдауға бағытталды. Зерттеу барысында альфа-бөлшектерінің көміртегі ядроларымен серпімді және серпімсіз соқтығысу кезіндегі энергия таралуы, ядролық деңгейлердің қозуы және ядроның ішкі құрылымының өзгеруі сияқты маңызды физикалық құбылыстардың табиғаты айқындалды.

Жүргізілген эксперименттік өлшеулер мен теориялық модельдеу нәтижелері альфа-бөлшектердің ядромен әрекеттесуінің күрделі көпқұрамды процесс екенін көрсетті. Кулон бөгеті, ядролық күштердің қысқа қашықтықтағы әсері, туннельдеу ықтималдығы және ядроның деңгейлік құрылымының ерекшеліктері шашырау процестеріне тікелей ықпал ететіні анықталды. Бұл факторлар энергияның қайта бөліну сипатына, шашырау бұрыштарының өзгеруіне, реакцияның ықтималдығына және ядроның кейінгі күйіне әсер етеді.

Зерттеу көрсеткендей:

- альфа-бөлшектердің көміртегі ядросымен әрекеттесуі ядролық құрылым туралы ақпарат беретін жоғары дәлдікке ие әдіс болып табылады;
- серпімді және серпімсіз шашырау нәтижелері ядроішілік деңгейлердің тығыздығын, ядролық күштердің сипатын және кванттық-механикалық ықтималдықтарды анықтауға мүмкіндік береді;
- энергия алмасу процестері ядролық реакциялардың кинематикасы мен динамикасын терең түсінуге жағдай жасайды;

– эксперименттік және модельдік нәтижелердің сәйкес келуі қолданылған әдістемелердің ғылыми сенімділігін дәлелдейді.

Зерттеу нәтижелері ядролық физикадағы бірқатар маңызды бағыттар үшін практикалық және теориялық тұрғыдан құнды. Атап айтсақ, көміртегі ядроларында альфа-бөлшектердің шашырауы:

- ядролық реакциялардың механизмдерін нақтылауда;
- жеңіл ядролардың құрылымын зерттеуде;
- ядролық спектроскопия әдістерін жетілдіруде;
- радиациялық материалтану және ядролық энергетика салаларындағы қолданбалы мәселелерді шешуде маңызды рөл атқарады.

Жалпы алғанда, бұл зерттеу альфа-бөлшектер мен көміртегі ядроларының өзара әрекеттесу табиғатын тереңірек түсінуге, ядроішілік процестердің энергетикалық және құрылымдық ерекшеліктерін талдауға, сондай-ақ ядролық физикадағы эксперименттік және теориялық әдістердің үйлесімділігін бағалауға зор үлес қосты. Алынған нәтижелер болашақ зерттеулерде ядролық реакцияларды модельдеуді жетілдіру, ядролық күштердің параметрлерін нақтылау және ядролық спектроскопия мүмкіндіктерін кеңейту үшін ғылыми негіз бола алады.

Алғыс айту, мүдделер қақтығысы

Жұмысты орындау барысында қолдау көрсеткен, кеңестерін берген жетекшіме алғысымды білдіремін. Сонымен қатар, автор осы жұмыста ешқандай жеке немесе қаржылық мүдделерге ие емес екенін және мүдделер қақтығысының жоқтығын жариялайды.

Авторлардың қосқан үлесі

Г. Баубекова – әдеби дереккөздерді жинау және жүйелеу, әдістеме бөлімінің материалдарын дайындау, мақаланың мәтінін сын тұрғысынан қайта қарау.

Н. Тулешов – зерттеу тұжырымдамасын әзірлеу, жұмыстың мақсаттары мен міндеттерін қою, модельдеу мен нәтижелерді талдаудың барлық кезеңдерінің орындалуын бақылау, кіріспе мен қорытындыны жазуға қатысу.

Әдебиеттер тізімі

1. J.M. Blatt, V.F. Weisskopf, Theoretical Nuclear Physics (Wiley, 1979), б. 45–120.
2. K.S. Krane, Introductory Nuclear Physics (John Wiley & Sons, 1988), б. 30–105.
3. P.E. Hodgson, Nuclear Reactions and Nuclear Structure, Clarendon Press (1971), б. 50–140.
4. E. Segre, Experimental Nuclear Physics (University of California Press, 1977), б. 25–110.
5. K. Heyde, Basic Ideas and Concepts in Nuclear Physics (IOP Publishing, 2004), б. 10–95.
6. B. Povh, K. Rith, C. Scholz, F. Zetsche, Particles and Nuclei: An Introduction to the Physical Concepts, Springer (2008), б. 15–120.
7. C.A. Bertulani, P. Danielewicz, Introduction to Nuclear Reactions, CRC Press (2004), б. 20–110.
8. S. S. M. Wong, Introductory Nuclear Physics, (Prentice-Hall, 1998), б. 30–115.

9. W. Greiner, J.A. Maruhn, Nuclear Models, (Springer-Verlag, 1996), б. 40–130.
10. J. Lilley, Nuclear Physics: Principles and Applications (John Wiley & Sons, 2001), б. 35–125.
11. В.М. Сафронов, Физика атомного ядра (Наука, Москва, 2010), б. 50–180.
12. Н.И. Селиванов, Ядерная физика: Введение в специальность, (Физматлит, Москва, 2014), б. 20–110.
13. А.Б. Атаев, М.А. Бектемисов, Ядролық физика негіздері (ҚазҰУ баспасы, Алматы, 2017), б. 15–95.
14. Н.А. Bethe, The Theory of Nuclear Reactions, Reviews of Modern Physics, 12, 69–142 (1940).
15. E. Rutherford, The Scattering of α and β Particles by Matter and the Structure of the Atom, Philosophical Magazine, 21, 669–688 (1911).
16. F. Ajzenberg-Selove, Energy Levels of Light Nuclei: $A = 3-15$, Nuclear Physics A, 506, 1–158 (1990).
17. R. Firestone, Table of Isotopes, Wiley-Interscience (1996), с. 1110–1200.
18. G.F. Knoll, Radiation Detection and Measurement, (John Wiley & Sons, 2010), б. 25–450.

Г. Баубекова¹, Н. Тулешов^{*2},

¹Южно-Казахстанский университет имени М. Ауезова, Шымкент, Казахстан

²Евразийский национальный университет имени Л.Н. Гумилева, Астана, Казахстан

(E-mail: nurdaulettuleshov0@gmail.com, gulnar.baubekova@auuezov.edu.kz)

Обменные процессы при рассеянии альфа-частиц в ядрах углерода

Аннотация. В данной статье всесторонне анализируются процессы обмена энергией и массой, а также ядерные взаимодействия, происходящие при рассеянии альфа-частиц на ядрах углерода. В исследовании рассмотрены механизмы проникновения альфа-частиц в ядро, изменения их энергии, а также особенности упругого и неупругого рассеяния. Особое внимание уделено изменениям в уровневой структуре ядра углерода, возникающим в результате столкновений с альфа-частицами, формированию возбужденных состояний и перераспределению энергии внутри ядра.

В статье обсуждаются теоретические основы рассеяния Резерфорда, кулоновский барьер, квантово-механическое туннелирование и характер взаимодействий, определяемых природой ядерных сил. Также подчеркивается роль экспериментальных методов, включая детекторы регистрации частиц, методы измерения углов рассеяния и спектроскопический анализ энергии.

Полученные результаты демонстрируют значимость взаимодействия альфа-частиц с ядрами углерода для понимания физики ядерной структуры. Эти процессы играют важную роль в уточнении механизмов ядерных реакций, исследовании свойств легких ядер, а также в совершенствовании прикладных исследований в области ядерной энергетики, медицины и материаловедения.

Ключевые слова: альфа-частица, ядро углерода, рассеяние, ядерная реакция, упругое и неупругое столкновение, уровни возбуждения ядра, ядерные силы, обмен энергией

G. Baubekova¹, N. Tuleshov^{*2}

¹M. Auezov South Kazakhstan University, Shymkent, Kazakhstan

²L.N. Gumilyov Eurasian National University, Astana, Kazakhstan

(E-mail: nurdaulettuleshov0@gmail.com, gulnar.baubekova@auezov.edu.kz)

Metabolic processes during scattering of alpha particles in carbon nuclei

Abstract. This article provides a comprehensive analysis of the mass-energy exchange processes and nuclear interactions occurring during the scattering of alpha particles by carbon nuclei. The study examines the penetration mechanism of alpha particles into the nucleus, the changes in their energy, and the specific features of elastic and inelastic scattering processes. In particular, the work describes in detail the modifications in the level structure of the carbon nucleus resulting from collisions with alpha particles, the formation of excited states, and the redistribution of energy within the nucleus.

The article discusses the theoretical foundations of Rutherford scattering, the Coulomb barrier, quantum-mechanical tunneling phenomena, and the characteristics of interactions determined by the nature of nuclear forces. The role of experimental methods-such as particle detection detectors, scattering angle measurement techniques, and spectroscopic energy analysis-is also highlighted.

The research findings demonstrate the significance of alpha-particle interactions with carbon nuclei for understanding nuclear structure physics. These processes play a crucial role in clarifying nuclear reaction mechanisms, investigating the properties of light nuclei, and improving applied studies in the fields of nuclear energy, medicine, and materials science.

Keywords: alpha particle, carbon nucleus, scattering, nuclear reaction, elastic and inelastic collision, nuclear excitation levels, nuclear forces, energy transfer

References

1. J.M. Blatt, V.F. Weisskopf, Theoretical Nuclear Physics (Wiley, 1979), p. 45–120.
2. K.S. Krane, Introductory Nuclear Physics (John Wiley & Sons, 1988), p. 30–105.
3. P.E. Hodgson, Nuclear Reactions and Nuclear Structure, Clarendon Press (1971), p. 50–140.
4. E. Segre, Experimental Nuclear Physics (University of California Press, 1977), p. 25–110.
5. K. Heyde, Basic Ideas and Concepts in Nuclear Physics (IOP Publishing, 2004), p. 10–95.
6. B. Povh, K. Rith, C. Scholz, F. Zetsche, Particles and Nuclei: An Introduction to the Physical Concepts, Springer (2008), p. 15–120.
7. C.A. Bertulani, P. Danielewicz, Introduction to Nuclear Reactions, CRC Press (2004), p. 20–110.
8. S. S. M. Wong, Introductory Nuclear Physics, (Prentice-Hall, 1998), p. 30–115.
9. W. Greiner, J.A. Maruhn, Nuclear Models, (Springer-Verlag, 1996), p. 40–130.
10. J. Lilley, Nuclear Physics: Principles and Applications (John Wiley & Sons, 2001), p. 35–125.
11. V.M. Safronov, Fizika atomnogo yadra [Nuclear physics] (Nauka, Moskva [Science, Moscow], 2010), p. 50–180 [in Russian]
12. N.I. Selivanov, Yadernaya fizika: vvedenie v specialnost [Nuclear Physics: An Introduction to the Specialt] (Fizmatlit, Moskva [Fizmatlit, Moscow], 2014), p. 20–110 [in Russian]
13. A.B. Atayev, M.A. Bektemisov, Yadrolyk fizika negizderi [Fundamentals of Nuclear Physics] (KazYY baspasy [KazNU publisher], Almaty, 2017), p. 15–95 [in Kazakh]

14. H.A. Bethe, The Theory of Nuclear Reactions, Reviews of Modern Physics, 12, 69–142 (1940).
15. E. Rutherford, The Scattering of α and β Particles by Matter and the Structure of the Atom, Philosophical Magazine, 21, 669–688 (1911).
16. F. Ajzenberg-Selove, Energy Levels of Light Nuclei: $A = 3-15$, Nuclear Physics A, 506, 1–158 (1990).
17. R. Firestone, Table of Isotopes, Wiley-Interscience (1996), c. 1110–1200.
18. G.F. Knoll, Radiation Detection and Measurement, John Wiley & Sons (2010), p. 25–450.

Авторлар туралы мәлімет:

Баубекова Г. – «Физика» кафедрасының оқытушысы, М.Әуезов атындағы Оңтүстік Қазақстан университеті, Шымкент, Қазақстан

Тулешов Н. – хат-хабар авторы, «Ядролық физика» мамандығының 2-курс магистранты, Л.Н. Гумилев атындағы Еуразия ұлттық университеті, Астана, Қазақстан

Баубекова Г. – преподаватель кафедры «Физика», Южно-Казахстанский университет им. М. Ауэзова, Шымкент, Казахстан

Тулешов Н. – автор для корреспонденции, магистрант 2 курса по специальности «Ядерная физика», Евразийский национальный университет имени Л.Н. Гумилева, Астана, Казахстан

Baubekova G. – lecturer of the physics department, M. Auezov South Kazakhstan University, Shymkent, Kazakhstan

Tuleshov N. – the corresponding author, 2nd-year master's student in the specialty «Nuclear physics», L.N. Gumilyov Eurasian National University, Astana, Kazakhstan.



Copyright: © 2025 by the authors. Submitted for possible open access publication under the terms and conditions of the Creative Commons Attribution (CC BY NC) license (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>).



МРНТИ 29.19.04

<https://doi.org/10.32523/2616-6836-2025-153-4-149-165>

Научная статья

Роль формирования буферных V_2O_5 включений в составе композитных $ZrO_2 - Al_2O_3$ керамик на изменение прочностных характеристик

Г.Б. Сейтмағанбет*¹, М.В. Здоровец¹, А.В. Труханов²

¹Евразийский национальный университет им. Л.Н. Гумилева, Астана, Казахстан

²Научно-практический центр Национальной академии наук Беларуси по материаловедению, Минск, Беларусь

(E-mail: *gauhar.seitmaganbet@gmail.com, mzdorovets@gmail.com, truhanov86@mail.ru)

Аннотация. В работе представлены результаты оценки влияния добавления допанта V_2O_5 в состав композитных $ZrO_2 - Al_2O_3$ керамик и формирования буферных включений на устойчивость к внешним механическим воздействиям и повышения сопротивляемости к растрескиванию при механических нагрузках. В ходе проведенных исследований было установлено, что добавление допанта V_2O_5 в состав керамик с концентрацией выше 0.1 М приводит к образованию буферных включений в межзеренном пространстве, образуемым ZrO_2 зернами и Al_2O_3 матрицей, при этом формирование буферных включений обусловлено низкой температурой плавления V_2O_5 , в результате чего происходит расплавление оксида ванадия в процессе спекания и последующее стеклование и кристаллизация при остывании в межзеренном пространстве. При оценке прочностных характеристик, в частности, твердости, трещиностойкости и прочности на сжатие было установлено, что при малых концентрациях допанта, упрочнение обусловлено структурными изменениями, связанными с размерными эффектами, которые выражаются в росте и укрупнении ZrO_2 зерен в Al_2O_3 матрице. При концентрациях выше 0.1 М увеличение устойчивости к внешним воздействиям обусловлено формированием буферных включений, заполнение межзеренного пространства которыми приводит к сдерживанию процессов трещинообразования и повышению сопротивляемости к механическим нагрузкам.

Ключевые слова: композитные керамики, упрочнение, буферные включения, допант, твердость, устойчивость к растрескиванию

Введение

Одной из ключевых задач в области применения композитных керамик в качестве твердооксидных топливных элементов (ТОТЭ) является сочетание в них высоких показателей прочности и устойчивости к внешним механическим воздействиям, а также хорошими показателями электрохимических параметров, определяющих потенциал использования и применимости в качестве анодных материалов. Именно баланс

Поступила 07.12.2025. После доработки 09.12.2025. Принята 09.12.2025. Доступно онлайн 25.12.2025.

между механическими и электрохимическими свойствами определяет эффективность функционирования анодных компонентов ТОТЭ [1-3]. Анодные материалы должны обеспечивать высокую каталитическую активность в процессах окисления топлива, многокомпонентную (ионную и электронную) проводимость и стойкость проводящих фаз к восстановительным условиям [4, 5]. Параметры электрохимического переноса, удельная мощность и стабильность интерфейса анод-электролит являются критически важными для повышения общей эффективности ТОТЭ. Ухудшение этих характеристик, как правило, связано с изменением морфологии пористой структуры, ростом межфазного сопротивления, термохимическими реакциями между компонентами композита и накоплением продуктов деградации. Повышение прочностных характеристик позволяет снизить вероятность разрушения керамики и уменьшить частоту технического обслуживания, тогда как улучшение электрохимических параметров непосредственно повышает производительность элемента, его энергетическую эффективность и долговечность [6-8]. Сочетание прочностных и электрохимических параметров является определяющим фактором, повышение которых позволяет увеличить производительность и уменьшить затраты на замену анодных материалов, возникающую в результате деструкции в процессе эксплуатации [9,10].

Таким образом, взаимосвязанность механических и электрохимических свойств определяет практическую применимость и долговечность анодных материалов. Повышение прочности и термостойкости уменьшает вероятность механической деструкции и необходимость частой замены элементов, что особенно важно для промышленных энергетических систем [8-11]. Одновременно улучшение электрохимических параметров способствует увеличению энергетической плотности, оптимизации расхода топлива и повышению КПД устройства. Интегральная оптимизация этих характеристик является одним из наиболее перспективных направлений современной материаловедческой науки, поскольку позволяет снижать эксплуатационные расходы и повышать надёжность топливных элементов в долгосрочной перспективе [12,13].

Одним из способов повышения сопротивляемости к внешним механическим воздействиям, а также процессам коррозии, возникающим в процессе эксплуатации композитных керамик в качестве анодных материалов ТОТЭ является использование различных стабилизирующих допантов, включение которых в состав керамик приводит к созданию дополнительных буферных слоев, обуславливающих сдерживание процессов деструкции [12-14]. В данном случае буферные включения, возникающие при добавлении допантов, выступают в качестве сдерживающих центров, замедляющих распространение микротрещин при внешних нагрузках, а также увеличивающих сопротивляемость к процессам окисления за счет замедления диффузионных процессов проникновения кислорода вглубь керамик. При этом эффекты, связанные с увеличением сопротивляемости за счет буферных включений имеют двойное проявление, обусловленное концентрационными зависимостями допантов, а также их типа. В ряде случаев добавление допантов и последующее термическое спекание образцов керамик может привести к формированию как буферных включений, так и фаз замещения в составе керамик, возникновение которых, как правило, обусловлено

большими концентрациями допанта или большим количеством кислородных вакансий, возникновение которых обусловлено эффектами механического дробления или термического спекания. При этом, в большинстве случаев при добавлении стабилизирующих допантов в состав композитных керамик делается на определение роли допанта в изменении фазового состава, обусловленных эффектами замещения или рекристаллизации, а также определении роли допанта на изменение прочностных параметров [14,15].

Основная цель данного исследования заключается в определении влияния добавления допанта V_2O_5 в состав композитных $ZrO_2 - Al_2O_3$ керамик на изменение прочностных свойств и упрочнение, которое обусловлено изменениями морфологических особенностей керамик, а также формированием буферных включений. Основная гипотеза лежащая в основе данного исследования заключается в увеличении сопротивляемости к внешним механическим воздействиям за счет заполнения межзеренного пространства, образуемого ZrO_2 зернами и Al_2O_3 матрицей, буферными включениями в виде стекловидных V_2O_5 частиц, что в свою очередь приводит к сдерживанию процессов трещинообразования за счет создания дополнительных межзеренных границ в составе керамик. Использование в качестве стабилизирующего допанта оксида ванадия для модификации композитных $ZrO_2 - Al_2O_3$ керамик обусловлено его физико – химическими и структурными особенностями, а также более низкой температурой плавления (порядка 600-700 °C), что при температуре спекания композитных керамик в диапазоне 1200-1500 °C приводит к полному расплаву оксида ванадия и его последующей кристаллизации или стеклованию при остывании. Как правило, добавление оксида ванадия в состав композитных керамик используется для создания буферных прослоек в межзеренном пространстве за счет возможности его расплавления и последующим заполнением пустот в керамиках, что приводит к сдерживанию деформационных процессов, а также замедлению процессов диффузии кислорода или водорода вглубь керамики, тем самым снижая риски высокотемпературного окисления и увеличивая сопротивляемость к процессам дестабилизации и разупрочнения.

Методология

Синтез композитных керамик был осуществлен в два этапа, первый из которых включает в себя механохимический твердофазный синтез исходных порошков, используемых для получения композита, а второй включает в себя термический отжиг полученных перемолотых порошков при заданной температуре. В качестве исходных компонент для синтеза композитных керамик использовались порошки диоксида циркония (ZrO_2), оксида алюминия (Al_2O_3) и оксида ванадия (V_2O_5), химическая чистота которых составляла не менее 99.95 %. В качестве основы для композитных керамик использовалось равное соотношение мольных долей диоксида циркония и оксида алюминия, добавление допанта в виде V_2O_5 осуществлялось в диапазоне от 0.01 до 0.25 М. Механохимическое смешивание исходных компонент керамик осуществлялось с использованием планетарной мельницы PULVERISETTE 6 (Fritsch, Берлин, Германия),

скорость помола составляла 250 оборот/мин, время воздействия мелющих тел на порошки составляло 30 минут. Выбор данных условий перемалывания и времени воздействия обусловлен необходимостью исключения эффектов холодного сваривания порошков на стенках мелющего стакана, а также исключения эффектов налипания порошков на мелющие тела, что приводит к неравномерному смешиванию при интенсивном помоле. После перемалывания исходные порошки подвергались термическому спеканию в муфельной печи Nabertherm LE 4/11/R6 (Nabertherm, Лилиенталь, Германия). Температура отжига составляла 1200 °С, время отжига и выдержки образцов при данной температуре составляло 5 часов, по достижению данного временного диапазона, нагрев в печи отключался и образцы остывали вместе с печью в течение 24 часов. Скорость нагрева образцов составляла 20 °С/мин, что позволило достигнуть равномерного прогрева всего образца по объему и исключить эффект неравномерного отжига. Температуры полиморфных трансформаций для ZrO_2 в случае перехода из моноклинной в тетрагональную происходят при температуре отжига порядка 1170-1200 °С, переход в кубическую при температуре порядка 2370-2400 °С, расправ происходит при температуре выше 2690 °С. Однако в случае смешивания диоксида циркония с оксидом алюминия процессы полиморфных трансформаций сдерживаются наличием матрицы, препятствующей росту зерен и фазовым превращениям.

Определение морфологических особенностей исследуемых композитных керамик, связанных с определением кинетики роста зерен в процессе кристаллизации, обусловленной термическим спеканием осуществлялось с использованием метода растровой электронной микроскопии, выполненной на микроскопе Phenom™ ProX (Thermo Fisher Scientific, Эйндховен, Нидерланды). Изображения исследуемых образцов керамик были получены при одних и тех же увеличениях, что позволило провести качественный анализ полученных изображений, с целью установления влияния вариации концентрации компоненты допанта на структурные и морфологические особенности получаемых керамик.

Определение фазового состава исследуемых композитных $ZrO_2-Al_2O_3$ керамик в зависимости от изменения соотношения компоненты допанта V_2O_5 в составе было проведено с применением метода рентгенофазового анализа, реализованного на дифрактометре D8 ADVANCE ECO (Bruker, Карлсруэ, Германия). Съемка дифрактограмм осуществлялась в геометрии Брегг – Брентано, в угловом диапазоне $2\theta=20-80^\circ$, с шагом 0.03° , время набора дифрактограммы в точке составляло 1 сек. Определение фазового состава осуществлялось с применением метода Ритвельда, уточнение фаз проводилось с применением данных из базы PDF-2(2016). Весовые вклады оценивались с применением метода оценки вкладов всех дифракционных рефлексов каждой фазы в общую дифрактограмму с последующим уточнением их веса с использованием корундовых чисел.

Для проведения экспериментов по определению устойчивости композитных $ZrO_2-Al_2O_3$ керамик к внешним механическим воздействиям полученные порошки после спекания прессовались в таблетки диаметром 10 мм и толщиной порядка 2 мм, что позволило проводить испытания образцов к различным механическим воздействиям.

Запрессовка образцов осуществлялась в специальной пресс – форме цилиндрической формы, давление пресса составляло 250 МПа, время сжатия порядка 30 минут. После запрессовки полученные таблетки подвергались термическому отжигу при температуре 700 °С в течение 2 часов с целью инициализации процессов термической релаксации деформационных искажений в порошках возникающих при их сжатии в случае прессования в таблетки. Выбор температуры отжига образцов после запрессовки основан на экспериментальных работах, согласно результатам которых отжиг образцов после запрессовки в диапазоне 600-700 °С позволяет снять деформационные напряжения в структуре, вызванные прессованием, при этом исключить эффекты инициализации процессов фазовых трансформаций.

Определение прочностных характеристик исследуемых композитных $ZrO_2-Al_2O_3$ керамик в зависимости от концентрации допанта в составе проводилось путем оценки таких параметров как твердость, трещиностойкость и прочность на сжатие. Определение твердости и ее изменений в зависимости от состава керамик осуществлялось с использованием метода индентирования. Измерения проводились на микротвердомере Duroline M1 (Metkon, Бурса, Турция). В качестве индентера использовалась пирамида Виккерса (материал пирамиды – алмаз), нагрузка на индентер при измерении составляла порядка 100 Н. Схема измерений включала в себя индентирование путем воздействия индентера на образец при постоянной нагрузке в течение 15 сек, определение формы отпечатка индентера и последующее вычисление значений твердости. При этом количество измерений для определения статистических отклонений, а также выявления влияния структурных особенностей синтезированных композитных керамик на твердость образцов составляло не менее 20 измерений с различных участков образца. Расстояние между отпечатками составляло не менее 200-300 мкм, что позволило исключить эффект деформационного искажения, возникающего при индентировании на каждое последующее измерение. Определение трещиностойкости (K_{Ic}) было осуществлено с учетом полученных отпечатков индентера, оценки их формы, а также длины трещин образующихся при индентировании. Результаты оценки величины K_{Ic} для образцов керамик в исходном и модифицированном состоянии позволили определить эффективность структурных изменений, связанных с добавлением допанта в состав на изменение сопротивляемости к растрескиванию и распространению трещин в составе керамик при увеличении механических нагрузок на образцы.

Определение устойчивости керамик к сжатию было осуществлено с использованием стандартного метода проведения испытаний, включающего в себя размещение образца в специальном держателе с последующим воздействием сдвигающего тела при переменной нагрузке. Данные эксперименты были проведены на испытательной машине LFM-L 10kN (Walter + Bai AG, Лёнинген, Швейцария). Контроль за деструкцией образцов керамик при сжатии осуществлялся путем определения нагрузки при которой происходит растрескивание образцов и их деформация. Для оценки использовался метод экстензометрии. Метод экстензометрии применяется для контроля за процессом растрескивания с применением совокупности методик, оценивающих сам процесс формирования трещин, а также изменений нагрузки при растрескивании образцов.

Результаты и обсуждение

На рисунке 1 приведены РЭМ изображения исследуемых композитных $\text{ZrO}_2\text{-Al}_2\text{O}_3$ керамик при добавлении допанта V_2O_5 с концентрациями 0.1 и 0.25 М, при которых согласно данным рентгенофазового анализа, результаты которого приведены на рисунке 2, в структуре керамик регистрируется наличие включений в виде орторомбической фазы V_2O_5 , а также формирование фазы замещения Zr(V)O_2 . В случае исходных образцов $\text{ZrO}_2\text{-Al}_2\text{O}_3$ керамик морфологические особенности обусловлены формированием композита по типу матрицы из оксида алюминия (темнопольные зерна) с включениями в виде мелкодисперсных зерен неправильной формы из оксида алюминия, расположение которых происходит вблизи границ крупных зерен оксида алюминия. При этом согласно представленным изображениям (см. данные на рисунке 1а) формирование мелкодисперсной фракции приводит к появлению в структуре пор, наличие которых обусловлено неполным заполнением межзеренного пространства, а также формированием большого количества границ зерен в мелкодисперсной фракции, наличие которых обуславливает образование пустот в составе. В случае добавления в состав керамик V_2O_5 допанта при малых концентрациях наблюдается укрупнение ZrO_2 зерен, что свидетельствует о том, что наличие оксида ванадия ускоряет процесс рекристаллизации при термическом воздействии, приводящему к укрупнению и росту ZrO_2 зерен в составе Al_2O_3 матрицы. При больших концентрациях V_2O_5 допанта в составе керамик рост ZrO_2 зерен более сдержан, однако межзеренное пространство между ZrO_2 зернами и Al_2O_3 матрицей заполняется буферной прослойкой в виде V_2O_5 формирование которой заполняет пустоты между зернами матрицы и ZrO_2 . Формирование подобной буферной зоны обусловлено тем, что V_2O_5 в процессе спекания, более низкие значения температуры плавления для оксида ванадия ($T_{\text{плавления}} \sim 680\text{-}700^\circ\text{C}$) приводит к его расплавлению и заполнению межзеренного пространства с последующим стеклованием при остывании в виде V_2O_5 включений. В свою очередь сдерживание процессов полиморфизма в ZrO_2 и роста зерен при добавлении в состав композита V_2O_5 обусловлено тем, что в оксид ванадия при спекании достаточно эффективно связывает кислородные вакансии, а также выступает в качестве центров рекомбинации, тем самым увеличивая сопротивляемость к внешним воздействиям и повышая прочность композитной керамики. Таким образом, при увеличении концентрации V_2O_5 допанта в составе керамик происходит сдерживание процессов полиморфизма в ZrO_2 , при этом наблюдаемый рост зерен свидетельствует о процессах рекристаллизации диоксида циркония при спекании. Основным механизмом рекристаллизации зерен при добавлении допанта в состав керамик основан на том факте, что расплавленный оксид ванадия способствует сдерживанию эффекта влияния матрицы на рост зерен диоксида циркония и ускоряет процесс их укрупнения.

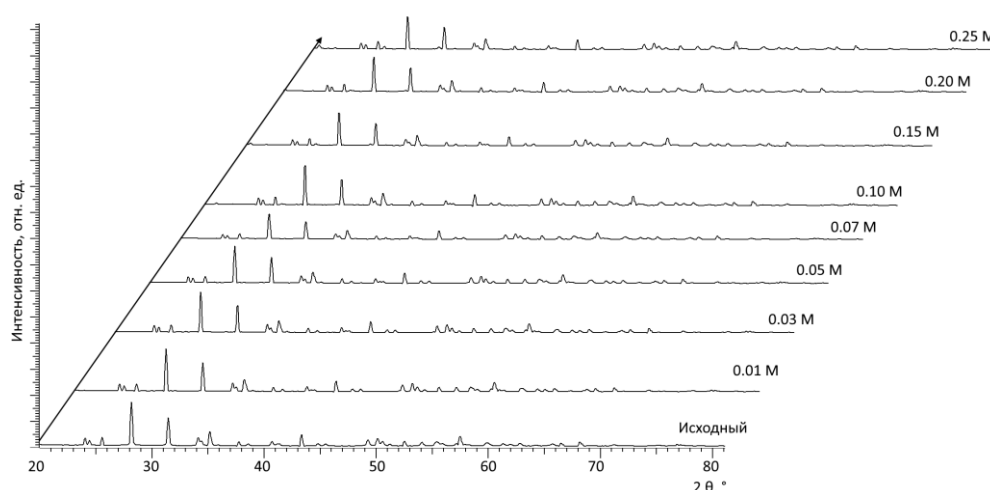


Рисунок 1. РЭМ изображения исследуемых $ZrO_2-Al_2O_3$ керамик при добавлении допанта V_2O_5 : а) исходный образец; б) концентрация допанта 0.1 М; в) концентрация допанта 0.25 М

Согласно приведенным данным рентгенофазового анализа исследуемых $ZrO_2-Al_2O_3$ керамик, полученные образцы представляют собой смесь двух фаз моноклинной фазы ZrO_2 и ромбоэдрической Al_2O_3 , содержание которых соответствует весовым вкладам, используемым для синтеза. В исходном состоянии соотношения фаз ZrO_2 и Al_2O_3 составляет порядка 77 вес.% к 23 вес. %. При этом увеличенное содержание ZrO_2 фазы обусловлено более высокой степенью ее кристалличности в процессе термического спекания, что приводит к росту интенсивностей рефлексов данной фазы и их доминированию в составе композита. При этом следует отметить, что форма рефлексов для Al_2O_3 фазы свидетельствует об ее более низкой степени структурного упорядочения по сравнению с данными, полученными для моноклинной ZrO_2 фазы, что связано со структурными особенностями данных соединений при их смешивании. Как известно, при смешивании диоксида циркония и оксида алюминия для получения композитных керамик, механическое ударное воздействие и последующий термический отжиг не приводят к образованию фаз замещения или твердых растворов, а сама структура композита представлена Al_2O_3 матрицей с включениями в виде ZrO_2 зерен, рост и размеры которых обусловлены температурой спекания, а также сдерживающими или ускоряющими факторами, обусловленными наличием дополнительных допантов или температурных режимов спекания. Добавление в состав $ZrO_2-Al_2O_3$ керамик V_2O_5 допанта при концентрациях от 0.01 до 0.10 М не приводит к регистрации каких-либо дифракционных рефлексов, характерных для V_2O_5 фазы, что в свою очередь может быть объяснено двумя факторами: малой концентрацией допанта, регистрация и идентификация которой при данных концентрациях не возможна, или полной аморфизацией или стеклованием при спекании, что приводит к невозможности регистрации четких дифракционных рефлексов от V_2O_5 фазы. При этом следует отметить, что рост интенсивности дифракционных рефлексов моноклинной ZrO_2 фазы, а также изменение их формы, связанное со сжатием рефлексов и уменьшением величины FWHM, свидетельствует об укрупнении областей когерентного рассеяния, что в свою очередь обусловлено увеличением размеров кристаллитов. Наблюдаемые изменения дифракционных рефлексов для ZrO_2 фазы в целом имеют хорошее согласие с результатами морфологических особенностей,

согласно которым при добавлении V_2O_5 допанта с малыми концентрациями (менее 0.1 М) основные структурные изменения обусловлены укрупнением ZrO_2 зерен (согласно данным морфологических особенностей). При концентрациях V_2O_5 допанта 0.1 М и выше на полученных рентгеновских дифрактограммах наблюдается формирование малоинтенсивных дифракционных рефлексов, характерных для орторомбической V_2O_5 фазы весомой вклад которой составляет от 4 до 9 вес. %, при изменении концентрации допанта от 0.1 до 0.25 М. Формирование и регистрация рефлексов орторомбической V_2O_5 фазы при данных концентрациях допанта может быть объяснено тем, что при больших концентрациях допанта в процессе термического спекания распределение допанта в составе становится больше, что приводит к формированию более крупных включений, которые в процессе кристаллизации при остывании заполняют межзеренное пространство образуя тем самым буферный слой между ZrO_2 зернами и Al_2O_3 матрицей, что отчетливо видно на рисунке 1в, отражающем морфологические особенности получаемых керамик. Также следует отметить, что при больших концентрациях V_2O_5 допанта (0.2-0.25 М) форма основных рефлексов для моноклинной ZrO_2 фазы свидетельствует о расслоении рефлексов, обусловленной наложением двух фаз с одинаковым структурным мотивом, но различными параметрами кристаллической решетки. Одним из объяснений подобных изменений может являться формирование включений в виде фазы замещения $Zr(V)O_2$, также имеющей моноклинный тип кристаллической решетки, представляющей собой кристаллическую решетку в которой часть катионов циркония заменена катионами ванадия. Прямым подтверждением наличия данной фазы является результаты оценки структурных параметров, изменение которых свидетельствует о замещении катионов циркония катионами ванадия. Формирование данной фазы замещения может происходить при достаточно больших концентрациях допанта, увеличение концентрации которого приводит к усилению эффектов кристаллизации, которые сопровождаются, согласно приведенным данным исследований морфологических особенностей к росту размеров зерен, что в свою очередь может сопровождаться формированием включений со структурой частичного замещения.

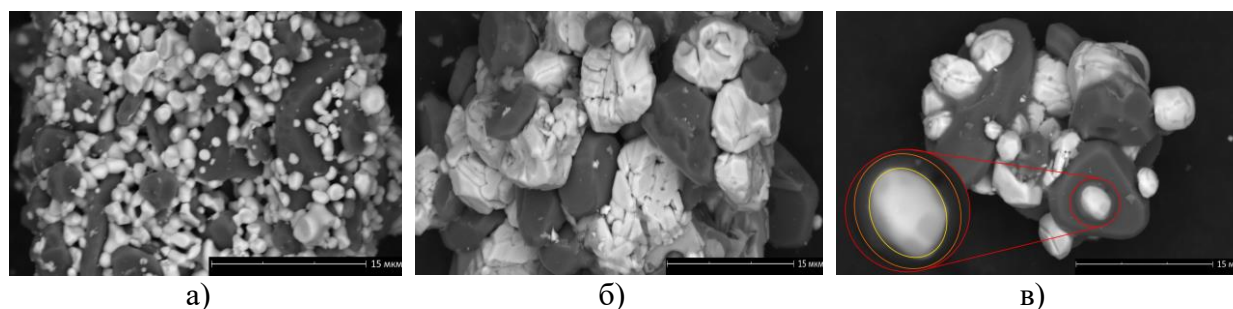


Рисунок 2. Результаты рентгенофазового анализа исследуемых $ZrO_2-Al_2O_3$ керамик при добавлении допанта V_2O_5

Изменение структурных особенностей, связанных в первую очередь с размерными факторами, обусловленными ростом зерен при малых концентрациях допанта, а также формированием буферных включений в межзеренном пространстве при больших концентрациях допанта играют весьма важную роль в изменении прочностных свойств композитных $ZrO_2-Al_2O_3$ керамик, изменение которых определяет потенциал их использования и дальнейшие перспективы применения.

На рисунке 3 приведены результаты оценки изменений прочностных параметров исследуемых $ZrO_2-Al_2O_3$ керамик при добавлении допанта V_2O_5 , определенные с применением стандартных методов оценки твердости, трещиностойкости и прочности на сжатие исследуемых образцов керамик. Общий тренд наблюдаемых изменений свидетельствует о положительном влиянии вариации соотношения компоненты допанта в составе композитных керамик на увеличение сопротивляемости к внешним механическим нагрузкам и повышению устойчивости к механическим воздействиям при сжатии и индентировании. При этом сравнивая наблюдаемые изменения величин прочностных характеристик в зависимости от вариации концентрации допанта V_2O_5 в составе керамик с результатами, полученными для немодифицированных $ZrO_2-Al_2O_3$ керамик, можно сделать вывод о прямой взаимосвязи между изменением структурных особенностей, обусловленных формированием буферных включений в составе керамики и эффективностью увеличения прочностных характеристик. В случае малых концентраций V_2O_5 допанта (менее 0.07 М) изменение прочностных параметров незначительно, что свидетельствует о том, что наблюдаемый эффект рекристаллизации, связанный с укрупнением размеров ZrO_2 зерен, оказывает малое влияние на увеличение сопротивляемости к внешним механическим воздействиям, а также повышению прочностных характеристик. В случае когда концентрация V_2O_5 допанта выше 0.05 М наблюдается значительный рост прочностных параметров, что свидетельствует об увеличении сопротивляемости внешним воздействиям, обусловленному совокупностью структурных изменений, связанных как с размерными эффектами, так и формированием буферных включений, эффект воздействия которых наиболее проявляется при больших концентрациях допанта. Общий вид представленных зависимостей изменений прочностных свойств позволяет сделать вывод об эффективности использования стабилизирующего V_2O_5 допанта для повышения прочностных характеристик композитных керамик, без существенных изменений их фазового состава и отсутствия эффектов полиморфизма в ZrO_2 фазе при ее кристаллизации в случае термического отжига.

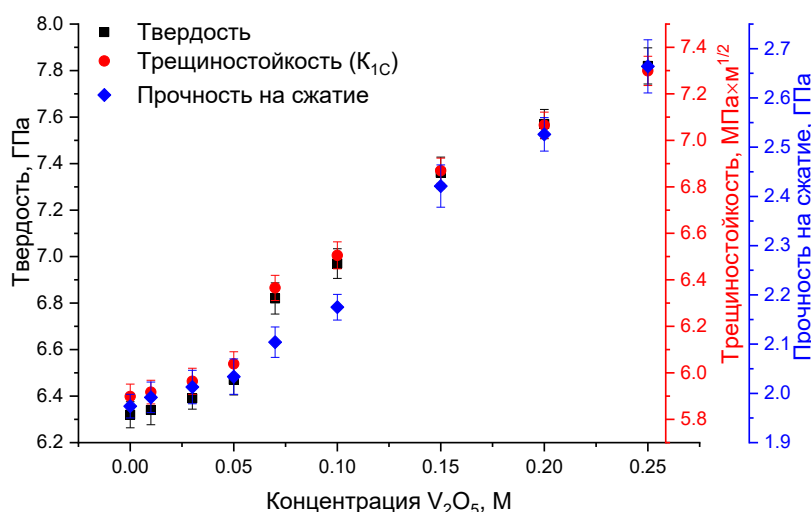


Рисунок 3. Результаты оценки прочностных параметров исследуемых $ZrO_2-Al_2O_3$ керамик при добавлении допанта V_2O_5

На рисунке 4 приведены результаты оценки факторов упрочнения исследуемых $ZrO_2-Al_2O_3$ керамик при добавлении V_2O_5 допанта, определенные на основе сравнения

результатов прочностных параметров в исходном состоянии (без допанта) и данных, полученных для образцов с различной концентрацией допантов V_2O_5 . Определение величин упрочнения осуществлялось путем вычисления процентного соотношения изменения величин твердости, трещиностойкости и прочности на сжатие, полученных для образцов керамик с добавлением V_2O_5 допанта с данными для немодифицированных $ZrO_2-Al_2O_3$ керамик с последующим определением эффективности модификации керамик, обусловленной добавлением допанта и формированием буферных включений.

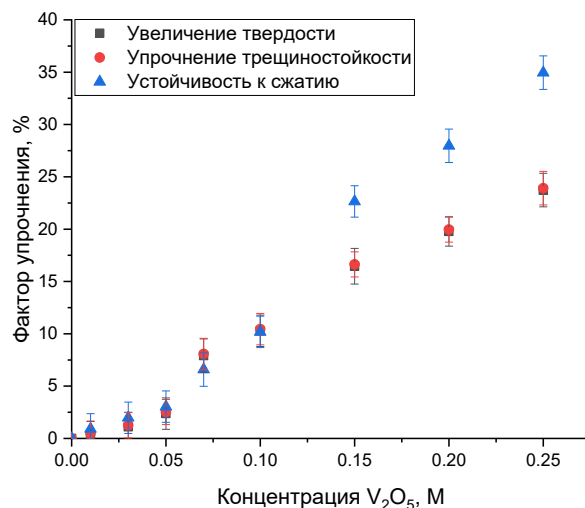


Рисунок 4. Результаты оценки факторов упрочнения исследуемых $ZrO_2 - Al_2O_3$ керамик при изменении соотношения компоненты допанта в составе

Согласно оценочным данным факторов упрочнения (изменений прочностных параметров при изменении концентрации допанта в составе $ZrO_2 - Al_2O_3$ керамик) видно, что при малых концентрациях (не более 0.05 М) увеличение прочностных характеристик составляет не более 2-3 % по сравнению с исходными немодифицированными керамиками. Таким образом, анализируя наблюдаемые изменения данных величин можно сделать вывод о том, что размерный фактор, связанный с укрупнением зерен при малых концентрациях допанта приводит к незначительному изменению прочностных параметров, связанных с ростом зерен и снижением пористых включений, наличие которых обуславливает низкие показатели устойчивости к внешним воздействиям за счет пористости и наличия пустот между ZrO_2 зернами и Al_2O_3 матрицей. В данном случае основной эффект упрочнения обусловлен ростом зерен, что хоть и приводит к снижению пористости за счет укрупнения ZrO_2 зерен, но не приводит к плотности упаковки, что оказывает влияние на прочностные параметры керамик за счет сохранения межзеренных пор в составе, ограничивающих упрочнение и сдерживание микротрещин при сжатии или механических нагрузках на образцы. В случае малых концентраций (0.01 – 0.05 М) V_2O_5 допант выступает как инициатор роста ZrO_2 зерен, однако упрочнение, наблюдаемое для данного диапазона концентраций допанта минимально. На рисунке

5 приведена схема упрочнения, связанная с изменением концентрации допанта и его роли в изменении морфологических особенностей полученных керамик.

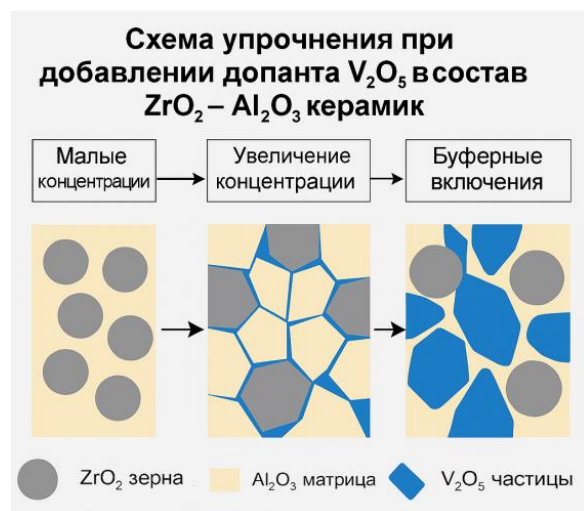


Рисунок 5. Схема упрочнения композитных $ZrO_2-Al_2O_3$ керамик при добавлении оксида ванадия

При увеличении концентрации V_2O_5 допанта выше 0.07 М наблюдается более чем двукратное увеличение прочностных параметров по сравнению с результатами, полученными для концентраций V_2O_5 допанта порядка 0.01-0.05 М. Подобное увеличение прочностных параметров, а также их дальнейший рост в данном случае может быть объяснен эффектами, связанными с формированием буферных включений в межзеренном пространстве $ZrO_2-Al_2O_3$ керамик, заполняемым фазой V_2O_5 в процессе кристаллизации при остывании. В данном случае при расплавлении V_2O_5 при спекании, стеклоподобная фракция, образующаяся при высоких температурах ускоряет не только процесс рекристаллизации и укрупнения ZrO_2 , но и заполняет межзеренное пространство, образуя буферные включения, а также увеличивая адгезию между диоксидом циркония и оксидом алюминия. Формирование подобных буферных включений при рекристаллизации приводит к уплотнению структуры и заполнению пор, тем самым снижая их плотность в составе композитной керамики. Также данные включения выступают в роли фазового связующего при больших концентрациях, что в свою очередь приводит не только к перераспределению локальных деформационных напряжений при внешних механических нагрузках, но и формированию фазы замещения $Zr(V)O_2$. При этом заполнение межзеренных пустот также значительно снижает вероятность формирования локальных зон разрушения, возникающих при инициализации процессов межкристаллитного расщепления. Заполнение межзеренных пустот ванадиевой фазой приводит к значительному снижению остаточной пористости, увеличению плотности и росту общей механической целостности материала. Дополнительный вклад в повышение трещиностойкости может вносить микрокомпозитный эффект, возникающий благодаря

сочетанию жёсткой керамической матрицы и более вязких интерфазных прослоек на основе V_2O_5 , способных поглощать и рассеивать энергию распространяющейся трещины (см. данные приведенные на рисунке 1в).

Заключение

В ходе оценки взаимосвязи между изменением концентрации допанта и морфологическими особенностями синтезированных композитных $ZrO_2-Al_2O_3$ керамик было установлено, что добавление в состав керамик оксида ванадия приводит к росту ZrO_2 зерен, а также изменению из формы со сферической до ромбовидной слоистой с большим количеством граней на поверхности, наличие которых обусловлено процессами кристаллизации мелкодисперсной фракции. При этом увеличение концентрации допанта выше 0.1 М приводит к образованию в составе композитных $ZrO_2-Al_2O_3$ керамик включений в виде оксида ванадия, которые, согласно оценке морфологических особенностей заполняют межзеренное пространство образуя буферные включения между Al_2O_3 матрицей и ZrO_2 зернами.

В ходе оценки прочностных характеристик исследуемых композитных $ZrO_2-Al_2O_3$ керамик установлено, что при малых концентрациях V_2O_5 допанта (меньше 0.1 М) основные механизмы упрочнения обусловлены размерными эффектами, связанными с укрупнением ZrO_2 зерен в Al_2O_3 матрице, что приводит к уменьшению пористых включений в составе керамик. При концентрациях V_2O_5 допанта выше 0.1 М увеличение сопротивляемости прочностных характеристик внешним механическим воздействиям обусловлено совокупностью факторов – размерным фактором и заполнением межзеренного пространства буферными включениями в виде V_2O_5 частиц стекловидной массы. Подобная совокупность факторов приводит к росту твердости и трещиностойкости более чем на 20-25 %, а устойчивости к сжатию более чем 25 – 30 % по сравнению с немодифицированными $ZrO_2-Al_2O_3$ керамиками. Увеличение прочностных параметров за счет добавление в состав $ZrO_2-Al_2O_3$ керамик V_2O_5 допанта позволяет получить высокопрочные композитные керамики по типу Al_2O_3 матрица с включениями ZrO_2 зерен в состав.

Общий анализ зависимости изменения прочностных свойств от концентрации V_2O_5 позволяет сделать вывод о существовании критической концентрации допанта, при достижении которой механизм упрочнения резко меняется, что обусловлено изменением механизмов упрочнения от пассивного влияния на зеренную структуру при низких концентрациях, к активному участию в формировании межзеренных фаз и улучшению микроструктурной организации материала при концентрациях выше 0.07 М. Это подтверждает высокую эффективность использования V_2O_5 как модифицирующей добавки для повышения механической надёжности и устойчивости к разрушению $ZrO_2-Al_2O_3$ керамик, особенно в условиях интенсивных механических нагрузок и эксплуатации в ответственных конструкционных элементах для альтернативной энергетики.

Благодарность

Исследование финансируется Комитетом науки Министерства науки и высшего образования Республики Казахстан (AP25796299 «Изучение перспектив модификации

композитных $ZrO_2-Al_2O_3$ керамик для повышения устойчивости к радиационно-индуцированному газовому распуханию»).

Вклад авторов

Г.Б. Сейтмағанбет – проведение экспериментов, отработка режимов получения керамики, характеристика структурных изменений, интерпретация полученных результатов.

А.В. Труханов – анализ и интерпретация результатов, оценка прочностных параметров, определения эффективности устойчивости к внешним воздействиям.

М.В. Здоровец – проведение экспериментов, общий анализ взаимосвязи структурных изменений с прочностными характеристиками, установление роли структурных параметров и устойчивости керамик к внешним воздействиям.

Список литературы

1. M. Curi, E.D.R. Silva, J.G.D.M. Furtado, H.C. Ferraz, A.R. Secchi, Anodes for SOFC: review of material selection, interface and electrochemical phenomena, *Química Nova*, vol. 44, p. 86-97 (2021), DOI: <https://doi.org/10.21577/0100-4042.20170652>
2. M. Morales, M.A. Laguna-Bercero, Influence of anode functional layers on electrochemical performance and mechanical strength in microtubular solid oxide fuel cells fabricated by gel-casting, *ACS Applied Energy Materials*, vol. 1, №5, p. 2024-2031 (2018).
3. P.A. Connor et al, Tailoring SOFC electrode microstructures for improved performance, *Advanced Energy Materials*, vol. 8, №23 (2018), DOI: <https://doi.org/10.1002/aenm.201800120>
4. K. Zhu, L. Yang, Y. Hou, D. Wang, X. He, Y. Lv, S. An, Enhanced electrical and mechanical performance by a novel interconnector design for solid oxide fuel cell stacks, *Energy*, p. 139284 (2025).
5. M. Ab Rahman, M.H.D. Othman, H. Fansuri, Z. Harun, M.A. Rahman, J. Jaafar, N. Alias, Sustainable fabrication of triple-layer hollow fiber micro-tubular SOFCs: Tailoring cathode microstructure through graphite pore formers and bore fluid optimization, *Journal of Environmental Chemical Engineering*, p. 119543 (2025).
6. N. Shah, T. Zhu, D. Feng, X. Xu, F. Liang, H. Wang, L. Ge, Fine-tuning thermal expansion characteristics of solid oxide fuel cell cathode via composite cathode fabrication, *Journal of Power Sources*, vol. 616, p. 235143 (2024), DOI: <https://doi.org/10.1016/j.jpowsour.2024.235143>
7. S. Samantaray, D. Mohanty, S.K. Satpathy, I.M. Hung, Exploring recent developments in graphene-based cathode materials for fuel cell applications: a comprehensive overview, *Molecules*, vol. 29, №12, p. 2937 (2024).
8. H. Helal, M. Ahrouch, A. Rabehi, D. Zappa, E. Comini, Nanostructured materials for enhanced performance of solid oxide fuel cells: a comprehensive review, *Crystals*, vol. 14, №4, p. 306 (2024).
9. J. Liu, L. Chen, H. Dong, L. Fu, H. Xiong, Y. Liu, Y. Tang, A numerical study on the performance of a novel arc-shaped solid oxide fuel cell, *International Journal of Hydrogen Energy*, vol. 105, p. 1207-1216 (2025), DOI: <https://doi.org/10.1016/j.ijhydene.2025.01.386>
10. L. Hamid, O. Elmutasim, D.S. Dhawale, S. Giddey, G. Paul, Comparative Electrochemical Performance of Solid Oxide Fuel Cells: Hydrogen vs. Ammonia Fuels—A Mini Review, *Processes*, vol. 13, №4, p. 1145 (2025).

11. M. He, N. Liu, G. Kong, Performance Evaluation of an SOFC-ICE Hybrid System with Pre-Compressor Cooling and Dual-Fuel Injection for Enhanced Efficiency in Renewable Energy Applications, *Renewable Energy*, p. 123801 (2025).
12. W. Ye et al, In situ reconstruction of proton conductive electrolyte from self-assembled perovskite oxide-based nanocomposite for low temperature ceramic fuel cells, *Chemical Engineering Journal*, vol. 497, p. 154977 (2024).
13. R.I. Shakirzyanov, Y.A. Garanin, M.E. Kaliyekperov, S.A. Maznykh, D.K. Zhamikhanova, Study of the Relationship Between Microstructure, Phase Composition and Strength Characteristics in Composite Ceramics Based on ZrO₂-Al₂O₃ System, *Journal of Composites Science*, №10, p. 519 (2025).
14. Z.M. Zhang, J.H. Li, Y.N. Liang, Y. Gao, C.X. Li, Yb/Sc Co-doped ZrO₂ electrolytes enabled by Al₂O₃ sintering aid: High conductivity and enhanced stability for solid oxide fuel cells (SOFCs), *International Journal of Hydrogen Energy*, vol. 139, p. 425-434 (2025).
15. B. Basu, J. Vleugels, O. van Der Biest, ZrO₂-Al₂O₃ composites with tailored toughness, *Journal of alloys and compounds*, vol. 372, №1-2, p. 278-284 (2024), DOI: <https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2003.09.157>

Г.Б. Сейтмағанбет*¹, М.В. Здоровец¹, А.В.Труханов²

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

²Беларусь Ұлттық ғылым академиясының материалтану ғылыми-практикалық орталығы,
Минск, Беларусь

(E-mail: * gauhar.seitmaganbet@gmail.com, Mzdorovets@gmail.com, truhanov86@mail.ru)

Композиттік ZrO₂ – Al₂O₃ керамикаларының құрамындағы буферлік V₂O₅ қосындыларының қалыптасуының беріктік сипаттамаларының өзгеруіндегі рөлі

Аңдатпа. Жұмыста компози́ттік ZrO₂-Al₂O₃ керамикасының құрамына V₂O₅ қоспасын қосудың және сыртқы механикалық әсерлерге төзімділікке буферлік қосындылардың қалыптасуының және механикалық жүктемелер кезінде жарықшақтануға төзімділіктің жоғарылауының әсерін бағалау нәтижелері келтірілген. Жүргізілген зерттеулер барысында концентрациясы 0.1 М-ден жоғары керамика құрамына V₂O₅ допанының қосылуы ZrO₂ дәндері мен Al₂O₃ матрицасы түзетін түйіршікаралық кеңістікте буферлік қосындылардың пайда болуына әкелетіні анықталды, бұл ретте буферлік қосындылардың қалыптасуы V₂O₅ төмен балқу температурасына байланысты, нәтижесінде агломерация процесінде ванадий оксидінің балқуы және кейіннен шынылау және астық аралық кеңістікте салқындаған кезде кристалдану пайда болады. Беріктік сипаттамаларын, атап айтқанда қаттылықты, жарықшақтануға төзімділікті және қысу беріктігін бағалау кезінде допанның төмен концентрациясында беріктендіру Al₂O₃ матрицасындағы ZrO₂ дәндерінің өсуі мен ұлғаюында көрінетін өлшемдік әсерлерге байланысты құрылымдық өзгерістерден туындайтыны анықталды. 0.1 М-ден жоғары концентрацияда сыртқы әсерлерге төзімділіктің артуы буферлік қосындылардың пайда болуына байланысты, астық аралық кеңістікті толтыру жарықшақтардың пайда болу процестерінің тежелуіне және механикалық жүктемелерге төзімділіктің артуына әкеледі.

Түйін сөздер: компози́ттік керамика, қатайту, буферлік қосындылар, қоспа, қаттылық, жарықшақтануға төзімділік

G.B. Seitmaganbet^{*1}, M.V. Zdorovets¹, A.V. Trukhanov²

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

¹Scientific and Practical Materials Research Center National Academy of Sciences of Belarus,
Minsk, Belarus

(E-mail: *gauhar.seitmaganbet@gmail.com, Mzdorovets@gmail.com, truhanov86@mail.ru)

The role of the formation of buffer V_2O_5 inclusions in the composition of composite ZrO_2 - Al_2O_3 ceramics on the change in strength characteristics

Abstract. The paper presents the assessment results of the effect of addition of V_2O_5 dopant to the composition of composite ZrO_2 - Al_2O_3 ceramics and the formation of buffer inclusions on resistance to external mechanical influences and enhancement of resistance to cracking under mechanical loads. During the studies conducted, it was established that the addition of the V_2O_5 dopant to the composition of ceramics with a concentration above 0.1 M leads to the formation of buffer inclusions in the intergranular space formed by ZrO_2 grains and the Al_2O_3 matrix, while the formation of buffer inclusions is due to the low melting point of V_2O_5 , resulting in the melting of vanadium oxide during sintering and subsequent vitrification and crystallization during cooling in the intergranular space. During assessment of the strength characteristics, in particular hardness, crack resistance and compressive strength, it was found that at low dopant concentrations, strengthening is caused by structural changes associated with size effects, which are expressed in the growth and coarsening of ZrO_2 grains in the Al_2O_3 matrix. At concentrations above 0.1 M, the growth in resistance to external influences is due to the formation of buffer inclusions, the filling of the intergranular space with which leads to the inhibition of crack formation processes and an increase in resistance to mechanical loads.

Key words: composite ceramics, strengthening, buffer inclusions, dopant, hardness, crack resistance

References

1. M. Curi, E.D.R. Silva, J.G.D.M. Furtado, H.C. Ferraz, A.R. Secchi, Anodes for SOFC: review of material selection, interface and electrochemical phenomena, Química Nova, vol. 44, p. 86-97 (2021), DOI: <https://doi.org/10.21577/0100-4042.20170652>
2. M. Morales, M.A. Laguna-Bercero, Influence of anode functional layers on electrochemical performance and mechanical strength in microtubular solid oxide fuel cells fabricated by gel-casting, ACS Applied Energy Materials, vol. 1, №5, p. 2024-2031 (2018).
3. P.A. Connor et al, Tailoring SOFC electrode microstructures for improved performance, Advanced Energy Materials, vol. 8, №23 (2018), DOI: <https://doi.org/10.1002/aenm.201800120>
4. K. Zhu, L. Yang, Y. Hou, D. Wang, X. He, Y. Lv, S. An, Enhanced electrical and mechanical performance by a novel interconnector design for solid oxide fuel cell stacks, Energy, p. 139284 (2025).
5. M. Ab Rahman, M.H.D. Othman, H. Fansuri, Z. Harun, M.A. Rahman, J. Jaafar, N. Alias, Sustainable fabrication of triple-layer hollow fiber micro-tubular SOFCs: Tailoring cathode microstructure through graphite pore formers and bore fluid optimization, Journal of Environmental Chemical Engineering, p. 119543 (2025).
6. N. Shah, T. Zhu, D. Feng, X. Xu, F. Liang, H. Wang, L. Ge, Fine-tuning thermal expansion characteristics of solid oxide fuel cell cathode via composite cathode fabrication, Journal of Power Sources, vol. 616, p. 235143 (2024), DOI: <https://doi.org/10.1016/j.jpowsour.2024.235143>

7. S. Samantaray, D. Mohanty, S.K. Satpathy, I.M. Hung, Exploring recent developments in graphene-based cathode materials for fuel cell applications: a comprehensive overview, *Molecules*, vol. 29, №12, p. 2937 (2024).
8. H. Helal, M. Ahrouch, A. Rabehi, D. Zappa, E. Comini, Nanostructured materials for enhanced performance of solid oxide fuel cells: a comprehensive review, *Crystals*, vol. 14, №4, p. 306 (2024).
9. J. Liu, L. Chen, H. Dong, L. Fu, H. Xiong, Y. Liu, Y. Tang, A numerical study on the performance of a novel arc-shaped solid oxide fuel cell, *International Journal of Hydrogen Energy*, vol. 105, p. 1207-1216 (2025), DOI: <https://doi.org/10.1016/j.ijhydene.2025.01.386>
10. L. Hamid, O. Elmutasim, D.S. Dhawale, S. Giddey, G. Paul, Comparative Electrochemical Performance of Solid Oxide Fuel Cells: Hydrogen vs. Ammonia Fuels—A Mini Review, *Processes*, vol. 13, №4, p. 1145 (2025).
11. M. He, N. Liu, G. Kong, Performance Evaluation of an SOFC-ICE Hybrid System with Pre-Compressor Cooling and Dual-Fuel Injection for Enhanced Efficiency in Renewable Energy Applications, *Renewable Energy*, p. 123801 (2025).
12. W. Ye et al, In situ reconstruction of proton conductive electrolyte from self-assembled perovskite oxide-based nanocomposite for low temperature ceramic fuel cells, *Chemical Engineering Journal*, vol. 497, p. 154977 (2024).
13. R.I. Shakirzyanov, Y.A. Garanin, M.E. Kaliyekperov, S.A. Maznykh, D.K. Zhamikhanova, Study of the Relationship Between Microstructure, Phase Composition and Strength Characteristics in Composite Ceramics Based on ZrO₂-Al₂O₃ System, *Journal of Composites Science*, №10, p. 519 (2025).
14. Z.M. Zhang, J.H. Li, Y.N. Liang, Y. Gao, C.X. Li, Yb/Sc Co-doped ZrO₂ electrolytes enabled by Al₂O₃ sintering aid: High conductivity and enhanced stability for solid oxide fuel cells (SOFCs), *International Journal of Hydrogen Energy*, vol. 139, p. 425-434 (2025).
15. B. Basu, J. Vleugels, O. van Der Biest, ZrO₂-Al₂O₃ composites with tailored toughness, *Journal of alloys and compounds*, vol. 372, №1-2, p. 278-284 (2024), DOI: <https://doi.org/10.1016/J.JALLCOM.2003.09.157>

Сведения об авторах:

Г.Б. Сейтмағанбет – автор для корреспонденции, PhD докторант кафедры ядерной физики, новых материалов и технологий, Евразийский национальный университет имени Л.Н. Гумилева, Астана, Казахстан

А.В. Труханов – доктор физико-математических наук, академик-секретарь отделения химии и наук о земле, Национальная академия наук Беларуси, Минск, Беларусь

М.В. Здоровец – кандидат физико-математических наук, профессор, научный сотрудник лаборатории инженерного профиля, Евразийский национальный университет имени Л.Н. Гумилева, Астана, Казахстан

G.B. Seitmaganbet – the corresponding author, PhD student, department of nuclear physics, new materials and technologies, L.N. Gumilyov Eurasian National University, Astana, Kazakhstan

A.V. Trukhanov – doctor of physico-mathematical sciences, academician-secretary of the department of chemistry and earth sciences of the National academy of sciences of Belarus, Minsk, Belarus

M.V. Zdorovets – candidate of physico-mathematical sciences, professor, researcher at the laboratory of engineering, L.N. Gumilyov Eurasian National University, Astana, Kazakhstan

Г.Б. Сейтмағанбет – хат-хабар авторы, ядролық физика, жаңа материалдар және технологиялар кафедрасының PhD докторанты, Л.Н. Гумилев атындағы Еуразия ұлттық университеті, Астана, Қазақстан

А.В. Труханов – физика-математика ғылымдарының докторы, химия және жер туралы ғылымдар бөлімінің академик-хатшысы, Беларусь Ұлттық ғылым академиясы, Минск, Беларусь

М.В. Здоровец – физика-математика ғылымдарының кандидаты, профессор, инженерлік бейін зертханасының ғылыми қызметкері, Л.Н. Гумилев атындағы Еуразия ұлттық университеті, Астана, Қазақстан



Copyright: © 2025 by the authors. Submitted for possible open access publication under the terms and conditions of the Creative Commons Attribution (CC BY NC) license (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>).



IISTI 29.19.31
Scientific article

<https://doi.org/10.32523/2616-6836-2025-153-4-166-178>

Photoluminescence of gallium antimonide (GaSb) crystals doped with selenium (Se) and tellurium (Te)

S.Sh. Yegemberdiyeva^{ID}, B.Zh. Kushkimbayeva^{ID}, M.R. Kusherbayeva*, M.T. Keikimanova^{ID}

Taraz University named after M.H. Dulaty, Taraz, Kazakhstan

(E-mail: s.egemberdieva@bk.ru, k.bibara@mail.ru, *k.maikul@mail.ru, merukey1970@mail.ru)

Abstract. This paper provides a brief overview of main works, dedicated to the study of photoluminescence in gallium antimonide crystals, as well as the features of the band structure and classification of impurity states. Photoluminescence of gallium antimonide doped with selenium and tellurium in the concentration range is presented (10^{17} - $9 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $1,8 \cdot 10^{17}$ - $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) for selenium and tellurium respectively. It is shown that GaSb photoluminescence is determined by changes from the conduction band to the second ionized state of the double natural acceptor. The shape and position of the maximum of the emission lines is determined by the Coulomb potential of the impurity, additional minima of the conduction band and resonant impurity states associated with them. It was revealed that the difference in the photoluminescence spectra of gallium antimonide crystals containing different donor impurities (selenium, tellurium) is due to the influence of resonant impurity levels associated with the L-minima of the conduction band. Theoretical calculations of the shape of GaSb photoluminescence spectra were performed. The position of the peak and the short-wavelength wing of the emission lines are essentially determined by the position of the Fermi level, which is due to the sharp increase in barrier transparency with increasing electron energy. The practical significance of the results in this article is also related to the widespread use of optical and photoluminescence phenomena in various types of semiconductor devices.

Key words: photoluminescence, impurities, crystal, recombination, concentration, level, energy

Introduction

This paper is dedicated to the study of photoluminescence of doped gallium antimonide crystals. Gallium antimonide is one of the most important materials for infrared optoelectronics – LEDs, lasers and photoconverters[1].

The gallium antimonide is interesting because it has additional minima of the conduction band located close to the main minimum ($\sim 80 \text{ meV}$), as well as the magnitude of the spin-orbit

Received 13.11.2025. Revised 08.12.2025. Accepted 09.12.2025. Available online 25.12.2025.

splitting Δ is approximately equal to the width of the bandgap E_g and others. These properties of gallium antimonide distinguish it from the number of $A^3 B^5$ compounds. For example, by creating uniaxial deformation, it is possible to easily invert the extrema of the conduction band and thereby study the influence of the overlying L-length on the optical properties of the crystal.

Increased interest in the study of photoluminescence in gallium antimonide crystals is stimulated not only by purely scientific objectives: obtaining important data on the band structure of semiconductors, the mechanisms of recombination processes in them, etc. The practical significance of the issues discussed in the article is also associated with the widespread use of optical and photoluminescence phenomena in various types of semiconductor devices. In particular, coherent radiation sources and photodetectors in a wide spectral range are manufactured based on these compounds. These same compounds are also of significant practical interest for use in traditional semiconductor electronics. The spectral region of gallium antimonide (1.1-1.6 μm) contains the main transmission maxima of quartz fibers, most of which are used in fiber optic communications.

When growing GaSb single crystals from gallium-enriched melts, the concentration of this acceptor increases toward the end of the ingot due to the accumulation of excess gallium in the melt. The increase in acceptor concentration, however, occurs more slowly than the increase in Te donor concentration [2].

A number of studies have been devoted to the study of recombination radiation of gallium antimonide. The photoluminescence spectrum of this compound is complex. The introduction of certain impurities, as well as various external influences, significantly influence the shape and position of the emission lines. Therefore, studies by various authors lack a unified view on the nature of these or those emission lines. In the photoluminescence spectra of undoped P-GaSb crystals, two emission lines are observed [3] the authors [4] the positions of these lines with maxima $h\nu_1 = 0.797 \text{ eV}$ and $h\nu_2 = 0.776 \text{ eV}$ weakly depend on temperature. According to these authors, the high-energy line is associated with the recombination of excitons bound to impurities.

According to measurements, the position of the radiation maxima depends on the temperature. It is also noted that the $h\nu_1$ line shifts from 0.800 eV to 0.780 eV when the temperature changes from 10° K to 90° K. They, like other authors [4,5,6] associate this line with interband recombination, and explain the shift of the radiation maximum to the long-wavelength side with increasing temperature by the narrowing of the band gap. The origin of the $h\nu_2$ line is associated by many authors [7,8] with the recombination of the conduction band – a shallow natural acceptor. Photoluminescence of gallium antimonide, doped with various impurities, was studied in papers [10]. In the spectra of lightly doped and compensated crystals, which are obtained by introducing tellurium and selenium donors, a new $h\nu_3$ long-wavelength line appears. At the same time, the main emission lines are extinguished. According to the authors [7,8], the $h\nu_3$ line is associated with the emergence of the possibility of radiative transitions from the conduction band to deep natural acceptors. The position of the maximum of this line depends on the concentration of impurities and on the excitation level. By studying the photoluminescence spectra of n-GaSb samples doped with tellurium, the authors came to the conclusion that the long-wavelength emission line A ($h\nu_3 = 0.720 \pm 0.730 \text{ eV}$) corresponds to

transitions to the levels of the natural double acceptor. Using higher excitation levels, two more high-energy lines A and B can be detected with energies at maximum of 0.780 eV and 0.796 eV.

They suggest that line A is the result of electron recombination through the same double acceptor, rendered neutral by the capture of two holes, while line B is determined by the emission of an exciton bound to the same neutral center. The authors further point out that line B is significantly broader than the typically observed bound exciton lines and suggest that this broad band contains a significant fraction of band-gap electron emission. A shift of the longest wavelength, line A, toward shorter wavelengths is observed with increasing pumping level, which is explained by an increase in the Fermi level with increasing nonequilibrium carrier concentration. In the works [9] the photoluminescence of gallium antimonide heavily doped with tellurium was studied. At a low excitation level the maximum of the photoluminescence spectrum, which consists of one broad emission line, shifts to the short-wavelength side of the spectrum from 0.710 eV to 0.800 eV with an increase in the electron concentration from $3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ to $4.7 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Attributing this phenomenon to the Burstein shift, the authors came to the conclusion that the initial states for radiative transitions lie in the conduction band, and the final states are the same deep acceptor levels with an ionization energy of 0.1 eV that participated in the transitions of lightly doped crystals.

The methodology

A standard setup was used to measure the photoluminescence spectra of gallium antimonide. Nonequilibrium carriers were excited by a He-Ne laser (LG-126) with $\lambda = 1.15 \text{ }\mu\text{m}$, and a PVS receiver was used to record the radiation. A special cryostat was used, eliminating the need for optical windows. The sample is placed in a brass bath, which is housed in a Dewar flask with an open top. The radiation emitted by the crystal is collected by a spherical mirror positioned directly above the open-top Dewar flask. The converging rays from the spherical mirror are directed toward the monochromator by a flat mirror and focused on its slit. The optical surface of the samples was prepared using conventional methods: mechanical grinding on powders with minimal grain sizes (10-14 μm) and chemical etching to a mirror finish in a SR-4A solution. The photoluminescence spectra of n-type gallium antimonide crystals doped with selenium and tellurium were studied (the Hall carrier concentrations were: $1 \cdot 10^{17}$ - $9 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $1.8 \cdot 10^{17}$ - $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ for Se and Te, respectively, at a temperature of 77°K. The studied concentration range corresponds to the electron degeneracy region.

Discussion

The measurements were carried out at low pump levels; the concentration of nonequilibrium carriers was $\approx 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. The photoluminescence spectra under these conditions are a broad, structureless line (Fig. 1,2).

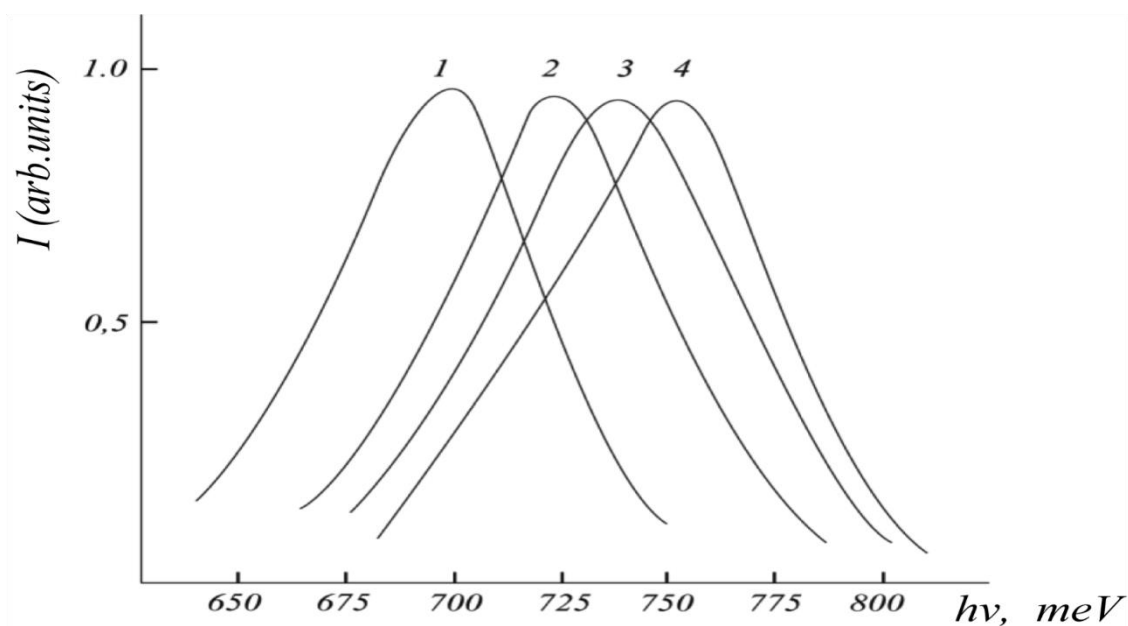


Figure1. Spectra of n-type GaSb (Se) crystals luminescence, T=77°K
 1-0,8; 2-3,9; 3-5,7; 4-7,5 10^{17} cm^{-3}

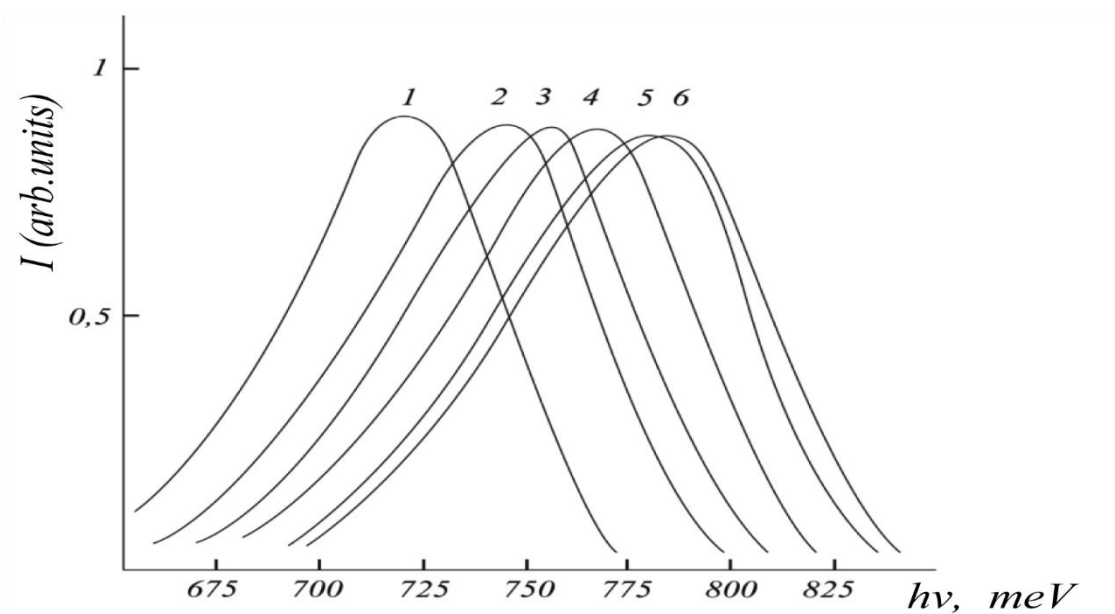


Figure2. Spectra of n-type GaSb (Te) crystal luminescence, T=77°K
 N: 10^{17} cm^{-3} : 1-2,5; 2-4,2; 3-6,2; 4-8; 5-10.

As the doping level increases, the maximum of the emission lines shifts toward higher energies, and the line broadens. The energy of the maximum of the emission line is always significantly less (80-100 meV) than the optical width of the band gap. Consequently, it can be assumed that the emission line is caused by transitions from the conduction band to a deep acceptor level: for

example, to the second ionized state of the double acceptor, which is always present in gallium antimonide. If p-GaSb is doped to degeneracy ($N_x = 2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $E_F = 0.029 \text{ eV}$), then the acceptors are doubly negatively charged. At weak pumping ($(\Delta n, \Delta p \ll n_0)$), nonequilibrium holes are quickly captured by acceptors, which then become singly negatively charged. Consequently, carrier recombination occurs by overcoming the Coulomb barrier, which should be reflected in the line shape and the position of the emission maximum. Figures 3 and 4 show the concentration dependences of the maximum and half-width of the emission line of gallium antimonide doped with Se and Te, respectively.

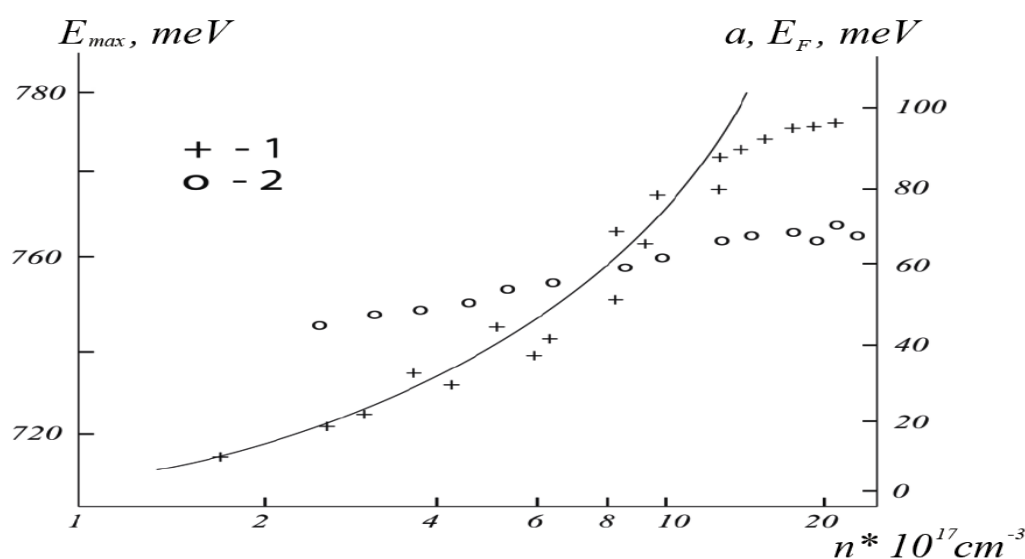


Figure3. Position of the maximum (1), half-width of the emission lines (2) and the Fermi level (3) of GaSb (Te) crystals from the doping level, $T=770\text{K}$

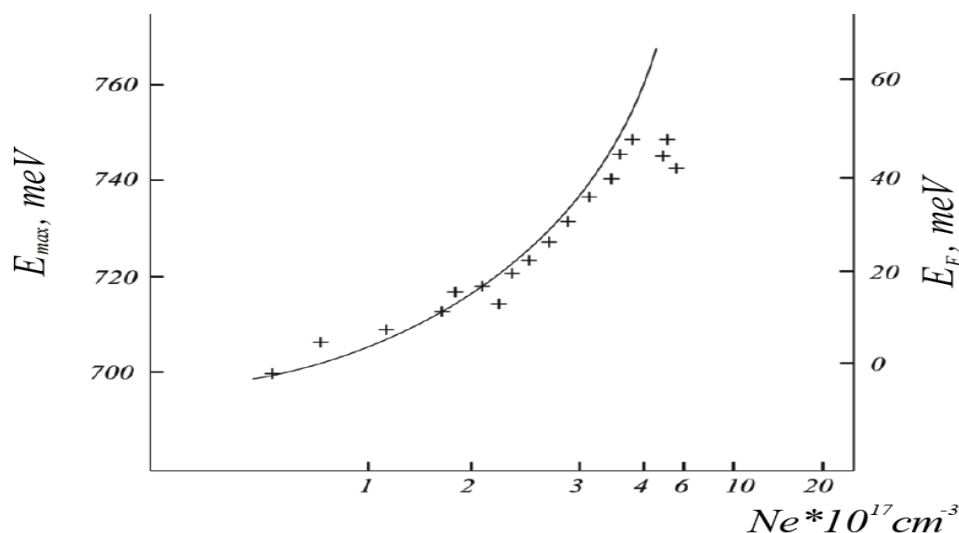


Figure4. The position of emission line maximum and level of Fermi crystals GaSb (Se) from doping level $T=77^\circ\text{K}$

It is evident from the figures that up to concentrations of $5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ both dependences are practically identical, and as the degree of doping increases, the influence of the impurity type appears. For gallium antimonide crystals doped with Te maximum emission from concentration shifts monotonically to the short-wavelength side with doping, saturating at $N_x > 1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, while the dependence $E_{\text{max}}^{\text{Se}}$ occurs at $N_x > 7 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ and shifts to the long-wavelength side. The behavior of the half-width of the emission lines on the carrier concentration is similar to the behavior of E_{max} . The shape of the emission line for conduction-acceptor band transitions can be described by the following expression:

$$I(E) = \rho(E)F(E)N(E) \quad (1)$$

$\rho(E)$ - the density of states in the conduction band, assuming the conduction band to be spherical and isotropic, then $\rho(E) \sim \sqrt{E}$, E - kinetic energy of electrons; $F(E) = \frac{1}{\exp(E - E_F)/kT}$ - Fermi equilibrium function; $N(E) = A/\sqrt{E}(\exp A/\sqrt{E} - 1)^{-1}$ - Sommerfeld multiplier for the repulsive:

$$A = \frac{2\pi}{h\sqrt{2m}} \quad (2)$$

The factor $F(E)$ takes into account that transitions are associated with ionized acceptor states, i.e., with overcoming a repulsive barrier. Consequently, transitions are more probable for electrons with high kinetic energy. The results of calculations using formula (4) are shown in Figure 5. The position of the maximum and the short-wavelength wing of the emission line are practically determined by the position of the Fermi level, which is due to the sharp increase in barrier transparency with increasing electron energy. Figures 3 and 4 show the dependence of the Fermi level on the carrier concentration. The concentration is taken from direct measurements of the Hall coefficient. Indeed, as can be seen from the figure, the shift of the emission maximum with concentration toward shorter wavelengths is analogous to the change in the position of the Fermi level for $E_{\text{max}}^{\text{Te}}$ to concentrations $1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, for $E_{\text{max}}^{\text{Se}}$ to $7 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. At $N_x > 1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ dependence $E_{\text{max}}^{\text{Te}}$ is saturated, which is apparently due to the filling of the L-valley of the conduction band, since the Fermi level at a given concentration reaches the L-minima. At the same time, a contribution to radiative recombination from transitions from the L-minima should appear. This is evident in a slight discrepancy between theory and experiment in the short-wavelength wing of the spectrum at high carrier concentrations. The contribution from transitions from the L-minima was not taken into account in the calculations. The long-wavelength wing of the emission band is determined primarily by two factors: the distribution of the density of states near the bottom of the conduction band and the screening of the Coulomb potential of the impurity center. Gallium antimonide always contains a large number of natural acceptors ($P \cong 1-2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$). Therefore, when doping with donor impurities to a level of $N_x \sim 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, a significant degree of compensation exists, resulting in "tails" in the density of states in the band gap. The presence of these tails, which we did not take into account in our calculations, is one of the reasons for the discrepancy between the experimental data and the calculation in the region of the long-wavelength wing of the spectra at $N_x < 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Another factor determining the long-wavelength edge of the luminescence spectrum is the screening of the Coulomb potential

of the impurity center by free electrons. The presence of a negative charge at the impurity center leads to a dependence of the probability of radiative recombination of electrons on their kinetic energy. This situation is analogous to the dependence of the transparency of the Coulomb barrier on the particle energy during tunneling. An increase in the electron concentration leads to a lowering and narrowing of the Coulomb barrier, increasing the probability of electrons with low kinetic energy passing through it. One can attempt to account for the screening of the electrostatic potential by taking the eigenvalue of the Schrödinger equation with a Hamiltonian including the electrostatic screened potential as the total electron energy $E(z)$ in the single-electron approximation:

$$V(r) = \frac{e^2}{r} e^{-\frac{r}{r_3}} \quad (3)$$

where r_3 – Thomas-Fermi screening radius

$$1/r_3 = \left(\frac{3Ne}{\pi}\right)^{1/6} \sqrt{\frac{4me^2}{\kappa\hbar^2}}$$

In general, the Schrödinger equation does not have a closed-loop analytical solution. However, such a solution can be obtained for large values of the screening radius $r_3 > a_0$. The static screened potential in this case can be represented as:

$$1/r_3 = \left(\frac{3Ne}{\pi}\right)^{1/6} \sqrt{\frac{4me^2}{\kappa\hbar^2}} \quad (4)$$

Taking into account screening in this case comes down to adding the following expression to the total energy of the electron:

$$\frac{e^2}{r} - \frac{3}{4} \frac{e^2}{r_3^2} a_0 \quad (5)$$

i.e. to the shift in the electron energy reference point. One can attempt to account for the effect of screening in the same way for the case $r_3 \leq a_0$, which is the case for the crystals under study. The calculation using formula (5) is shown in Figure 5:

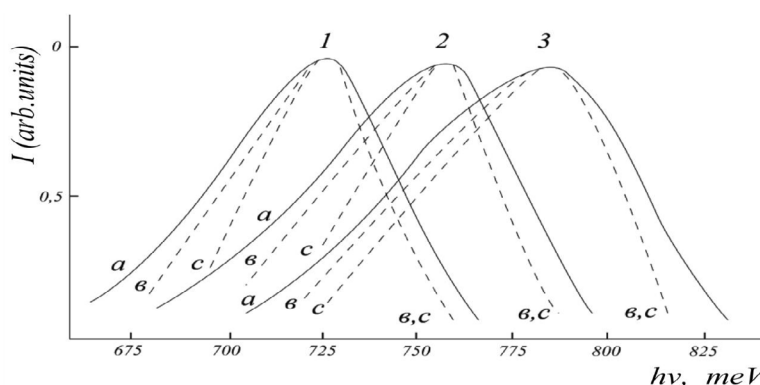


Figure 5. Spectra of luminescence of n-type GaSb, theory: a- no screening; b- subject to screening; c- experiment

It is evident that taking into account the screening broadens the long-wavelength wing of the spectrum. The best agreement between the experimentally observed spectra of GaSb(Te) and the calculated results is observed at Hall concentrations of $(6-8) \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$; i.e., when the role of the density of states “tails” is already relatively small, and the contribution of transitions from the L-minimum is still insignificant. Returning to Figs. 2 and 3, we note a significant difference in the behavior of the concentration dependences of E_{max} for crystals doped with tellurium and selenium. In the case of GaSb(Te), $E_{\text{max}}^{\text{Te}}$ monotonically shifts to the short-wavelength side similarly to E_F up to concentrations of the order of $1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, and saturates with a further increase in the concentration. This behavior at high concentrations is due to the fact that the Fermi level reaches the L-minima of the conduction band (the Te level, located below the L-minima for these concentrations is degenerate) and due to the higher density of states in them ($m_2^* = 0,29m_0$) the growth of the Fermi level should slow down. Moreover, at such electron concentrations, the effect of narrowing of the band gap with doping is already significant. Saturation can be explained in this case by the simultaneous action of two factors: a weak increase in the Fermi level and a decrease in the band gap with doping. In GaSb(Se) crystals, the resonant levels of selenium associated with the L-minima, as will be shown in the next paragraph, are located 33 meV below the bottom of the L-minimum of the conduction band. Consequently, saturation of the concentration dependence of $E_{\text{max}}^{\text{Se}}$, associated with the filling of the resonant states with $1e$, should occur at lower concentrations N_x than for GaSb(Te) crystals. However, it is evident from Fig. 4 that the dependence of $E_{\text{max}}^{\text{Se}}$ on N_x passes through a maximum at $N_x \sim 7 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ and then shifts to the long-wavelength side with a further increase in N_x . Therefore, it can be concluded that the decrease in the band gap with doping should be significantly greater than for crystals in GaSb(Te). The stronger decrease in the band gap with doping may be due to the fact that selenium in gallium antimonide produces a center that differs from the hydrogen-like center, and for such a center, the dependence of the change in the band gap width with doping can be significantly stronger than for the hydrogen-like center.

Conclusion

In this paper, the photoluminescence of gallium antimonide (GaSb) crystals doped with selenium (Se) and tellurium (Te) was studied, and the following conclusions were drawn from the obtained data:

1. The photoluminescence of gallium antimonide crystals doped with selenium and tellurium was determined by the transition from the conduction band to the second ionized state of the natural acceptor in the concentration range $(1 \cdot 10^{17} - 8 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3})$ и $(1,8 \cdot 10^{17} - 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3})$ for selenium and tellurium.
2. The shape and position of the emission maximum line are determined by the Coulomb potential of the impurity, additional minima in the conduction band, and associated resonant impurity states.
3. It was established that the difference in the photoluminescence spectra of gallium antimonide crystals with different donor impurities (selenium, tellurium) is due to the influence of resonant impurity levels associated with the conduction band minima.

4. It was noted that the shift of the long-wavelength emission edge toward higher energies with increasing concentration is explained by the influence of impurity concentration fluctuations.

Acknowledgement, conflict of interests

The authors declare that they have no conflict of interest.

The contribution of the authors

Egemberdieva S. – drafted the manuscript, read and edited it, and formulated the key goals and objectives.

Kushkimbayeva B. – collected data, conducted the analysis, and approved the final version of the article for publication.

Kusherbayeva M. – read and edited the manuscript, providing valuable critical comments, prepared illustrations, and wrote and edited the text.

Keikimanova M. – processed and interpreted the data.

References

1. V.P. Xvostikov, S.V. Sorokina, N.S. Potapovich, O.A. Xvostikova, A.S. Vlasov, E.P. Rakova, V.M. Andreev, Issledovanie svoystv e`pitaksial`nogo i slitkovogo antimonida galliya [Examination of properties of epitaxial and bulk gallium antimonide], Fizika i tekhnika poluprovodnikov [Physics and Technics of Semiconductors], 42, p. 1198-1205 (2008), DOI: <https://journals.ioffe.ru/articles/viewPDF/6671> [in Russian]
2. A.E. Kunicyn, A.G.Mil`vidskaya, M.G.Mil`vidskij, V.V. Chaldyshev, Svoystva legirovanny`x tellurom monokristallov antimonida galliya, vy`rashhenny`x iz nestoichiometricheskogo rasplava [Properties of tellurium-doped gallium antimonide single crystals grown from nonstoichiometric melt], Fizika i tekhnika poluprovodnikov [Physics and Technics of Semiconductors], 8, p. 947-950 (1997), DOI: <https://journals.ioffe.ru/articles/viewPDF/32905> [in Russian]
3. D.L. Alfimova, L.S. Lunin, M.L. Lunina, D.A. Arustamyan, A.E. Kazakova, S.N. Chebotarev, Vy`rashhivanie i svoystva izoparametricheskix geterostruktur InAlGaPAs/GaAs [Growth and properties of isoparametric InAlGaPAs/GaAs heterostructures], Fizika i tekhnika poluprovodnikov 10 [Physics and Technics of Semiconductors], 10, p. 1426–1433 (2017), DOI: <https://journals.ioffe.ru/articles/viewPDF/45025> [in Russian]
4. R.V. Levin, Issledovaniya i razrabotka tekhnologii izgotovleniya geterostruktur na osnove antimonida galliya metodom GFE`MOS [Research and development of technology for the fabrication of heterostructures based on gallium antimonide using the HFEMOS method], Avtoreferat [Abstract], p.12 (2016) [in Russian]
5. O.S. Komkov, Infrakrasnoe fotootrazhenie poluprovodnikovyy`x materialov A3B5 [Infrared photoreflexion of semiconductor materials A3B5], Fizika tverdogo tela [Solid state physics], 63, p. 991–1014 (2021), DOI: <https://doi.org/10.21883/FTT.2021.08.51146.032> [in Russian]
6. K.V. Shalimova, Physics of Semiconductors, p. 400 (2010).
7. S.Sh. Yegemberdiyeva, B.Zh. Kushkimbayeva, M.R. Kusherbayeva, M.T. Keikimanova, Photoluminescence spectra of doped n-type indium antimonide crystals, Eurasian Physical Technical Journal, volume 22, No.1 (51), p. 127-133 (2025), DOI: <https://doi.org/10.31489/2025N1/127-133>

8. D. Cakiroglu, J.-P Perez, A. Evirgen, C. Lucchesi, C. Pierre-Olivier, T. Taliercio, E. Tournié, Vaillon Indium antimonide photovoltaic cells for near-field thermophotovoltaics, *Solar Energy Materials and Solar Cells* (203), p. 1-15 (2019), DOI: <https://doi.org/10.1016/j.solmat.2019.110190>

9. R.V. Levin, A.S. Vlasov, A.N. Smirnov, B.V. Pushny, *Vysokoomnyj antimonid galliya, poluchennyj metodom gazofaznoj epitaksii iz metallorganicheskikh soedinenij* [Properties of gallium antimonide epitaxial layers, metal-organic vapor-phase epitax], *Fizika i tekhnika poluprovodnikov* [Physics and Technics of Semiconductors], 12, p. 159-1602 (2019) [in Russian]

10. N.B. Brandt, S.V. Demishev, A.A. Dmitriev, E.M. Komova, N.G. Ermakova, *Primesnye donornye sostoyaniya v GaSb(Se)* [Impurity donor states in GaSb(Se)], *Fizika i tekhnika poluprovodnikov* [Physics and Technics of Semiconductors], 4, p. 664-668 (1983), DOI: <https://www.mathnet.ru/rus/phts2247> [in Russian]

С.Ш. Егембердиева, Б.Ж. Кушкимбаева, М.Р. Кушербаева*, М.Т. Кеикиманова

^{1,2,3,4} *М.Х. Дулати атындағы Тараз университеті, Тараз, Қазақстан*

*(E-mail: s.egemberdieva@bk.ru, k.bibara@mail.ru, *k.maikul@mail.ru, merukey1970@mail.ru)*

Селен (Se) және теллур (Te) қосылған галлий антимиониді (GaSb) кристалдарының фотолюминесценциясы

Андатпа. Бұл жұмыс галлий антимионидінің кристалдарындағы фотолюминесценцияны зерттеуге арналған негізгі жұмыстардың қысқаша шолуын, сондай-ақ аймақтық құрылымның ерекшеліктерін және қоспа күйлерінің классификациясын қарастырады. (10^{17} - $9 \cdot 10^{17}$ см⁻³. $1,8 \cdot 10^{17}$ - $2 \cdot 10^{18}$ см⁻³) концентрация диапазонында селен мен теллур үшін легирленген галлий антимионидінің фотолюминесценциясы берілген. GaSb фотолюминесценциясы қос табиғи акцептордың өткізгіштік аймағынан екінші иондалған күйіне өту арқылы анықталатыны көрсетілген. Шығару сызығының максимумының пішіні мен орны қоспаның кулондық потенциалымен, өткізгіштік аймағындағы қосымша минимумдармен және олармен байланысты резонанстық қоспа күйлерімен анықталады. Құрамында әртүрлі донорлық қоспалар (селен, теллур) бар галлий антимиониді кристалдарының фотолюминесценция спектрлеріндегі айырмашылықтар өткізгіштік зонаның L-минимумдарымен байланысты резонанстық қоспалар деңгейлерінің әсерінен болатыны анықталды. GaSb фотолюминесценция спектрлерінің пішінінің теориялық есептеулері жүргізілді. Максимумның орналасуы және қысқа толқынды сәулелену сызықтарының қанаты іс жүзінде Ферми деңгейінің орналасуымен анықталады бұл электрондардың энергиясының жоғарылауымен тосқауыл мөлдірлігінің күрт өсуіне байланысты. Мақалада жұмыс нәтижелерінің практикалық маңыздылығы сонымен қатар жартылай өткізгіш құрылғылардың әртүрлі түрлерінде оптикалық және фотолюминесценциялық құбылыстарды кеңінен қолданумен байланысты екені келтірілген.

Түйін сөздер: фотолюминесценция, қоспалар, кристалл, рекомбинация, концентрация, деңгей, энергия

С.Ш. Егембердиева, Б.Ж. Кушкимбаева, М.Р. Кушербаева*, М.Т. Кеикиманова

^{1,2,3,4}Таразский университет имени М.Х. Дулати, Тараз, Казахстан

(E-mail: s.egemberdieva@bk.ru, k.bibara@mail.ru, *k.maikul@mail.ru, merukey1970@mail.ru)

Фотолюминисценция кристаллов антимонида галлия (GaSb) легированных селеном (Se) и теллуром (Te)

Аннотация. В данной работе рассматриваются краткий обзор основных работ, посвященных исследованию фотолюминисценций в кристаллах антимонида галлия, а также особенности зонной структуры и классификация примесных состояний. Приведены фотолюминисценция антимонида галлия, легированных селеном и теллуром в диапазоне концентраций (10^{17} - $9 \cdot 10^{17}$ см^{-3} , $1,8 \cdot 10^{17}$ - $2 \cdot 10^{18}$ см^{-3}) для селена и теллура соответственно. Показано что фотолюминисценция GaSb определяется перепадами из зоны проводимости на второе ионизованное состояние двойного природного акцептора. Форма и положение максимума линий излучения определяется кулоновским потенциалом примеси, дополнительными минимумами зоны проводимости и резонансными примесными состояниями связанными с ними. Выявлено, что различие спектров фотолюминисценций кристаллов антимонида галлия, содержащих различные донорные примеси (селен, теллур) обусловлен влиянием резонансных примесных уровней связанных с L-минимумами зоны проводимости. Проведены теоретические расчеты формы спектров фотолюминисценций GaSb. Положение максимума и коротковолновые крыло линий излучения практически определяется положением уровня Ферми что обусловлено резким возрастанием прозрачности барьера при увеличений энергий электронов. Практическое значение итогов работы в статье связано также с широким использованием оптических и фотолюминисцентных явлений в различных типах полупроводниковых приборов.

Ключевые слова: фотолюминисценция, примеси, кристалл, рекомбинация, концентрация, уровень, энергия

References

1. V.P. Xvostikov, S.V. Sorokina, N.S. Potapovich, O.A. Xvostikova, A.S. Vlasov, E.P. Rakova, V.M. Andreev, Issledovanie svojstv e`pitaksial'nogo i slitkovogo antimonida galliya [Examination of properties of epitaxial and bulk gallium antimonide], Fizika i texnika poluprovodnikov [Physics and Technics of Semiconductors], 42, p. 1198-1205 (2008), DOI: <https://journals.ioffe.ru/articles/viewPDF/6671> [in Russian]
2. A.E. Kunicyn, A.G. Mil'vidskaya, M.G. Mil'vidskij, V.V. Chaldyshev, Svojstva legirovanny`x tellurom monokristallov antimonida galliya, vy`rashhenny`x iz nestexiometricheskogo rasplava [Properties of tellurium-doped gallium antimonide single crystals grown from nonstoichiometric melt], Fizika i texnika poluprovodnikov [Physics and Technics of Semiconductors], 8, p. 947-950 (1997), DOI: <https://journals.ioffe.ru/articles/viewPDF/32905> [in Russian]
3. D.L. Alfimova, L.S. Lunin, M.L. Lunina, D.A. Arustamyan, A.E. Kazakova, S.N. Chebotarev, Vy`rashhivanie i svojstva izoparametricheskix geterostruktur InAlGaPAs/GaAs [Growth and properties of isoparametric InAlGaPAs/GaAs heterostructures], Fizika i texnika poluprovodnikov 10 [Physics

and Technics of Semiconductors], 10, p. 1426–1433 (2017), DOI: <https://journals.ioffe.ru/articles/viewPDF/45025> [in Russian]

4. R.V. Levin, Issledovaniya i razrabotka tekhnologii izgotovleniya geterostruktur na osnove antimonida galliya metodom GFE`MOS [Research and development of technology for the fabrication of heterostructures based on gallium antimonide using the HFEMOS method], Avtoreferat [Abstract], p.12 (2016) [in Russian]

5. O.S. Komkov, Infekrasnoe fotootrazhenie poluprovodnikov`x materialov A3B5 [Infrared photoreflection of semiconductor materials A3B5], Fizika tverdogo tela [Solid state physics], 63, p. 991–1014 (2021), DOI: <https://doi.org/10.21883/FTT.2021.08.51146.032> [in Russian]

7. K.V. Shalimova, Physics of Semiconductors, p. 400 (2010).

6. S.Sh. Yegemberdiyeva, B.Zh. Kushkimbayeva, M.R. Kusherbayeva, M.T. Keikimanova, Photoluminescence spectra of doped n-type indium antimonide crystals, Eurasian Physical Technical Journal, volume 22, No.1 (51), p. 127-133 (2025), DOI: <https://doi.org/10.31489/2025N1/127-133>

7. D. Cakiroglu, J.-P Perez, A. Evirgen, C. Lucchesi, C. Pierre-Olivier, T. Taliencio, E. Tournié, Vaillon Indium antimonide photovoltaic cells for near-field thermophotovoltaics, Solar Energy Materials and Solar Cells (2023), p. 1-15 (2019), DOI: <https://doi.org/10.1016/j.solmat.2019.110190>

8. R.V. Levin, A.S. Vlasov, A.N. Smirnov, B.V. Pushny, Vysokoomnyj antimonid galliya, poluchennyj metodom gazofaznoj epitaksii iz metallorganicheskikh soedinenij [Properties of gallium antimonide epitaxial layers, metal-organic vapor-phase epitax], Fizika i tekhnika poluprovodnikov [Physics and Technics of Semiconductors], 12, p. 159-1602 (2019) [in Russian]

9. N.B. Brandt, S.V. Demishev, A.A. Dmitriev, E.M. Komova, N.G. Ermakova, Primesnye donornye sostoyaniya v GaSb(Se) [Impurity donor states in GaSb(Se)], Fizika i tekhnika poluprovodnikov [Physics and Technics of Semiconductors], 4, p. 664-668 (1983), DOI: <https://www.mathnet.ru/rus/phts2247> [in Russian]

Information about the authors:

Yegemberdiyeva S.Sh. – candidate of physical and mathematical sciences, associate professor of the department of physics and informatics, Taraz university named after M.Kh. Dulaty, Suleimenov str. 7, 080003, Taraz, Kazakhstan

Kushkimbayeva B.Zh. – candidate of physical and mathematical sciences, associate professor of the department of physics and informatics, Taraz University named after M.Kh. Dulaty, Suleimenov str. 7, 080003, Taraz, Kazakhstan

Kusherbayeva M.R. – the corresponding author, master of physics, senior lecturer, department of physics and informatics, Taraz University named after M.Kh. Dulaty, Suleimenov str. 7, 080003, Taraz, Kazakhstan

Keikimanova M.T. – candidate of technical sciences, associate professor of the department of technical physics, Taraz University named after M.Kh. Dulaty, Suleimenov str. 7, 080003, Taraz, Kazakhstan

Егембердиева С.Ш. – физика-математика ғылымдарының кандидаты, «Физика және информатика» кафедрасының доценті, М.Х. Дулати атындағы Тараз университеті, Сүлеймен көшесі 7, 080003 Тараз, Қазақстан

Кушкимбаева Б.Ж. – физика-математика ғылымдарының кандидаты, «Физика және информатика» кафедрасының доценті, М.Х. Дулати атындағы Тараз университеті, Сүлеймен көшесі 7, 080003 Тараз, Қазақстан

Кушербаева М.Р. – хат-хабар авторы, физика магистрі, «Физика және информатика» кафедрасының аға оқытушысы, М.Х. Дулати атындағы Тараз университеті, Сүлеймен көшесі 7, 080003 Тараз, Қазақстан

Кеикиманова М.Т. – техника ғылымдарының кандидаты, «Техникалық физика» кафедрасының доценті, М.Х. Дулати атындағы Тараз университеті, Сүлеймен көшесі 7, 080003 Тараз, Қазақстан

Егембердиева С.Ш. – кандидат физико-математических наук, доцент кафедры «Физика и информатика», Таразский университет имени М.Х. Дулати, ул. Сулейменова 7, 080003, Тараз, Казахстан

Кушкимбаева Б.Ж. – кандидат физико-математических наук, доцент кафедры «Физика и информатика», Таразский университет имени М.Х. Дулати, ул. Сулейменова 7, 080003, Тараз, Казахстан

Кушербаева М.Р. – автор для корреспонденции, магистр физики, старший преподаватель кафедры «Физика и информатика», Таразский университет имени М.Х. Дулати, ул. Сулейменова 7, 080003, Тараз, Казахстан

Кеикиманова М.Т. – кандидат технических наук, доцент кафедры «Техническая физика», Таразский университет имени М.Х. Дулати, ул. Сулейменова 7, 080003, Тараз, Казахстан



Copyright: © 2025 by the authors. Submitted for possible open access publication under the terms and conditions of the Creative Commons Attribution (CC BY NC) license (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>).

Бас редакторы: К.Ш. Жумадилов
Компьютерде беттеген: Д. Нурушева

Авторларға арналған нұсқаулықтар,
жарияланым этикасы журнал сайтында берілген: <http://bulphysast.enu.kz>

Л.Н. Гумилев атындағы Еуразия ұлттық университетінің Хабаршысы.

Физика. Астрономия сериясы.

№4(153)/2025 – Астана: ЕҰУ. – 179 б.

Шартты б.т. – 11,18. Таралымы – сұраныс бойынша

Басуға қол қойылды: 30.12.2025 ж.

Ашық қолданыстағы электронды нұсқа: <http://bulphysast.enu.kz>

Мазмұнына типография жауап бермейді

Редакция мекен-жайы: 010008, Қазақстан Республикасы Астана қ., Сәтбаев көшесі, 2.
Л.Н. Гумилев атындағы Еуразия ұлттық университеті Тел.: +7(71-72) 70-95-00 (ішкі 31-410)
Л.Н. Гумилев атындағы Еуразия ұлттық университетінің баспасында басылды.