

ISSN 2617-7609; eISSN 2617-7595

ӘЛ-ФАРАБИ атындағы ҚАЗАҚ ҰЛТТЫҚ УНИВЕРСИТЕТІ

Ашық жүйелер эволюциясының мәселелері

ЖУРНАЛЫ

КАЗАХСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ имени АЛЬ-ФАРАБИ

ЖУРНАЛ

проблем эволюции открытых систем

AL-FARABI KAZAKH NATIONAL UNIVERSITY

JOURNAL

of open systems evolution problems

№1-2 (25)

Алматы
«Қазақ университеті»
2023



АШЫҚ ЖҮЙЕЛЕР ЭВОЛЮЦИЯСЫНЫҢ МӘСЕЛЕЛЕРІ

ЖУРНАЛЫ

№ 1-2 (25)

12.09.2003 ж. Қазақстан Республикасының Ақпарат және коммуникация министрлігінде тіркелген

Күәлік № 4213-Ж

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

ЖАУАПТЫ ХАТШЫ

Ережеп Дархан Есейұлы, т.ғ.к., PhD, аға оқытушы
(Қазақстан)

E-mail: darhan_13@physics.kz

РЕДАКЦИЯ АЛҚАСЫ:

Рамазанов Т.С., ф.-м.ғ.д., ҚР ҰҒА академигі, профессор
(бас редактор) (Қазақстан)

Сомников В.М., ф.-м.ғ.д., профессор (бас редактордың
орынбасары) (Қазақстан)

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

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

Писарчик А., ф.-м.ғ.д., профессор (Испания)

Алексеева Л.А., ф.-м.ғ.д., профессор (Қазақстан)

Горбань Н., ф.-м.ғ.д., профессор (Ұлыбритания)

Ружански М., Британдық математика колледжінің
математика кафедрасының профессоры (Ұлыбритания)

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

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

Омаров Ч.Т., ф.-м.ғ.к. (Қазақстан)

ТЕХНИКАЛЫҚ ХАТШЫ

Капытин В.И., магистр (Қазақстан)

Ашық жүйелер эволюциясының мәселелері журналы - ашық теңдеспеген динамикалық табиғи жүйелердің пайда болуы мен эволюциясы мәселелері бойынша бірегей ғылыми және шолу мақалаларын жариялайтын ғылыми басылым.



РОССИЙСКИЙ ИНДЕКС
НАУЧНОГО ЦИТИРОВАНИЯ
Science Index

EBSCO

ROAD
DIRECTORY
OF OPEN ACCESS
SCHOLARLY
RESOURCES

doi DIGITAL
OBJECT
IDENTIFIER



Жоба менеджері

Гульмира Шаккозова

Телефон: +7 701 724 2911

E-mail: Gulmira.Shakkozova@kaznu.kz

Пішімі 60x84/8. Көлемі 5.5 б.т. Тапсырыс № 1519.

Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университетінің

«Қазақ университеті» баспа үйі.

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

Компьютерде беттеген

Айгүл Алдашева

*Баспа журналдың ішкі мазмұнына жауап
бермейді*

© Әл-Фараби атындағы ҚазҰУ, 2023

С.А. Болегенова , А.С. Аскарова ,
Ш.С. Оспанова* , К.А. Болегенова 

Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Қазақстан, Алматы қ.
*e-mail: Shynar.Ospanova@kaznu.edu.kz

ӘСЕРЛЕСЕТІН ЖҮЙЕЛЕРДЕГІ ИЗОТЕРМИЯЛЫҚ ЕМЕС СҰЙЫҚ БҮРКУЛЕРДІҢ ҚАЛЫПТАСУЫ МЕН ДАМУ ДИНАМИКАСЫН ЗЕРТТЕУ

Әсерлесетін жүйелер уақыт пен кеңістіктің кең ауқымында бір уақытта болатын бірнеше процестер арасындағы өзара әрекеттесуді қамтиды. Жану барысында химиялық энергияның босап шығуы қысымның, температура мен тығыздықтың градиенттерін тудырады, өз кезегінде соңғылары масса, импульс пен энергия тасымалына алып келетін газдардағы процестердің көзі болып табылады. Сұйықтар мен газдар динамикасы және олардағы химиялық реакциялардың арасындағы орасан зор, әрі біртекті өзара әрекеттесудің салдарынан әсерлесетін ағыстарды тәжірибелік зерттеу және оған қатысты қатаң теорияны қалыптастыру қиынға соғады. Сондықтан осындай тектес күрделі жүйелерді болжау, әрі олардың қасиеттерін зерттеу үшін сандық модельдеу табысты түрде жүзеге асырылады. Тәжірибелік бақылаулар мен жуықталған теориялық модельдер ашық физикалық жүйенің бағынуы тиіс заңдарын ұсынады. Сандық тәжірибелердің көмегімен осы заңдардың орындалуын тексеруге мүмкіндік туады. Берілген жұмыста сұйық отындардың тамшыларының булану, жану және дисперсиясы процестеріне жану камерасындағы газ температурасының әсеріне қатысты есептеу тәжірибелері жүргізілді. Жүргізілген модельдік тәжірибелердің нәтижесінде жану камерасындағы сұйық отын тамшыларының камера биіктігі бойымен дисперсиясы, алау температурасының таралуы мен жану өнімдерінің концентрациясының бастапқы газ температурасына тәуелділік графиктері алынды. Жүргізілген модельдеу тәжірибелері мен жүзеге асатын жылу және масса тасымалы процестерінің ерекшеліктерін зерттеу нәтижесінде тиімді жану режимі анықталды.

Түйін сөздер: жану, температура, булану, бүрку, инжектор, дисперсия, химиялық ауысу.

S.A. Bolegenova, A.S. Askarova, Sh.S. Ospanova*, K.A. Bolegenova
Al-Farabi Kazakh national university, Kazakhstan, Almaty
*e-mail: Shynar.Ospanova@kaznu.edu.kz

Investigation of the formation and development dynamics of nonisothermal liquid injections in reacting systems

Reacting systems involve the interaction between several processes occurring simultaneously over a wide range of time and space scales. The release of chemical energy during combustion generates pressure, temperature, and density gradients, which, in turn, are sources of processes in gases leading to the transfer of mass, momentum, and energy. The strong and ambiguous interaction between the dynamics of liquids and gases and their chemical reactions seriously complicates the experimental study of reacting flows and the creation of any more or less rigorous theory. Therefore, numerical simulation can be successfully used to predict and study the behavior of such complex systems. Experimental observations and approximate theoretical models provide laws that an open physical system must obey. Numerical experiments can be used to verify the fulfillment of these laws. In this paper, computational experiments were carried out on the influence of gas temperature in the combustion chamber on the processes of evaporation, combustion, and dispersion of liquid fuel droplets. As a result of the model experiments, dispersions of liquid fuel droplets along the height of the combustion chamber, the distribution of the temperature plume, and the dependence of the concentration of combustion products on the initial gas temperature were obtained. As a result of the experiments on modeling and studying the features of the implemented heat and mass transfer processes, an effective combustion mode was determined.

Key words: combustion, temperature, evaporation, spray, injector, dispersion, chemical transformation.

С.А. Болегенова, А.С. Аскарова, Ш.С. Оспанова*, К.А. Болегенова
Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Казахстан, г. Алматы
*e-mail: Shynar.Ospanova@kaznu.edu.kz

Исследование формирования и динамики развития неизотермических жидких впрысков в реагирующих системах

Взаимодействие между технологическими процессами, происходящими попутно в огромном диапазоне масштабов времени и пространства, являются основой реагирующих систем. Под влиянием высвобождаемой химической энергии горения топлив такие физические параметры течения как давление, температура и плотность среды претерпевают изменения, приводящие к переносу массы, импульса и энергии в газах. Существует мощное и многозначное взаимодействие между динамикой газожидкостной среды и физико-химическими реакциями в ней, что серьезно усложняет экспериментальное исследование реактивных потоков и создание, описывающую их строгую теорию. По этой причине компьютерное моделирование может успешно использоваться для прогнозирования и изучения поведения таких сложных технологических систем. Экспериментальные наблюдения и приближительные фундаментальные модели предписывают законы, которым должны следовать открытые физические системы. Численные эксперименты могут послужить подтверждением проверки выполнения предлагаемых законов. В данной работе проведены вычислительные эксперименты по влиянию температуры газа в камере сгорания на процессы испарения, горения и дисперсии капель жидкого топлива. В результате проведенных модельных экспериментов были получены дисперсии капель жидкого топлива по высоте камеры сгорания, распределения температурного факела и зависимости концентрации продуктов сгорания от исходной температуры газа. В результате проведенных экспериментов по моделированию и изучения особенностей реализуемых процессов тепломассопереноса был определен эффективный режим горения.

Ключевые слова: горение, температура, испарение, распыл, инжектор, дисперсия, химическое превращение.

Кіріспе

Көпфазалы ағыстардың жалпы тізімінде гетерогенділіктен басқа химиялық реакциялар мен турбуленттілік сияқты процестермен қоса жүретін ағыстар ерекше орын алады. Біріншіден, мұндай ағындарды модельдеу (көпфазалылық, химиялық реакциялар мен турбуленттіліктің үйлесімі) үлкен ғылыми және практикалық қызығушылық тудырса, екінші жағынан, бұл модельдеу осы ағындарды басқаратын процестердің аса күрделілігі мен көпфакторлы сипатына байланысты айтарлықтай қиындықтарға әкеледі. Мұндай процестердің сипаттық мысалына көптеген энергетикалық қондырғылардағы (іштен жану қозғалтқыштары, газ турбиналы қондырғылар, зымырандық қозғалтқыштар және т.б.) жану құбылысын келтіруге болады. Қазіргі уақытта аталған процестер сандық және компьютерлік модельдеудің көмегімен азды-көпті шешіліп жатыр [1].

Осы орайда жоғарыда аталған турбулентті химиялық жану процестері жүзеге асатын дизельдік және бензиндік іштен жану қозғалтқыштарынан бөлінетін зиянды қалдықтардың әсерін азайту, жану процесін оңтайландыру және экологияландыру сауалдарын барша әлем қатаң бақылауға алып отыр. Сәйкесінше, осы

мақсатта іштен жану қозғалтқышының отын үнемділігін қамтамасыз ететін, әрі бөлінетін зиянды күйе, түтін мен азот тотықтарының деңгейін төмендететін іштен жану қозғалтқыштарының жану жүйелерін құрастыру өзекті тақырыптардың бірі болып отыр.

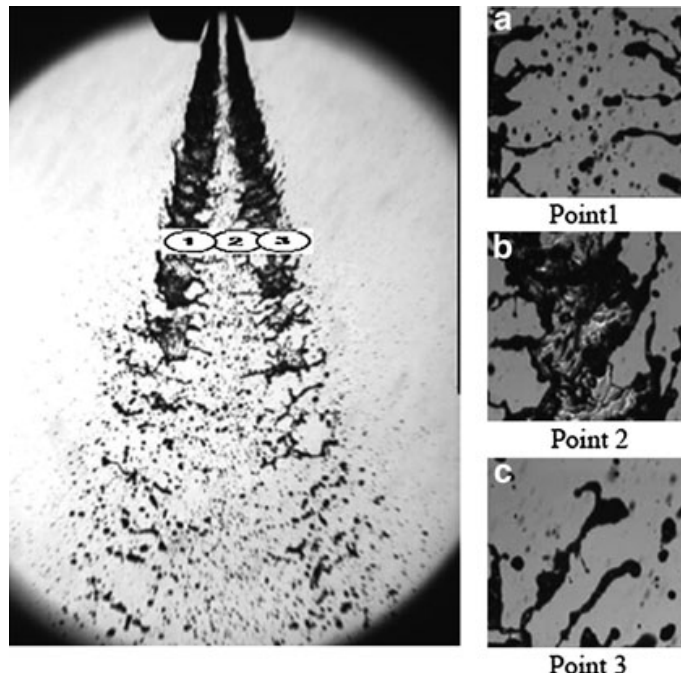
Тәжірибелік тұрғыдан сандық трассерлік визуализацияның көмегімен түрлі бұрку қысымдарына сәйкес серіктес газдың форсунканың шығысында қоспаның түзілуіне әсеріне баса назар аударылып келеді [2]. Бірқатар зерттеулер бұркулердің флуктуацияларының салдарынан болатын серіктес ауа ағынымен қоса жүретін алуан түрлі ағыншаларға да арналған [3]. Көптеген авторлар бұркудің сақиналы ұңғымасын талдау кезінде серіктес ауа ағынының бұркудің құрылымына әсерін сандық, әрі тәжірибелік тұрғыдан зерттеген [4]. Ал [5] жұмыстың авторлары буланатын көпағыншалы бұркуге зерттеу жүргізе отырып, тәжірибелік тұрғыдан бұрку ядросына серіктес ауа ағынының енуі және ондағы отын буының шоғырлануын толық көрсете білген. Дегенмен аталған зерттеулердің нәтижелері серіктес ауа ағынының ілесуі мен оның бұркудің сипатына әсері құбылыстарын түсіндіре алмайды.

Түрлі құрылғыларда бүркілген сұйық отынды жағу барысында жану өнімдерімен араласатын

тотықтырғыш ортасында тамшылардың жану кинетикасы маңызды рөл атқарады. Бүркілген сұйық отын тамшылардың полидисперсті жүйесін құрайды, сондықтан жану процесінің кинетикасы жүйенің үлесу функциялары бойынша орташаланған сипаттамаларымен анықталады [6].

Бүгінгі таңда өндірістегі жолаушылар көліктерінің көпшілігі дәстүрлі карбюраторлық қозғалтқыштарға қарағанда өнімділігі мен сенімділігі жоғары отынды бүрку жүйесі (инжекторлық қозғалтқыштар) бар қозғалтқыштармен жабдықталған. Отынды бүрку жүйелерінің екі түрі кең таралған: орталықтандырылған немесе монобүрку және үлестірілген немесе көпағыншалы бүрку. Бұл жүйелердің жұмыс істеу принциптері бірдей болғанымен, форсуноктарының санымен және олардың жұмыс режимдерімен ерекшеленеді. Инжекторлық қозғалтқышта карбюратордың орнына бір немесе бірнеше отын инжекторлары орнатылады, олар бензинді қабылдау коллекторына немесе тікелей цилиндрлерге бүркиді (отын-ауалы қоспаны қалыптастыру үшін ауа коллекторға дроссель қондырғысы арқылы жеткізіледі). Мұндай шешім жанғыш қоспаның біртектілігі мен жоғары сапасына қол жеткізуге ғана емес, ең бастысы жүктеме мен басқа жағдайларға байланысты қозғалтқыштың жұмыс режимін қарапайым етіп орнатуға мүмкіндік береді

Отынды тікелей бүрку жүйелері (GDI) өзінің құрылысының күрделілігі мен құнының қымбат болуына қарамастан қуат пен үнемділіктің ең жақсы көрсеткіштерін қамтамасыз ете алады. Сондай-ақ, тікелей бүркуге негізделген қозғалтқыштардың жұмыс режимін шапшаң өзгертуге, әрі әр цилиндрге отынды беруді мүмкіндігінше дәл реттеуге болады. Тікелей отынды бүрку жүйелерінде форсуноктар қозғалтқыштың ұшына орнатылып, отынды бірден цилиндрге бүркиді, яғни кіріс коллекторы мен кіріс клапаны сияқты аралық бөлшектері болмайды. Мұндай шешім техникалық тұрғыдан жүзеге асыруға қиынға соғады, өйткені, клапандар мен тұтату шамы орналасқан цилиндрдің басқы тұсына форсунокты да орнату керек болады. Сондықтан тікелей бүрку жүйелерін қуаты жеткілікті жоғары, әрі габаритті қозғалтқыштарда ғана қолдануға болады. Тікелей бүрку жүйелері отын сапасының жоғары болуын, әрі жиі техникалық қызмет көрсетуді қажет етсе де, олар отын мөлшерін айтарлықтай үнемдейді және қозғалтқыштың сенімді және сапалы жұмысын қамтамасыз етеді. Төменде 1 суретте екіағыншалы бүрку жүйесімен жабдықталған тікелей бүркуге негізделген инжектордың ұлғайтылған бейнесі келтірілген [7].



1-сурет – Отынды инжекторлы бүрку жүйелеріндегі екіағыншалы бүркудің үлкейтілген құрылымы

Тәжірибелік мәліметтердің көмегімен инжекторлардың дизайнын жақсартуға қатысты нақты қорытынды жасау мүмкін емес. Дегенмен осы күні жеткілікті шапшаң дамып келе жатқан модельдеу әдістері алға қойылған мәселені тереңінен түсінуге түрткі болмақ.

Аталмыш іштен жану қозғалтқыштарының артықшылықтарына мыналарды жатқызуға болады:

- қоспа түзудің бірнеше түрінде жұмыс істеу мүмкіндігі қарастырылған. Қуатын жоғалтпай, кедейленген отын қоспасында үнемді жұмыс істей алады;

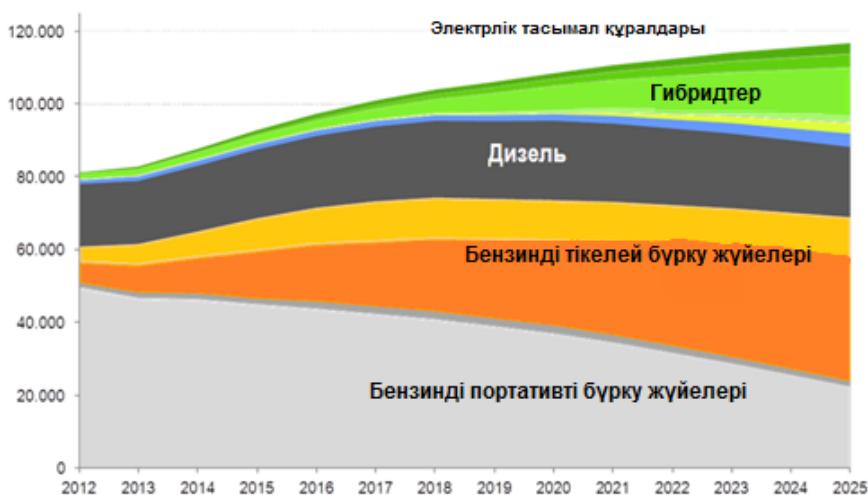
- GDI қозғалтқыштарында отын-ауалы қоспаның сығылу дәрежесі жоғары болады. Бұл қозғалтқыштың өз ресурсын ұлғайту арқылы оқыстан тұтанудан және детонациядан аулақ болуға көмектеседі;

- атмосфераға бөлінетін көмірқышқыл газы мен өзге зиянды бөлшектердің шығысы азаяды. Бұл қоспаның толық жануын қамтамасыз ететін көпқабатты қоспаны қалыптастыру арқылы жүзеге асырылады.

Отынды тікелей бұрку жүйелерінің кемшіліктері де жоқ емес: отынды қабылдау және беру жүйесі күрделі, әрі GDI қозғалтқышы пайдала-

нылатын отынның сапасына өте сезімтал болады. Нәтижесінде форсункалардың кокстелуі мен бітелу мәселесі жүргізуші үшін бірінші орынға шығады, салдарынан қуаттың жоғалуына және отын шығынының артуына әкеледі. 2 суретте іштен жану қозғалтқыштарының әлем бойынша тұтынылу статистикасы келтірілген. Суреттен көрініп тұрғанындай, басқа бұрку жүйелеріне қарағанда тікелей бұрку жүйелерінің өндірісінің болашақта ұлғая түсетіндігін байқауға болады. Ал отынды порт арқылы бұрку жүйелеріне деген сұраныстың төмендеу тенденциясын атап айтқан жөн.

Отынды тікелей бұрку қозғалтқыштарында (GDI немесе DISI) жұмысшы отын цилиндрдің әр түрлі тактілеріне сәйкес қозғалтқыштың жүктеме шарттары бойынша беріледі. Отын жоғары жедел жүктеме шарттарында түсу тактісінде беріліп, іштен жану қозғалтқышы біртекті зарядталған ұшқынды тұтану жүйесі бар стехиометриялық жылулық жүйе ретінде қызмет атқарады. GDI қозғалтқыштары өздерінің бірқатар артықшылықтарының болуына байланысты PFI қозғалтқыштарына қарағанда отынды 15%-ға үнемді тұтынады [8, 9].



2-сурет – Іштен жану қозғалтқыштарындағы бұрку жүйелеріне сұраныс статистикасы

GDI қозғалтқыштарында отын көпсаңылаулы жүйемен қамтылған форсунка арқылы 200 барға тең қысым мәнінде жану камерасына бүркіледі. Отынды тікелей бұрку қозғалтқыштарының көпағыншалы жүйесінен жоғары қысымда шығарылатын бұркудің құрылымы мен пішіні

сұйық жіпшелер мен диаметрлері сан түрлі тамшылардан тұрады.

Сұйық отын бүркілген соң іштен жану қозғалтқышының жану камерасында сақиналы пішіндегі ағыншалар қалыптасады. Қалыпты жағдайда инжектор сопласынан бүркіліп

шыққан сәтте оның кіріс бөлімінде сұйық жіпшелер түзіліп, өз кезегінде олар әрі қарай ағыс бойымен қозғала отырып, серіктес ауа ағынымен әсерлесу салдарынан тамшыларға айналады. Аталмыш процестің салдарынан сұйық отынның бетінде ауа молекулаларының бей-берекет қозғалуының әсерінен орнықсыздық, яғни ағынның үзілу құбылысы орын алады. Ағыс бойымен қозғалып бара жатқан тамшылар бір-бірімен соқтығысуының нәтижесінде бірігіп не бірнеше тамшыларға жіктеле отырып, әсерлесетін ағынның жиегінде буланады (3-сурет) [8].



1 – ине, 2 – клапан, 3 – инжектор корпусы, 4 – отынды беру, 5 – электрлік жалғағыш, 6 – күш жетегі, 7 – соплло

3-сурет – Отынды тікелей бүрку жүйесінің (GDI) көлденең қимасының проекциясы

Әдістер мен нысанның моделі

Берілген жұмыста іштен жану қозғалтқыштарындағы жылулық процестерді сипаттайтын келесі теңдеулер жүйесінен тұратын математикалық модель құрастырылды: үзіліссіздік және қозғалыс теңдеулері, энергияның және отын концентрациясы компоненттерінің сақталу заңдары.

Үзіліссіздік теңдеуінің түрі төмендегідей болады [10, 11]:

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

мұндағы u – отын қоспасының жылдамдығы. Екіфазалы газ-сұйық ағысы қарастырылатын жағдайда S_{mass} ағын көзі буланудың немесе конденсация құбылысының есебінен газ тығыздығының локальді өзгерісін білдіреді. Бірфазалы ағыстарда жоғарыдағы массалық ағын көзі нөлге тең болады.

Газ бөлшектерінің қозғалыс теңдеуі төмендегі түрде жазылады [10, 11]:

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

$$\vec{\xi} = -P\vec{I} + \vec{\tau}. \quad (2)$$

(2) теңдеудің оң жағы қысым градиентінің, тұтқыр кернеу тензоры мен көлемдік ауырлық күшінің есебінен импульс өзгерісінің салдарынан болатын энергия өсімшесін білдіреді.

Мұндағы $D_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$ – деформация жылдамдығының тензоры, \vec{I} – бірлік матрица, μ және λ – сәйкесінше, динамикалық және екінші тұтқырлық коэффициенттері.

Газдың бірфазалы ағысы үшін $S_{mom} = 0$; біздің жағдайымызда екіфазалы ағыс қарастырылатындықтан S_{mom} тамшылардың қозғалысы салдарынан газ фазасындағы бөлшектердің импульсінің өзгеруінің локальді жылдамдығын білдіреді.

Ішкі энергияның сақталу заңы былайша жазылады [10, 11]:

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

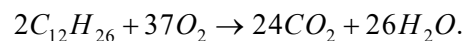
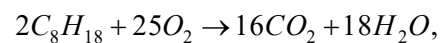
мұндағы q Фурье заңымен сипатталатын меншікті жылу ағынын, $\vec{\tau} : \vec{D}$ шамасы тұтқыр диссипацияның салдарынан болатын ішкі энергияның өсімшесін білдіреді. S_{energy} ағын көзі бүркілген сұйық фазаның есебінен ішкі энергияның өзгерісіне қосылатын өсімшені сипаттайды.

Отын-ауалы қоспа концентрациясының m компоненті үшін сақталу заңы келесідей түрге ие болады [12, 13]:

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

мұндағы ρ – отын массасының толық тығыздығы.

Жұмыста іштен жану қозғалтқыштарында жиі пайдаланылатын октан және додекан сұйық отындары қолданылды. Олардың химиялық жану реакциясы төмендегідей:



Аталған реакциялардың нәтижесінде көмірқышқыл газы мен су түзіледі.

Жүргізілген есептеу тәжірибелері KIVA-II компьютерлік бағдарламасының негізінде бензиндік және дизельдік іштен жану қозғалтқыштарында жүзеге асырылатын жылулық процестердің химиялық кинетикасын зерттеу үшін бейімделді. Аталмыш бағдарламалық пакет Рейнольдс саны жоғары турбулентті жану камераларындағы сұйық отын тамшыларының дисперсиясы, жану және булану процестерін модельдеу үшін қолданылды. Бағдарламаның көмегімен ағыстың аэродинамикалық, температуралық, химиялық және жану өнімдерінің сипаттамаларын есептеуге болады.

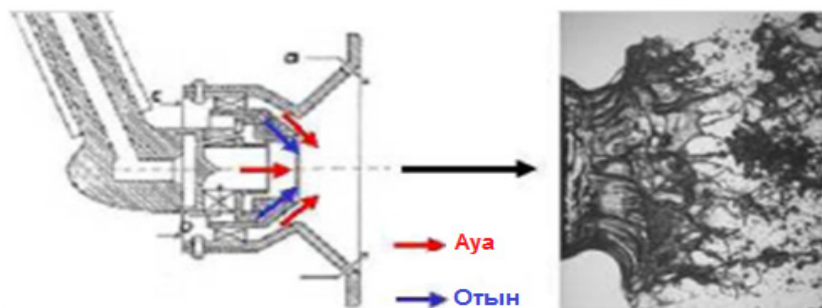
Есептеуіш тәжірибе нәтижелері

Отын ағыншасы авиациялық және зымырандық іштен жану қозғалтқыштарында жоғары жылдамдықтағы инертті газдың серіктес ағынымен параллельді бүркіліп, орағыта жанады. Түзілген отын жіпшелері серіктес газ ағынының әсерінен тамшыларға бөлініп, бұл құбылыс серіктес ауа ағынымен бүрку (АВА) деп аталады. Жоғарыда суреттелген құбылыс

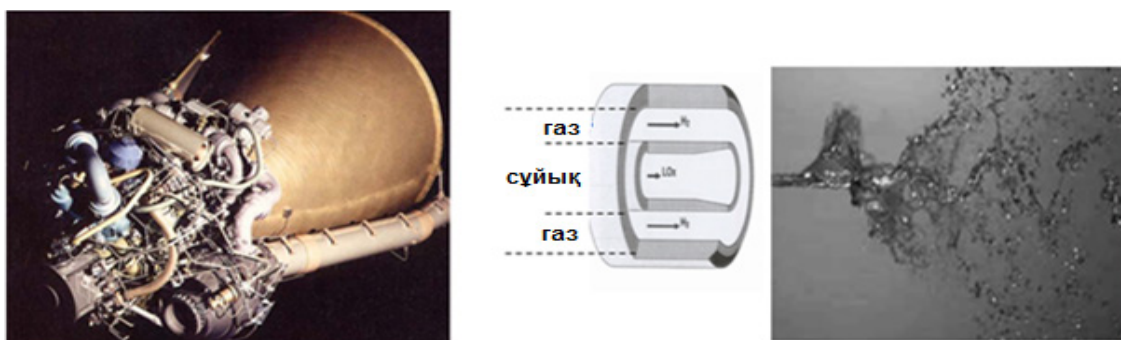
орын алатын авиациялық қозғалтқыштардағы бүрку процесінің құрылымы мен динамикасы төмендегі 4-суретте бейнеленген.

Авиациялық іштен жану жүйелерінде инжектор форсункасынан төменгі қысымда бүркілген сұйық отын ағыншасының пішіні жұқа сақиналы жапырақша түрінде болады. Шапшаң қозғалатын серіктес ауа ағыны отын ағыншасын екі жағынан көмкеріп, энергияның орасан зор үлесін орташаланған ағысқа тасымалдайды. Серіктес газ ағынымен әсерлесу салдарынан сұйық жапырақшалары жіктеліп, ағын бойымен таралады. Салдарынан жіпшелер серіктес ауаның кедергілік әсерінен байланысқан фрагменттер мен ұсақ тамшыларға бөлінеді [14, 16].

Зымырандық іштен жану жүйелеріндегі шарттар бойынша отын қоспасының серіктес ауа ағынымен бүркілу сызбасы 5 суретте бейнеленген [17-19]. Бұл жүйеде төменгі жылдамдықпен қозғалып келе жатқан сұйық оттегінің орталық ағыншасы жоғары жылдамдықтағы газ тәрізді сутегі ағынымен ілеседі. Толқын тәрізді таралатын сұйық отын ағыншасы қозғалыстағы газдың жоғары жылдамдығының әсерінен жіпшелер мен ұсақ тамшыларға бөлініп, таралады.

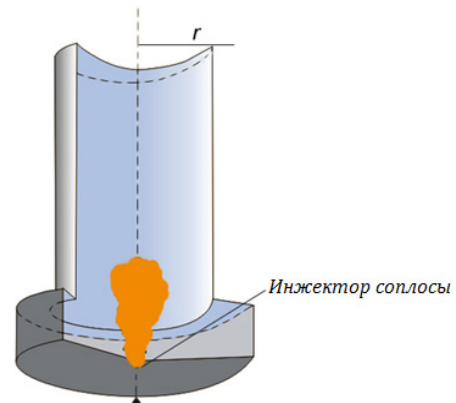


4-сурет – Авиациялық іштен жану жүйесіндегі отын ағыншасының серіктес инертті ортамен әсері



5-сурет – Зымырандық іштен жану жүйесіндегі серіктес ауа ағынымен орай ағу сызбасы

Жұмыста биіктігі 15 см, диаметрі 4 см болатын формасы цилиндр тәрізді іштен жану қозғалтқышының жану камерасының прототипі қолданылды. Құрастырылған модельдік жану камерасының геометриясы 6-суретте бейнеленген. Есептеу тәжірибелері қамтылған бақылаушы ұяшықтардың саны – 650. Сұйық отын жану камерасының төменгі тұсында орналасқан инжектор сопласы арқылы бүркіледі. Инжектор сопласының ауданы $2 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2$ құрайды. Камера қабырғаларының меншікті температурасы 353 К тең болды. Тотықтырғыштың бастапқы температурасы 900 К. Тамшылар бастапқы Саутер радиусы 25 мкм тең мәнінде бүркіліп отырды. Форсунканы бағыттаушы бүрку бұрышы 10° . Сұйық отын бастапқы 350 м/с жылдамдықпен камераның орта тұсына бүркілді.

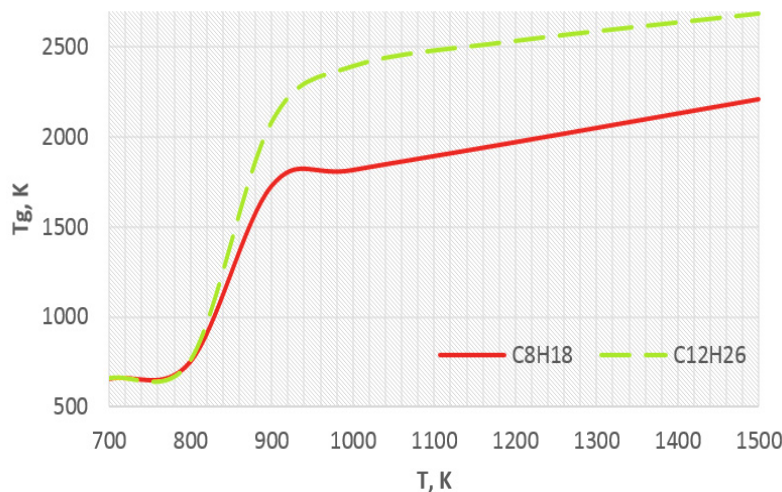


6-сурет – Модельдік жану камерасының жалпы түрі

7-суретті талдау көрсеткендей, жану камерасындағы тотықтырғыш 900 К-нен жоғары температура мәніне ие болса, онда сұйық отын үлкен жылу бөлінуімен және жану камерасының едәуір қыздырылуымен қоса жүреді.

Берілген жұмыста жану камерасындағы температураның мәні 700 К-нен 1500 К-ге дейін өзгеріп отырды. Камерадағы бастапқы қысымның мәні октан үшін 100 бар, ал додекан үшін 80 барға тең етіп алынды [20-23]. Жүргізілген есептеу тәжірибелерінің нәтижесінде 800 К температурадан төменгі мәндерде жану процесі жүзеге аспайтындығы анықталды. Мұны төмендегі газдың максимал температурасының жану камерасындағы тотықтырғыштың бастапқы температурасына тәуелділігін бейнелейтін 7 суреттен көруге болады.

Октанның жануы барысында $T=900 \text{ К}$ мәнінде $T=1726 \text{ К}$ және $T=1500 \text{ К}$ мәнінде $T=2208 \text{ К}$ температура мәндері бөлінеді. Жану камерасындағы бастапқы температура додеканның жану процесіне айтарлықтай әсер ететіндігін температураның мәні 900 К-нен 1500 К-ге дейін ұлғайғанда камерадағы максимал температураның мәні 2080 К-нен 2685 К-ге дейін артатындығымен дәлелдеуге болады.

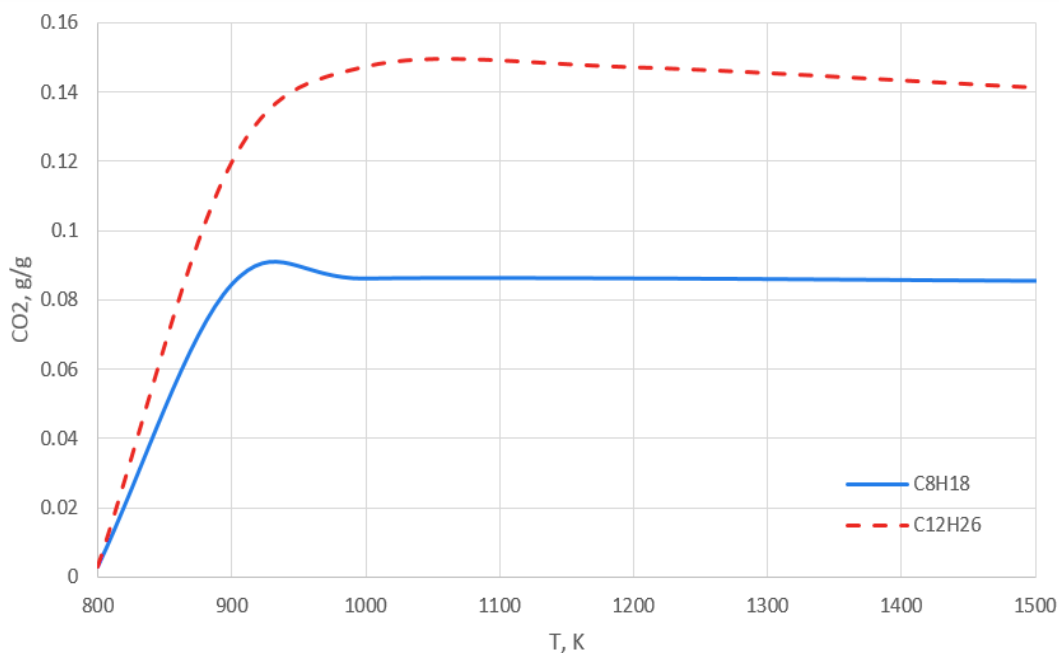


7-сурет – Жану камерасындағы газдың бастапқы температурасына қатысты отындардың максимал жану температурасының таралуы

8-суретте жану камерасындағы газдың бастапқы температурасына қатысты қарастырылып отырған екі отын түрлері үшін көмірқышқыл газының максимал концентрациясының таралуы бейнеленген. Додекан жанғанда түзілетін CO_2 газының концентрациясы бастапқы 1000 К температурада 0,148 г/г құрайды, ал 900 К температурада минимал 0,120 г/г мәнге тең болады.

Октанның жануы кезінде $T=900$ К температурада CO_2 концентрациясы едәуір артатындығы байқалады, яғни 0,085 г/г жетеді.

Келесі суреттерде октан мен додеканның тиімді температура мәнінде жану процесі мен түзілетін жану өнімдерінің таралуын зерттеу бойынша есептеу тәжірибелерінің нәтижелері келтірілген.



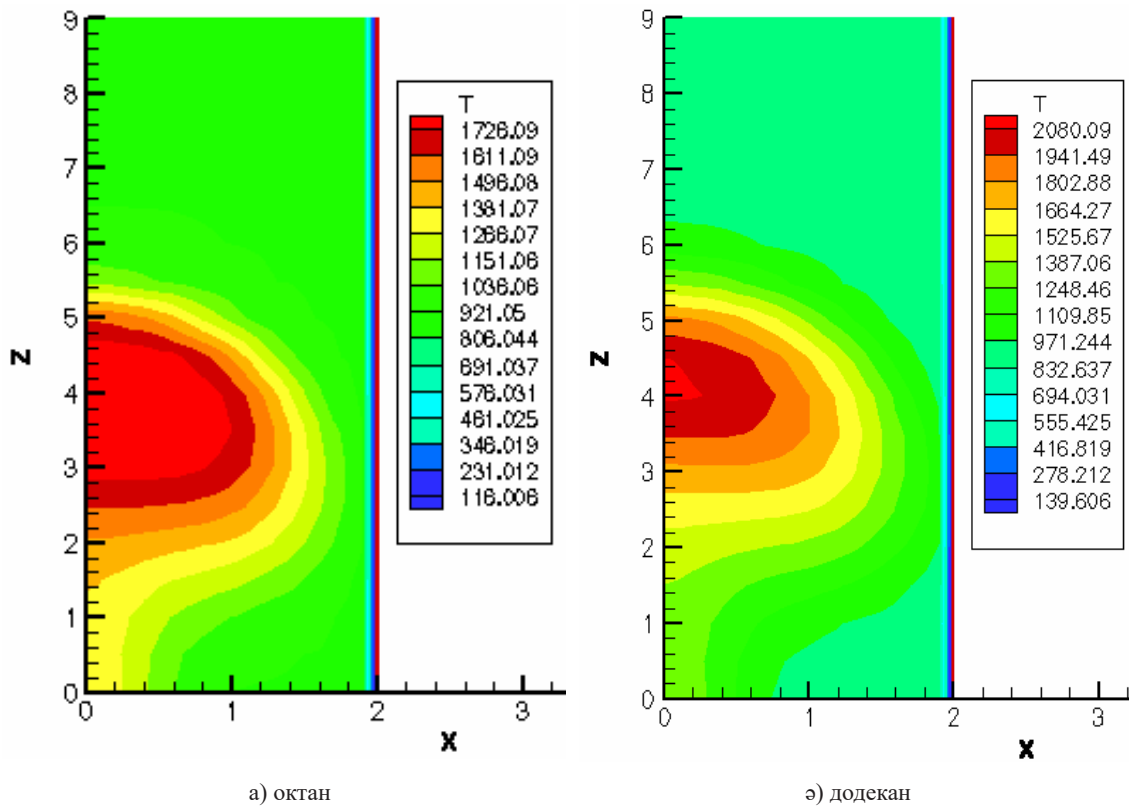
8-сурет – Жану камерасындағы газдың бастапқы температурасына қатысты түзілетін көмірқышқыл газының концентрациялары

9-суретте процестің $t=3$ мс уақыт мезетіндегі октан және додекан сұйық отындарының жануы нәтижесіндегі камера кеңістігіндегі температура профилдері келтірілген. Буланған отын тамшылары тотықтырғышпен араласқан соң қоспаның жылдамдығы артып, шапшаң жану процесі басталады. Алау аядросы жану камерасының ені бойымен үлкен ауданды қамтиды. Суретте көрсетілген температура профилдерін салыстыру арқылы октан тамшыларының жануы нәтижесіндегі ең жоғары температура мәні 1726 К, ал додеканның максимал жану температурасы 2080 К болатындығын көреміз. Осылайша додекан үшін температуралық алаудың мәні камера өсінде жоғары екендігін топшылауға болады.

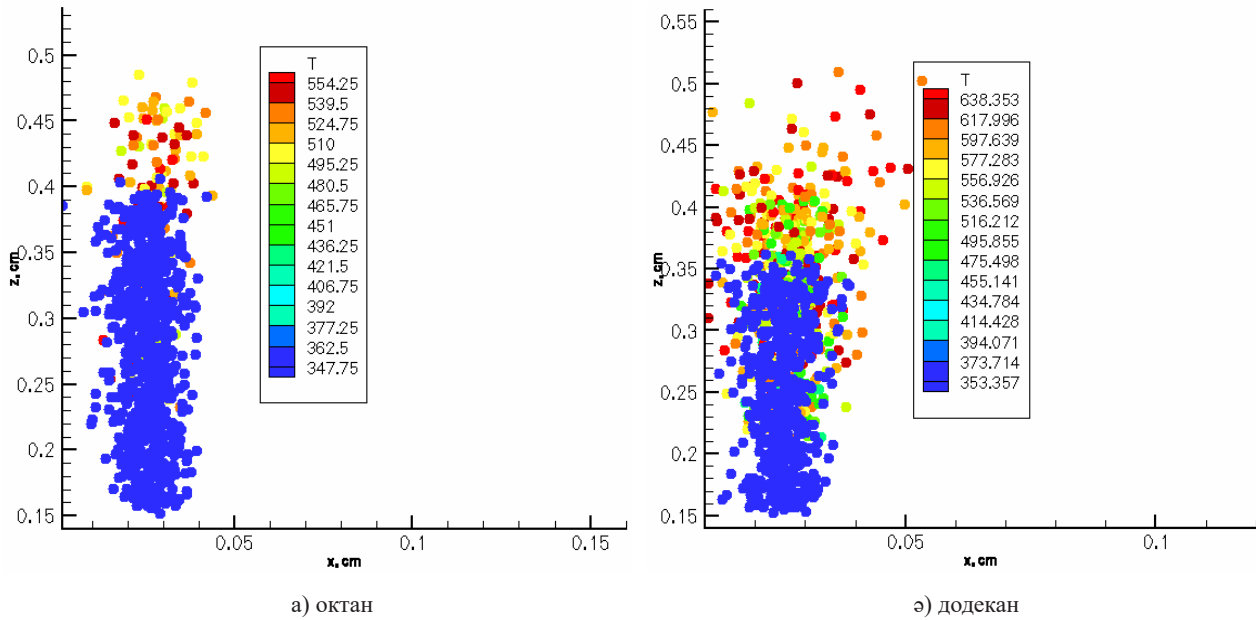
10-суретте тотықтырғыштың тиімді температура мәніндегі екі көмірсутекті сұйық отын (октан және додекан) тамшыларының меншікті температурасы бойынша дисперсиясы бейнеленген. $t=3$

мс уақыт мезетінде октанның жану процесінде температурасы төмен тамшылардың камераның төменгі бөлігіне шоғырлануы байқалады. Октан тамшыларының ең жоғарғы температурасы 554 К-ге (9 а сурет), ал додекан тамшылары үшін аталған шама 638 К-ге тең болды (9 ә сурет).

Жүргізілген есептеу тәжірибелерін, әрі октан мен додекан тамшыларының камера кеңістігіндегі дисперсиясын салыстыра отырып, төмендегідей қорытындыға келеміз: додекан тамшылары октан тамшыларына қарағанда камера биіктігімен жоғары көтеріледі, яғни 3 мс уақыт мезетінде октан тамшылары 0,49 см-ге, ал додекан тамшылары 0,52 см-ге дейін таралады. Екі отын тамшылары жану камерасының барша көлемінде бірыңғай үлеседі. Отынның жоғары беттік керілу сипатының болуына байланысты додекан тамшыларының температурасы октанға қарағанда едәуір жоғары мәнді иеленеді.



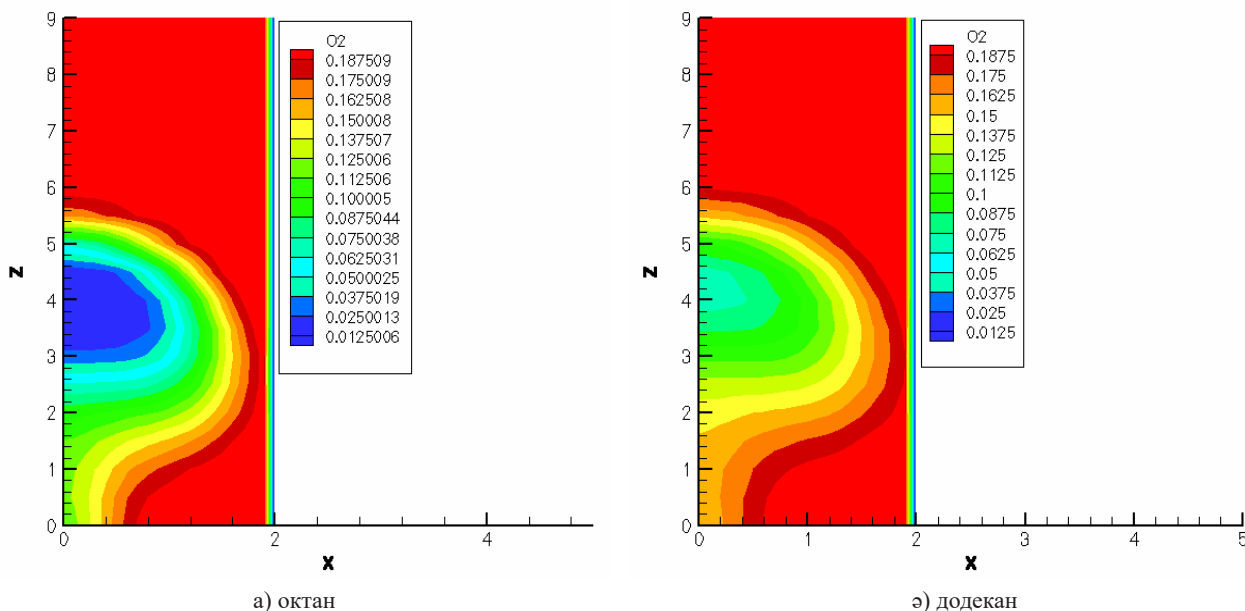
9-сурет – $t = 3$ мс жану режиміндегі октан мен додеканның температура профильдері



10-сурет – $t=3$ мс уақыттағы модельдік жану камерасындағы октан және додекан тамшыларының меншікті температурасы бойынша дисперсиясы

11-суретте камерадағы газдың 900 К-ге тең тиімді температура мәніндегі қос отын түрінің жануы барысындағы оттегінің тұтынылатын концентрациясының таралуы көрсетілген. Октан мен додеканның жану процесіндегі оттегінің таралу сипатын талдай отырып, камераның жалпы көлемінде газдың айтарлықтай жоғары концентрацияда шоғырланғандығын көруге болады. Октан мен додекан тамшылары жану камерасының көлемінде бірдей мөлшерде оттегін тұтынатындығы белгілі болды, яғни, атап айтсақ, оның мәні 0,1875 г/г құрайды. Дегенмен камераның өсіндегі температуралық алау ядросында тотықтырғыш аз шығындалады:

октанның жануы барысындағы оттегінің O_2 ең аз концентрациясы 0,013 г/г тең болса, додекан үшін 0,05 г/г-ға тең тотықтырғыштың салыстырмалы концентрациясы түзіледі. Октан тамшылары камераның 2,9 – 4,8 см тең биіктігінде тотықтырғышпен ең көп әсерлеседі. Додекан тамшылары үшін камераның 3,8 см-ден 4,6 см-ге дейінгі биіктігінде оттегінің максимал концентрациясы шығындалады. Жүргізілген есептеу тәжірибелерінің нәтижесінде қол жеткізілген деректерді талдау көрсеткендей, додекан тамшылары жанған уақытта температуралық алау ядросында оттегі ең көп тұтынылады деп айтуға болады.

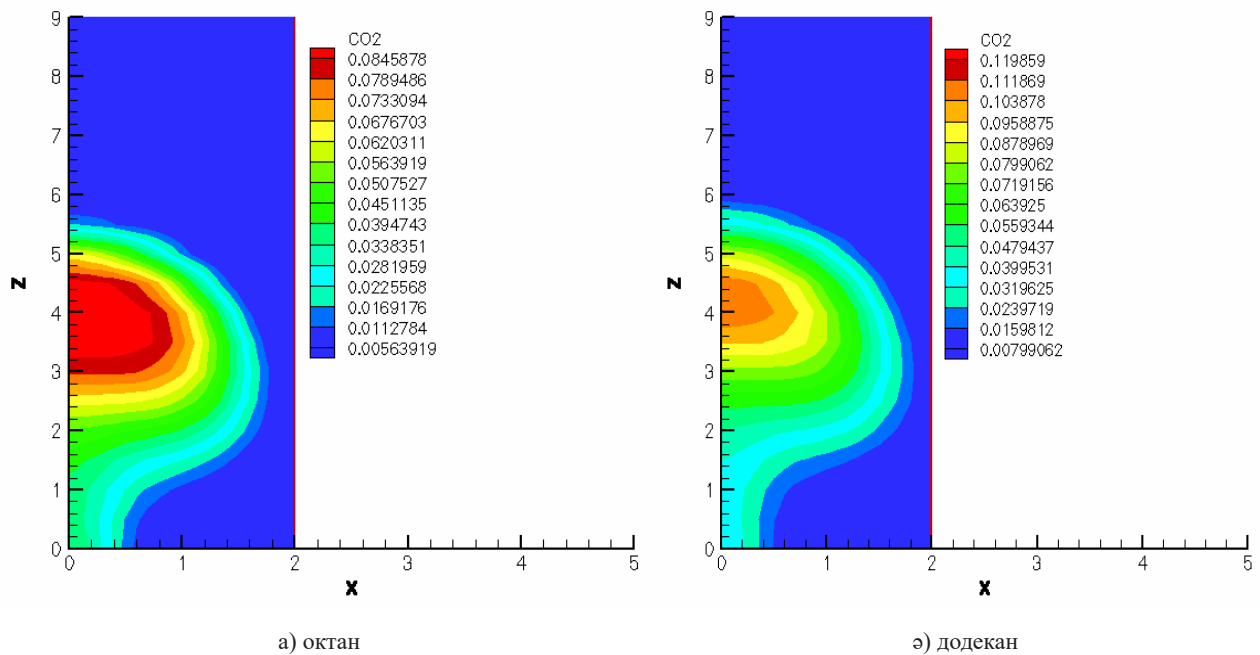


11-сурет – $t=3$ мс уақыт мәніндегі жану камерасының көлеміндегі тотықтырғыштың шығындалу графигі

12-суретте жану камерасындағы газдың 900 К-ге тең тиімді температура мәніндегі октан және додекан тамшыларының жануы нәтижесінде түзілетін көмірқышқыл газының концентрациясының таралу графиктері келтірілген.

Жоғарыда келтірілген модельдеу тәжірибелері нәтижесінде қол жеткізілген суреттерді талдай отырып, октанның жануы барысындағы көмірқышқыл газының ең жоғары 0,085 г/г

мәні ағыстың өсінде түзіледі деп айтуға болады. Ал додекан үшін камераның өсіндегі көмертегінің қос тотығының концентрациясы 0,104 г/г дейін жетеді. Қос отын түрі үшін аталған парникті газдардың концентрациялары жану камерасының шығыс бөлігінде монотонды кеміп, өзінің минимумына жетеді. 900 К бастапқы газ температурасына сәйкес октанның жануы кезіндегі CO_2 мөлшері 0,006 г/г, ал додекан үшін 0,008 г/г құрайды.



12-сурет – $t=3$ мс уақыт мәніндегі CO_2 концентрациясының таралуы

Қорытынды

Бұл жұмыста цилиндрлік жану камерасындағы бастапқы газ температурасының екі түрлі сұйық отындардың (октан және додекан) тұтану, жану және булану процестеріне әсері дербес туындылы дифференциалдық теңдеулерді шешу арқылы компьютерлік модельденді. Жұмыста сұйық отындардың негізгі сипаттамалары мен бүрку әдістері бейнеленді, отынды инжекторлы бүркуге негізделген жүйелерде қолданылатын арнайы құрылғылардың түрлері баяндалды.

Жұмыста есептеуіш тәжірибелер сұйық отындардың дисперсиясы мен жануын ескеретін жылу және масса тасымалының дифференциалдық теңдеулері мен сұйық тамшыларын бүрку негізіндегі сандық модель арқылы жүзеге асырылды.

Жүргізілген есептеу тәжірибелерінің нәтижесінде төмендегідей қорытынды жасалынды.

Жану камерасындағы газдың бастапқы температурасының өзгерісінің октан және додекан тамшыларының бүрку және жану процестеріне ықпалын зерттеу нәтижесі көрсеткендей, қос отын үшін тотықтырғыштың тиімді температура

мәні 900 К-ге тең болды. Аталған температурада жану камерасындағы отын-ауалы қоспаның температурасы октан үшін 1726 К, ал додекан үшін 2080 К-ді құрады. Сәйкесінше, қос отын тамшыларының меншікті температуралары 554 К (октан) және 638 К (додекан) тең болды, яғни берілген температура мәнінде сұйық отын интенсивті түрде тотықтырғышпен араласып, булана бастайды және жану камерасындағы температуралық алау жоғары деңгейге дейін қыздырылып, жылу алмасу процесі қарқындайды.

Жұмыста компьютерлік модельдеу тәжірибелерін жүзеге асыру нәтижесінде қол жеткізілген оңтайлы параметрлерді іштен жану қозғалтқыштарының жану камераларын Еуро-стандарттарға сай жобалауда, ондағы жану процесін оңтайландыруда және жылу машиналарында жүзеге асатын технологиялық процестерге негіз болатын құбылыстарды терең түсінуге қолдануға болады.

Жұмыста жүргізілген зерттеулер Қазақстан Республикасының Ғылым және жоғарғы білім министрлігінің қаржылай қолдауымен №AP14870834 жүзеге асырылды.

Әдебиеттер

- 1 Befrui B, Corbinelli G, D’Onofrio M Varble D. GDI multi-hole injector internal flow and spray analysis. SAE Technical Paper 2011;8;1-11. <https://doi.org/10.4271/2011-01-1211>
- 2 Desjardins O, Pitsch H A spectrally refined interface approach for simulating multiphase flows. *Journal of Computational Physics* 2009;228;1658–1677. <https://doi.org/10.1016/j.jcp.2008.11.005>
- 3 Lee S, Park S Spray atomization characteristics of a GDI injector equipped with a group-hole nozzle. *Fuel* 2014;137;50-59. <https://doi.org/10.1016/j.fuel.2014.07.063>
- 4 Wang L, Wang F, Fang T Flash boiling hollow cone spray from a GDI injector under different conditions. *International Journal of Multiphase Flow* 2019;118;50-63. <https://doi.org/10.1016/j.ijmultiphaseflow.2019.05.009>
- 5 Gavaises M, et al. A cavitation aggressiveness index within the Reynolds averaged Navier Stokes methodology for cavitating flows. *Journal of Hydrodynamics, Ser. B.* 2015;27;579-586. [https://doi.org/10.1016/S1001-6058\(15\)60519-4](https://doi.org/10.1016/S1001-6058(15)60519-4)
- 6 Gorokhovski M, Helie J, Muhammad MK Computational methodology for non-evaporating spray in quiescent chamber using Large Eddy Simulation. *International Journal of Multiphase Flow* 2018;102;102-118. <https://doi.org/10.1016/j.ijmultiphaseflow.2018.01.025>
- 7 Guo H, et al. Numerical investigation on flashing jet behaviors of single-hole GDI injector. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 2019;130;50-59. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2018.10.088>
- 8 Askarova A, et al. 3D modelling of heat and mass transfer processes during the combustion of liquid fuel. *Bulgarian Chemical Communications* 2016;48;229-235.
- 9 Armas O, et al. Impact of Gas To Liquid and diesel fuels on the engine cold start. *Fuel* 2017;203;298-307. <https://doi.org/10.1016/j.fuel.2017.04.116>
- 10 Gorokhovski M, Herrmann M Modeling primary atomization. *Annual Review of Fluid Mechanics* 2008;40;343-366. <https://doi.org/10.1146/annurev.fluid.40.111406.102200>
- 11 Gorokhovski M The stochastic Lagrangian model of drop breakup in the computation of liquid sprays. *Atomization and Sprays* 2001;1;169-176. <http://dx.doi.org/10.1615/AtomizSpr.v11.i5.20>
- 12 Amsden AA, O’Rourke PJ, Butler TD KIVA-II: A computer program for chemically reactive flows with sprays. Los Alamos, 1989, 160 p.
- 13 Yang SL, Siow YK, Teo CY, Hanjalic K A KIVA code with Reynolds-stress model for engine flow simulation. *Energy* 2005;30;427-445. <https://doi.org/10.1016/j.energy.2004.09.004>
- 14 Gao D, Morley NB, Dhir V Numerical simulation of wavy falling film flow using vof method. *Journal of Computational Physics* 2003;192;624-642. <https://doi.org/10.1016/j.jcp.2003.07.013>
- 15 Huang J, Zhao X Numerical simulations of atomization and evaporation in liquid jet flows. *International Journal of Multiphase Flow* 2019;119;180-193. <https://doi.org/10.1016/j.ijmultiphaseflow.2019.07.018>
- 16 Park S, et al. Numerical simulation of high-pressure gas atomization of two-phase flow: Effect of gas pressure on droplet size distribution. *Advanced Powder Technology* 2019;30;2726-2732. <https://doi.org/10.1016/j.appt.2019.08.019>
- 17 Salvador FJ, et al. Analysis on the effects of turbulent inflow conditions on spray primary atomization in the near-field by direct numerical simulation. *International Journal of Multiphase Flow* 2018;102;49-63. <https://doi.org/10.1016/j.ijmultiphaseflow.2018.01.019>
- 18 Shao Ch, et al. Detailed numerical simulation of swirling primary atomization using a mass conservative level set method. *International Journal of Multiphase Flow* 2017;89;57-68. <https://doi.org/10.1016/j.ijmultiphaseflow.2016.10.010>
- 19 Askarova AS, et al. Investigation of various types of liquid fuel atomization and combustion processes at high turbulence. *Journal of Engineering and Applied Sciences* 2018;13;4054–4064.
- 20 Askarova AS, et al. Numerical simulation of the oxidant’s temperature and influence on the liquid fuel combustion processes at high pressures. *Journal of Engineering and Applied Sciences* 2015;10;90–95.
- 21 Bolegenova S, et al. Statistical modeling of spray formation, combustion, and evaporation of liquid fuel droplets. *Physical Sciences and Technology* 2022;9;69-82. <https://doi.org/10.26577/phst.2022.v9.i2.09>
- 22 Ospanova Sh, et al. Simulation of non-isothermal liquid sprays under large-scale turbulence. *Physical Sciences and Technology* 2021;8;28-40. <https://doi.org/10.26577/phst.2021.v8.i2.04>
- 23 Bolegenova S, et al. Investigation of the droplet dispersion influence on the atomization of liquid fuel processes in view of large-scale structures formation. *Recent Contributions to Physics* 2022;80;75-86. <https://doi.org/10.26577/RCPH.2022.v80.i1.09>

Л.А. Алексеева Институт математики МОН РК, Казахстан, г. Алматы
e-mail: alexeeva47@mail.ru**БИКВАТЕРНИОННОЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЕ УРАВНЕНИЙ
ДИРАКА И БИСПИНОРНЫХ ПОЛЕЙ**

Здесь строятся и исследуются решения бикватернионного представления системы уравнений Дирака, известных уравнений квантовой механики, которые используются для описания элементарных частиц, спиноров и спинорных полей. Уравнения Дирака относятся к классическим уравнениям теоретической физики и достаточно хорошо изучены. Бикватернионная форма системы уравнений Дирака, которая является ее обобщением и содержит эти уравнения как частный случай, исследована гораздо меньше в работах немногих авторов и в основном связана с групповым анализом этих уравнений или построением частных решений. Работы, связанные с построением фундаментальных решений этих уравнений и на их основе общих решений, как в данной работе, автору неизвестны. Рассмотрены нестационарные и гармонические по времени биспиноры и биспинорные поля в бикватернионном представлении. Эти решения биволнового уравнения Дирака позволяют исследовать трансформацию электрических и гравимагнитных зарядов и токов при воздействии статических внешних электро-гравимагнитных полей и описать порождаемые ими электро-гравимагнитные поля, а также могут найти много полезных приложений при изучении ЭГМ-излучателей самой разной природы и формы. Это может найти много полезных приложений при изучении ЭГМ-излучателей самой разной природы и формы.

Ключевые слова: алгебра, бикватернион, биградиент, биволновое уравнение, уравнение Дирака.

L.A. Alexeyeva

Institute of Mathematics of the Ministry of Education
and Science of the Republic of Kazakhstan, Kazakhstan, Almaty
e-mail: alexeeva47@mail.ru**Biquaternion representation
of the Dirac equations and bispinor fields**

Solutions of the biquaternion representation of the Dirac system of equations, the well-known equations of quantum mechanics, which are used to describe elementary particles, spinors and spinor fields, are constructed and investigated here. The Dirac equations belong to the classical equations of theoretical physics and are quite well studied. The biquaternionic form of the Dirac system of equations, which is its generalization and contains these equations as a special case, has been studied much less in the works of few authors and is mainly related to the group analysis of these equations or the construction of partial solutions. Works related to the construction of fundamental solutions of these equations and general solutions based on them, as in this work, are unknown to the author. Nonstationary and time-harmonic bispinors and bispinor fields in biquaternion representation are considered. These solutions of the Dirac bi-wave equation allow us to study the transformation of electric and gravimagnetic charges and currents under the influence of static external electro-gravimagnetic fields and describe the electro-gravimagnetic fields generated by them, and can also find many useful applications in the study of EGM emitters of very different nature and shape. This can find many useful applications when studying EGM emitters of very different nature and shape.

Key words: algebra, biquaternion, bi-gradient, bi-wave equation, dirac equation.

Л.А. Алексеева

ҚР БҒМ Математика институты, Қазақстан, Алматы қ.
e-mail: alexeeva47@mail.ru

Дирак теңделерінің бикватерниондық көрсетуі және биспинор ерістері

Мұнда қарапайым бөлшектерді, спинорларды және спинорлық өрістерді сипаттау үшін қолданылатын Дирак теңдеулер жүйесінің, кванттық механиканың белгілі теңдеулерінің бикватернионды бейнелеу шешімдері құрылады және зерттеледі. Дирак теңдеулері Теориялық физиканың классикалық теңдеулеріне жатады және жақсы зерттелген. Дирак теңдеулер жүйесінің екі жақты формасы, оны жалпылау болып табылады және осы теңдеулерді ерекше жағдай ретінде қамтиды, аз авторлардың еңбектерінде әлдеқайда аз зерттелген және негізінен осы теңдеулерді топтық талдаумен немесе нақты шешімдерді құрумен байланысты. Осы теңдеулердің іргелі шешімдерін құруға және олардың негізінде жалпы шешімдерге байланысты жұмыстар, осы жұмыстағыдай, авторға белгісіз. Бикватерниондық көріністе стационарлық емес және гармоникалық уақыт биспинорлары мен биспинорлық өрістер қарастырылады. Дирак биволн теңдеуінің бұл шешімдері статикалық сыртқы электро-гравимагниттік өрістерге ұшыраған кезде электр және гравимагниттік зарядтар мен токтардың трансформациясын зерттеуге және олар тудыратын электро-гравимагниттік өрістерді сипаттауға мүмкіндік береді, сонымен қатар өртүрлі табиғат пен пішіндегі ЭГМ эмитенттерін зерттеуде көптеген пайдалы қолданбаларды таба алады. Бұл өртүрлі табиғат пен пішіндегі ЭГМ эмитенттерін зерттеу кезінде көптеген пайдалы қолданбаларды таба алады.

Түйін сөздер: алгебра, бикватернион, биоградиент, биволн теңдеуі, Дирак теңдеуі.

Введение

В работах [1-4] разработана бикватернионная модель электрогравимагнитного поля и ЭГМ взаимодействий. В основе ее бикватернионные обобщения систем уравнений Максвелла и Дирака, которые имеют вид бикватернионных волновых уравнений на пространстве Минковского.

Здесь строятся и исследуются решения бикватернионного представления уравнений Дирака. Известно, что эти уравнения квантовой механики используются для описания элементарных частиц, спиноров и спинорных полей [5]. Рассмотрены как нестационарные, так и гармонические по времени и статические спинорные поля в бикватернионном представлении.

1 Алгебра бикватернионов. Поскольку алгебра бикватернионов не очень известна, дадим вначале несколько определений, чтобы не отсылать читателя к [1].

Пространство бикватернионов $B(\mathbf{M}) = \{\mathbf{F} = f + F\}$ – это пространство гиперкомплексных чисел, где f – комплексное число, F – трехмерный вектор с комплексными компонентами:

$$F = F_1 e_1 + F_2 e_2 + F_3 e_3,$$

e_1, e_2, e_3 – орты декартовой системы координат в R^3 , $e_0 = 1$. Это линейное пространство со сложением (+) : для $\forall a, b$ - комплексных чисел

$$a\mathbf{F} + b\mathbf{G} = a(f + F) + b(g + G) = (af + bg) + (aF + bG),$$

и с известной операцией кватернионного умножения (\circ):

$$\mathbf{F} \circ \mathbf{G} = (f + F) \circ (g + G) = (fg - (F, G)) + (fG + gF + [F, G]) \tag{1}$$

Здесь и далее $(F, G) = \sum_{j=1}^3 F_j G_j$ – скалярное

произведение F и G , $[F, G] = \sum_{j=1}^3 \varepsilon_{jkl} F_j G_k e_l$ – их

векторное произведение, ε_{jkl} – псевдотензор

Леви-Чивита, δ_{jk} – символ Кронекера. Алгебра бикватернионов некоммутативна, поскольку

$$\mathbf{F} \circ \mathbf{G} - \mathbf{G} \circ \mathbf{F} = 2[G, F],$$

но ассоциативна:

$$\mathbf{F} \circ \mathbf{G} \circ \mathbf{H} = (\mathbf{F} \circ \mathbf{G}) \circ \mathbf{H} = \mathbf{F} \circ (\mathbf{G} \circ \mathbf{H}) \quad (3)$$

В [1] подробно рассмотрены свойства бикватернионов и даны ряд определений. Перечислим некоторые из них.

Бикватернионы коммутируют, т.е.

$$\mathbf{F} \circ \mathbf{G} = \mathbf{G} \circ \mathbf{F},$$

только если их векторные части параллельны: $\mathbf{G} \parallel \mathbf{F}$, – либо хотя бы одна из них равна нулю (один из них – скаляр).

Определение 1. Скалярным произведением бикватернионов $\mathbf{F}_1, \mathbf{F}_2$ назовем билинейную операцию $(\mathbf{F}_1, \mathbf{F}_2) = f_1 f_2 + (F_1, F_2)$.

Определение 2. Нормой бикватерниона \mathbf{F} назовем скалярную величину

$$\|\mathbf{F}\| = \sqrt{(\mathbf{F}, \bar{\mathbf{F}})} = \sqrt{f \cdot \bar{f} + (F, \bar{F})} = \sqrt{|f|^2 + \|F\|^2}.$$

Определение 3. Псевдонормой бикватерниона \mathbf{F} назовем величину

$$\langle \mathbf{F} \rangle = \sqrt{f \cdot \bar{f} - (F, \bar{F})} = \sqrt{|f|^2 - \|F\|^2} \quad (4)$$

Легко доказывается

Теорема 1. При известном \mathbf{F} и \mathbf{B} линейные бикватернионные уравнения вида

$$\mathbf{F} \circ \mathbf{G} = \mathbf{B} \quad \text{или} \quad \mathbf{G} \circ \mathbf{F} = \mathbf{B} \quad (6)$$

имеют единственное решение $\mathbf{G} = \mathbf{F}^{-1} \circ \mathbf{B}$ или $\mathbf{G} = \mathbf{B} \circ \mathbf{F}^{-1}$ соответственно, если $(\mathbf{F}, \mathbf{F}) \neq 0$.

2. Биградиенты и биволновые уравнения.

Введем функциональное пространство бикватернионов

$$\mathbf{B}(\mathbf{M}) = \{\mathbf{F}(\tau, x) = f(\tau, x) + F(\tau, x)\},$$

где f – комплекснозначные функции на пространстве Минковского

$$\mathbf{M} = \{(\tau, x), \tau \in R^1, x \in R^3\},$$

а F – трехмерная вектор-функция с комплексными компонентами ($F = F_1 + iF_2$),

f и F – локально интегрируемы и дифференцируемы на \mathbf{M} .

Определение 5. Взаимные биградиенты – это дифференциальные бикватернионные операторы вида:

$$\nabla^+ = \partial_\tau + i\nabla, \quad \nabla^- = \partial_\tau - i\nabla,$$

где $\nabla = \text{grad} = (\partial_1, \partial_2, \partial_3)$. Их действие на $\mathbf{B}(\mathbf{M})$ определено согласно правилу умножения в алгебре кватернионов:

$$\begin{aligned} \nabla^\pm \mathbf{F} &= (\partial_\tau \pm i\nabla) \circ (f + F) = \\ &= (\partial_\tau f \mp i(\nabla, F) \pm i\nabla f \pm \partial_\tau F \pm i[\nabla, F]), \end{aligned}$$

где $(\nabla, F) = \text{div } F$, $[\nabla, F] = \text{rot } F$ (везде в двойных знаках подразумеваются знаки верхние либо нижние).

Их суперпозиция обладает замечательным свойством, которое легко доказать.

Лемма 1.

$$\nabla^- (\nabla^+ \mathbf{F}) = \nabla^+ (\nabla^- \mathbf{F}) = (\nabla^- \circ \nabla^+) \mathbf{F} = \square \mathbf{F},$$

где \square – волновой оператор (даламбертиан):

$$\square = \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} - \Delta,$$

Δ -- оператор Лапласа (лапласиан).

Используя ее легко решать дифференциальные уравнения вида:

$$\nabla^\pm \mathbf{K} = \mathbf{G}(\tau, x). \quad (19)$$

которые называем биволновыми. Его решения и свойства инвариантности относительно преобразований Лоренца подробно рассмотрены в [4].

3. Матрицы Дирака. Биволновое уравнение (19) можно записать в матричном виде:

$$\sum_{j=0}^3 D_{m,j}^\pm k_j = g_m, \quad m, j = 0, 1, 2, 3 \quad (23)$$

где $k_0 = k$, $g_0 = g$, $k_j = K_j$, $g_j = G_j$, $j = 1, 2, 3$;

D_{mj}^\pm -- компоненты матриц D^\pm (соответственно знаку), которые имеют вид:

$$D^+ = D = \left\{ \begin{array}{cccc} \partial_\tau & -i\partial_1 & -i\partial_2 & -i\partial_3 \\ i\partial_1 & \partial_\tau & -i\partial_3 & i\partial_2 \\ i\partial_2 & i\partial_3 & \partial_\tau & -i\partial_1 \\ i\partial_3 & -i\partial_2 & i\partial_1 & \partial_\tau \end{array} \right\}, \quad (24)$$

$$D^- = \bar{D} = \left\{ \begin{array}{cccc} \partial_\tau & i\partial_1 & i\partial_2 & i\partial_3 \\ -i\partial_1 & \partial_\tau & i\partial_3 & -i\partial_2 \\ -i\partial_2 & -i\partial_3 & \partial_\tau & i\partial_1 \\ -i\partial_3 & i\partial_2 & -i\partial_1 & \partial_\tau \end{array} \right\}$$

Легко проверить, что их суперпозиция удовлетворяют соотношению:

$$\sum_{j=0}^3 D_{mj} D_{jl} = \delta_{ml}, \quad j, m, l = 0, 1, 2, 3, \quad (25)$$

где δ_{ml} – символ Кронекера. Покажем, что (24) – это дифференциальные матричные операторы Дирака, которые именно таким свойством обладают. Для этого представим D в матричном виде: $D = \sum_{j=0}^3 D^j \partial_j$, где матрицы

D^j имеют следующие компоненты:

$$D^0 = I, \quad D^1 = \left\{ \begin{array}{cccc} 0 & -i & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & i \\ 0 & 0 & -i & 0 \end{array} \right\},$$

$$D^2 = \left\{ \begin{array}{cccc} 0 & 0 & -i & 0 \\ 0 & 0 & 0 & i \\ i & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -i & 0 & 0 \end{array} \right\},$$

$$D^3 = \left\{ \begin{array}{cccc} 0 & 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & -i & 0 \\ 0 & i & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 & 0 \end{array} \right\}$$

Здесь I – единичная матрица $\{4 \times 4\}$. Как видим, это четырехмерные матрицы Дирака, составленные из двухмерных матриц Паули:

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \pm i & 0 \\ 0 & \mp i \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 & \pm i \\ \pm i & 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 & \pm i \\ \mp i & 0 \end{pmatrix}$$

Все они унитарные. А их свойство (25) имеет простую для вычислений бикватернионную форму:

$$\nabla^\mp \nabla^\pm = \nabla^\pm \nabla^\mp = \square.$$

4. Бикватернионное представление уравнения Дирака. Рассмотрим уравнение вида:

$$(\nabla^\pm + m)\mathbf{B} = \mathbf{F}, \quad (27)$$

где m – константа, вообще говоря, комплексная. В силу матричных свойств биградиента, это уравнение можно назвать *неоднородным уравнением Дирака (УД)* в бикватернионной форме, а дифференциальные операторы:

$$\mathbf{D}_m^+ = \nabla^+ + m, \quad \mathbf{D}_m^- = \nabla^- + m,$$

назовем *биградиентным представлением матричных операторов Дирака*.

Простым вычислением легко показать, что их суперпозиция коммутативна и обладает следующим полезным свойством.

Лемма 2.

$$\mathbf{D}_m^+ \mathbf{D}_m^- = \mathbf{D}_m^- \mathbf{D}_m^+ = \square + m^2 + 2m\partial_\tau,$$

$$\mathbf{D}_{im}^+ \mathbf{D}_{im}^- = \mathbf{D}_{im}^- \mathbf{D}_{im}^+ = \square - m^2 + 2im\partial_\tau$$

Определим *свертку* двух бикватернионов как выражение вида:

$$\mathbf{A}(\tau, x) * \mathbf{B}(\tau, x) = a * b - \sum_{i,j,l=1}^3 (A_j * B_j) + \sum_{i,j,l=1}^3 (a * A_j) e_j + (b * B_j) e_j + \varepsilon_{ijl} (A_i * B_j) e_l$$

где в скобках стоят обычные свертки обобщенных функций [7]. Легко видеть, что

здесь объединены операции бикватернионного умножения и функциональная свертка.

Теорема 2. *Общее решение уравнения Дирака (27) можно представить в виде*

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}^0 + (\nabla^{\mp} + m) \circ (\mathbf{F} * \psi^m), \quad (28)$$

где $\mathbf{B}^0(\tau, x)$ решение однородного уравнения (26) при $\mathbf{F} = 0$, $\psi^m(\tau, x)$ -- фундаментальное решение уравнения:

$$\square \psi^m + m^2 \psi^m + 2m \partial_{\tau} \psi^m = \delta(\tau) \delta(x) \quad (29)$$

Доказательство: В силу линейности уравнения, достаточно доказать утверждение для второго слагаемого в формуле (28). Подставим его в уравнение Дирака (27) и, используя условия теоремы и лемму 1, получим

$$\begin{aligned} (\nabla^{\pm} + m) \circ (\nabla^{\mp} + m) \circ (\mathbf{F} * \psi^m) &= \\ &= (\square + 2m \partial_{\tau} + m^2) (\mathbf{F} * \psi^m) = \\ &= \mathbf{F} * (\square \psi^m + 2m \partial_{\tau} \psi^m + m^2 \psi^m) = \\ &= \mathbf{F} * \delta(\tau) \delta(x) = \mathbf{F} \end{aligned}$$

Здесь мы воспользовались известными свойствами свертки с производными и дельта-функцией [7].

Очевидно, в силу линейности уравнения, любое решение можно представить в виде (28). Из этой теоремы легко получим следствие, которое сформулируем тоже в виде теоремы.

Теорема 3. *Решение уравнения Дирака вида*

$$(\nabla^{\pm} + i\rho) \mathbf{B} = \mathbf{F} \quad (30)$$

можно представить в виде:

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}^0 + (\nabla^{\mp} + i\rho) \circ (\mathbf{F} * \psi^{i\rho}) \quad (31)$$

где $\mathbf{B}^0(\tau, x)$ решение однородного уравнения

$$(\nabla^{\pm} + i\rho) \mathbf{B}^0 = 0 \quad (32)$$

а $\psi^{i\rho}$ -- фундаментальное решение уравнения:

$$\square \psi^{i\rho} - \rho^2 \psi^{i\rho} + 2i\rho \partial_{\tau} \psi^{i\rho} = \delta(\tau) \delta(x) \quad (33)$$

Последнее уравнение в левой части, помимо оператора Клейна-Гордона-Фока ($\square - \rho^2$), содержит первую производную по времени с комплексной единицей, подобный аналогичному члену в уравнении Шредингера, поэтому уравнение (при любом комплексном m) вида

$$(\square + m^2 + 2m \partial_{\tau}) u(\tau, x) = f(\tau, x) \quad (34)$$

назовем уравнением Клейна-Гордона-Фока-Шредингера (КГФСШ-уравнением).

Интересно, что появление этого дополнительного члена в уравнение Клейна-Гордона-Фока значительно упрощает вид фундаментального решения (29) и (32), в сравнении с фундаментальным решением уравнения Клейна-Гордона-Фока, которое известно [5].

5. Обобщенные решения КГФСШ – уравнения. Скалярные потенциалы спинорных полей. Построим решение уравнения (34). Для этого определим вначале фундаментальное решение (29).

Теорема 4. *Фундаментальные решения КГФСШ – уравнения имеют вид:*

$$\begin{aligned} \psi^m(\tau, x) &= \frac{e^{-m\|x\|}}{4\pi\|x\|} (a H(\tau) \delta(\tau - \|x\|)) + \\ &+ \frac{e^{-m\|x\|}}{4\pi\|x\|} ((1-a) H(-\tau) \delta(\tau + \|x\|)) + \psi_0^m \end{aligned}$$

где $\delta(\tau \pm \|x\|)$ – простые слои на конусах $\|x\| = \pm \tau$; $H(\tau)$ - функция Хевисайда, a – произвольная константа, $\psi_0^m(\tau, x)$ – решение однородного КГФСШ-уравнения (при $f = 0$)

Доказательство. Для доказательства формулы теоремы используем преобразование Фурье обобщенных функций. Далее переменные

Фурье, соответствующие (τ, x) обозначаем (ω, ξ) соответственно. Из (29) следует, что преобразование Фурье по времени функции ψ^m , которое обозначим $F_t[\psi^m]$, является фундаментальным решением уравнения Гельмгольца:

$$\{\Delta - k^2\} F_t[\psi^m] + \delta(x) = 0, \quad k = i\omega - m,$$

которое, с точностью до решения однородного уравнения, можно представить в виде [7]:

$$F_t[\psi^m] = \frac{1}{4\pi\|x\|} \left(ae^{-k\|x\|} + (1-a)e^{k\|x\|} \right),$$

где a – произвольная константа. Следовательно

$$F_t[\psi^m] = \frac{ae^{(i\omega-m)\|x\|}}{4\pi\|x\|} + \frac{(1-a)e^{-(i\omega-m)\|x\|}}{4\pi\|x\|}. \quad (35)$$

Отсюда, используя свойства преобразования Фурье, при обратном преобразовании по ω получим формулу теоремы, где носитель первого слагаемого в формуле теоремы – расширяющаяся в R^3 с единичной скоростью сфера радиуса $\tau > 0$, а носитель второго слагаемого – сужающаяся с той же скоростью сфера радиуса $\|x\| = -\tau$, $\tau < 0$. Ч.т.д.

При решении задачи Коши для этого уравнения используют фундаментальное решение с носителем на положительной полуоси времени $\tau \geq 0$:

$$\psi^m = \frac{e^{-m\|x\|}}{4\pi\|x\|} \delta(\tau - \|x\|). \quad (36)$$

Если $m = i\rho$, – чисто мнимое число, то

$$\psi^m = \frac{e^{-i\rho\|x\|}}{4\pi\|x\|} \delta(\tau - \|x\|) \quad (37)$$

Как видим, здесь плотностью простого слоя на световом конусе является хорошо известное фундаментальное решение уравнения Гельмгольца с волновым числом ρ .

Решения однородного КГФШ-уравнения.
Построим решения однородного КГФШ-уравнения:

$$(\square + m^2 + 2m\partial_\tau)u(\tau, x) = 0 \quad (38)$$

используя преобразование Фурье (ПФ) обобщенных функций и его свойства. В пространстве ПФ из (38) имеем:

$$\begin{aligned} (\|\xi\|^2 - \omega^2 + m^2 - 2im\omega)F_{\omega, \xi}[u(\tau, x)] = \\ = (\|\xi\|^2 - (\omega + im)^2)u^*(\omega, \xi) = 0 \end{aligned} \quad (39)$$

где обозначаем $u^*(\omega, \xi) = F_{\omega, \xi}[u(\tau, x)]$ – полное ПФ по τ, x .

Если $\text{Re } m \neq 0$, тогда $\|\xi\|^2 - (\omega + im)^2 \neq 0$ при $\forall \xi \in R^3$. В этом случае это уравнение имеет только тривиальное нулевое решение: $u^* = 0$. Однако при чисто мнимом $m = i\rho$ уравнение (39) имеет бесчисленное множество решений вида:

$$u^*(\omega, \xi) = \phi(\omega, \xi) \delta(\|\xi\|^2 - (\omega - \rho)^2) \quad (40)$$

где $\phi(\omega, \xi)$ – плотность простого слоя – произвольно заданная функция на конусах $\|\xi\| = |\omega - \rho|$. Вычислим оригинал функции. Опуская промежуточные выкладки, получим:

$$\begin{aligned} u(\tau, x) &= \frac{1}{(2\pi)^4} \times \\ &\times \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \int_{\|\xi\|=|\omega-\rho|} \phi(\omega, \xi) e^{-i((\xi, x) + \omega\tau)} dS(\xi) = \\ &= \frac{e^{-i\rho\tau}}{(2\pi)^4} \int_{R^3} \phi(\rho + \|\xi\|, \xi) e^{-i(\tau\|\xi\| + (\xi, x))} dV(\xi) + \\ &+ \frac{e^{-i\rho\tau}}{(2\pi)^4} \int_{R^3} \phi(\rho - \|\xi\|, \xi) e^{-i((\xi, x) - \tau\|\xi\|)} dV(\xi) \end{aligned}$$

Здесь $dS(\xi)$ – дифференциал площади поверхности сферы радиуса, указанного под знаком соответствующего интеграла. Из этой формулы, в силу произвольности $\phi(\omega, \xi)$, запишем представление скалярных потенциалов спиноров.

Теорема 5. Если $\text{Re } m \neq 0$, то однородное КГФШ – уравнение при $\tau \geq 0$ имеет только единственное нулевое решение. Если $\text{Re } m = 0, m = i\rho$, существуют ненулевые решения (скалярные потенциалы), которые могут быть представлены в виде

$$\psi_\rho(\tau, x) = e^{-i\rho\tau} \int_{R^3} f(\xi) e^{i((\xi, x) \pm \|\xi\|\tau)} dV(\xi), \quad (41)$$

где $\forall f(\xi) \in L_1(R^3)$, либо в виде суммы решений подобного вида.

6. Бикватернионное представление спинорных полей. Рассмотрим бикватернионные решения однородного уравнения Дирака:

$$(\nabla^\pm + i\rho)\mathbf{S} = 0. \quad (42)$$

В квантовой механике их называют спинорами или биспинорами (с.175 [5]). В частном случае решение вида:

$$\begin{aligned} \Psi_\rho^\mp(\tau, x) &= (\nabla^\mp + i\rho)\psi_\rho = \\ &= i\rho\psi_\rho + \partial_\tau\psi_\rho \pm i \text{grad}\psi_\rho \end{aligned} \quad (43)$$

назовем биспинором скалярного поля $\psi_\rho(\tau, x)$.

Верна следующая

Теорема 6. Решение уравнения Дирака (42) при мнимом $m = i\rho$ можно представить в виде свертки

$$\mathbf{S} = (\nabla^\mp + i\rho)(\psi_\rho * \mathbf{C}), \quad (44)$$

где $\mathbf{C}(\tau, x)$ – произвольный бикватернион, а ψ_ρ – решение однородного КГФШ-уравнения:

$$\square\psi_\rho + 2i\rho \partial_\tau\psi_\rho - \rho^2\psi_\rho = 0 \quad (45)$$

либо представимо в виде суммы решений по добного вида.

Доказательство. Подставляя (43) в (42), с учетом (33) и (45), получим

$$\begin{aligned} (\nabla^\pm + i\rho)\mathbf{S}(\tau, x) &= (\nabla^\pm + i\rho)(\nabla^\mp + i\rho)(\psi_\rho * \mathbf{C}) = \\ &= (\square\psi_\rho + 2i\rho \partial_\tau\psi_\rho - \rho^2\psi_\rho) * \mathbf{C}(\tau, x) = 0 \end{aligned}$$

(соответственно верхнему или нижнему знакам).
Обратно, если \mathbf{S} – решение УД (42), тогда

$$\begin{aligned} (\square + m^2 + 2m\partial_\tau)\mathbf{S} &= (\nabla^\mp + m)(\nabla^\pm + m)\mathbf{S} = \\ &= (\nabla^\mp - m)\mathbf{S} = 0 \end{aligned}$$

Т.е. и скалярная часть и компоненты векторной части \mathbf{S} являются решением однородного КГФШ-уравнения. Следовательно, \mathbf{S} можно представить в виде суммы решений вида (43).

Поскольку определяющим в биспиноре (43) является скалярная волновая функция $\psi_\rho(\tau, x)$, ее можно называть скалярным потенциалом биспинорного \mathbf{C} -поля.

Используя его, общее решение однородного УД можно представить в виде свертки:

$$\mathbf{S} = \Psi_\rho^\mp(\tau, x) * \mathbf{C}(\tau, x), \quad (45)$$

где $\mathbf{C}(\tau, x)$ – произвольный бикватернион, допускающий эту свертку. Последнее зависит от свойств скалярного потенциала ψ_ρ , вид которого дает теорема 5.

При вычислении, используя свойства дифференцирования свертки, производные можно перебрасывать на компоненты $\mathbf{C}(\tau, x)$, когда это удобно.

7. Скалярные гармонические потенциалы биспиноров. Рассмотрим скалярный потенциал биспинора (41). Заметим, что под интегралом стоят две плоские гармонические волны:

$$\varphi_\xi^\pm(\tau, x) = e^{i((\xi, x) - (\rho \pm \|\xi\|)\tau)} \quad (46)$$

которые сами являются решения КГФШ-уравнения (38). Волновой вектор ξ определяет

направление движения волны, длина которой равна $\lambda = 2\pi / \|\xi\|$, частота $\omega = \left| \left(\rho \pm \|\xi\| \right) \right|$, период $T = 2\pi / \left| \rho \pm \|\xi\| \right|$. В зависимости от знака, одна из них *сверхзвуковая* ($V > 1$), а другая *дозвуковая* ($V < 1$), т.к. фазовая скорость движения волны

$$V = 1 \pm \frac{\rho}{\|\xi\|}.$$

При $\|\xi\| \rightarrow \infty$, $\omega \rightarrow \infty$, $V \rightarrow 1 \pm 0$. При $\|\xi\| = |\rho|$ скорости $V = 2; 0$, а частоты соответственно $\omega = 2\rho; 0$. Биспиноры, порождаемые этими гармоническими волнами, имеют вид:

$$\left(\nabla^{\mp} + i\rho \right) \varphi_{\xi}^{\pm}(\tau, x) = \pm \left(i\|\xi\| + \xi \right) \varphi_{\xi}^{\pm}.$$

Определение. Назовем *гармоническими биспинорами* бикватернионы \mathbf{S}_{ξ}^{\pm} вида:

$$\mathbf{S}_{\xi}^{\pm}(\tau, x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(i + \frac{\xi}{\|\xi\|} \right) \varphi_{\xi}^{\pm}(\tau, x) \quad (46)$$

Заметим, что их норма и псевдонорма соответственно равны:

$$\|\mathbf{S}_{\xi}^{\pm}\| = 1, \langle \mathbf{S}_{\xi}^{\pm} \rangle = 0.$$

Используя гармонические биспиноры и формулу (42), получим *бикватернионное представление биспиноров* \mathbf{C} -поля через гармонические биспиноры.

Теорема 7. *Биспиноры \mathbf{C} -поля – это решения уравнений Дирака, которые в бикватернионной форме имеют вид (42), где ρ – действительное число, и их можно представить в виде бикватернионной свертки*

$$\mathbf{S} = \mathbf{C}(\tau, x) * \mathbf{S}_{\xi}^{\pm}(\tau, x), \quad (48)$$

либо

$$\mathbf{S} = \mathbf{C}(\tau, x) * \int_{R^3} f(\xi) \mathbf{S}_{\xi}^{\pm}(\tau, x) dV(\xi) \quad , \quad (49)$$

где $\forall f(\xi) \in L_1(R^3)$, \mathbf{S}_{ξ}^{\pm} – гармонические биспиноры вида (46), либо в виде линейной комбинации таких спинорных полей.

8. Стационарные решения уравнения Дирака. Рассмотрим также важный для приложений класс решений уравнения Дирака вида

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}(x) e^{-i\omega\tau},$$

которые описывают гармонические колебания с частотой ω . Предполагается, что правая часть (27) имеет ту же структуру: $\mathbf{F} = \mathbf{F}(x) e^{-i\omega\tau}$. Тогда для комплексных амплитуд получим уравнение, которое приводится к виду:

$$\left(\nabla_{\omega}^{\pm} + \rho \right) \mathbf{B} = \mathbf{F}, \quad (50)$$

где $\nabla_{\omega}^{\pm} = \omega \pm \nabla$, ρ – действительное число. Решения соответствующего однородного уравнения назовем *ω -спинорами*.

Также прямым вычислением доказывается лемма.

Лемма 3.

$$\begin{aligned} \left(\nabla_{\omega}^{\pm} + \rho \right) \left(\nabla_{\omega}^{\mp} + \rho \right) &= (\omega + \rho + \nabla) (\omega + \rho - \nabla) = \\ &= (\omega + \rho)^2 + \Delta \end{aligned}$$

На ее основе аналогично, как в нестационарном случае, доказывается теорема.

Теорема 8. *Комплексные амплитуды ω -спиноров можно представить в виде суммы бикватернионов:*

$$\mathbf{B} = \left(\nabla_{\omega}^{\mp} + \rho \right) (\chi * \mathbf{F}) + \mathbf{S}^{\omega} \quad (51)$$

где χ – фундаментальное решение уравнения Гельмгольца:

$$\Delta\chi + k^2\chi = \delta(x), \quad k = |\omega + \rho|, \quad (52)$$

которое имеет вид:

$$\chi = -\frac{1}{4\pi\|x\|} (ae^{k\|x\|} + (1-a)e^{-k\|x\|}), \quad (53)$$

где $\forall a$ - комплексное число, а \mathbf{S}^ω - решение однородного стационарного уравнения Дирака

$$(\nabla_\omega^\pm + \rho)\mathbf{S}^\omega = 0 \quad (54)$$

которое можно представить в виде:

$$\mathbf{S}^\omega = (\nabla_\omega^\mp + \rho)(\chi_0 * \mathbf{G}(x)), \quad (55)$$

где χ_0 - решение уравнения Гельмгольца:

$$\Delta\chi_0 + k^2\chi_0 = 0, \quad (56)$$

а $\mathbf{G}(x)$ - произвольный бикватернион, допускающий свертку (55).

Решения уравнения Гельмгольца хорошо изучены в сферической и декартовой системах координат. Дадим декартово представление решений (56), подобно выше рассмотренным для однородного КГФШ-уравнения.

Гармонические ω -спиноры. Используя преобразования Фурье по x из (56) получим

$$\begin{aligned} (\|\xi\|^2 - k^2)\chi_0^*(\xi) &= 0 \Rightarrow \\ \chi_0^* &= g(\xi)\delta(\|\xi\|^2 - k^2) \Rightarrow \\ \chi_0(x) &= \frac{1}{(2\pi)^3} \int_{\|\xi\|=k} g(\xi) e^{-i(\xi,x)} dS(\xi) = \\ &= \frac{k^2}{(2\pi)^3} \int_{\|e\|=1} g(ke) e^{-ik(e,x)} dS(e) = \\ &= \int_{\|e\|=1} p(e) e^{-ik(e,x)} dS(e). \end{aligned}$$

Откуда следует

$$\chi_0(x) = \int_{\|e\|=1} p(e) e^{-ik(e,x)} dS(e)$$

где $p(e)$ - любая заданная и интегрируемая на единичной сфере функция.

Гармонические ω -спиноры имеют вид:

$$\begin{aligned} \Psi_0^\omega(x, e) &= \frac{1}{k\sqrt{2}} (\nabla_\omega^\mp + \rho) e^{-ik(e,x)} = \\ &= \frac{1}{k\sqrt{2}} (\omega + \rho - ike) e^{-ik(e,x)}, \end{aligned} \quad (57)$$

$$\|\Psi_0^\omega\| = 1, \quad \langle \Psi_0^\omega \rangle = 0.$$

Здесь $k = |\omega + \rho|$ - волновое число ω -спинора e - направление его поляризации.

Через них также можно представить комплексные амплитуды ω -спиноров.

Теорема 8.2. Решения стационарных УД (49) для комплексных амплитуд - ω -спиноры - можно представить в виде свертки бикватернионов:

$$\mathbf{S}^\omega = \mathbf{G}(x) * \Psi_0^\omega(x, e) \quad (58)$$

либо

$$\mathbf{S}^\omega = \mathbf{G}(x) * \int_{\|e\|=1} g(e) \Psi_0^\omega(x, e) dS(e). \quad (59)$$

где $\forall g(e) \in L_1(S_e), S_e = \{e \in R^3 : \|e\| = 1\}$,

$\Psi_0^\omega(\tau, x)$ -элементарные спиноры вида (57).

Статические биспиноры получим при $\omega = 0$.

$$\begin{aligned} \Psi_0^0(x, e) &= \frac{1}{|\rho|\sqrt{2}} (\nabla_0^\mp + \rho) e^{-i|\rho|(e,x)} = \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} (\text{sgn } \rho - ie) e^{-i|\rho|(e,x)} \end{aligned}$$

Формулы теоремы 7 при этом сохраняют вид, т.к. $k = |\rho| \neq 0$.

Формула (58) определяет неоднородные поляризованные вдоль вектора e гармонические

ω -спинорные поля, амплитуда и фаза колебаний которых зависит от бикватернионного \mathbf{G} -поля.

Формула (59) – бикватернионное представление неориентированных гармонических ω -спинорных полей, амплитуда и фаза колебаний которых в каждой точке также определяется бикватернионом \mathbf{G} -поля.

Заключение

Уравнения Дирака относятся к классическим уравнениям теоретической физики и достаточно хорошо изучены. Бикватернионная форма системы уравнений Дирака, которая является ее обобщением и содержит эти уравнения как частный случай, исследована гораздо меньше в

работах немногих авторов и в основном связана с групповым анализом этих уравнений или построением частных решений [8-15]. Работы, связанные с построением фундаментальных решений этих уравнений и на их основе общих решений, как в данной работе, автору неизвестны.

Биволновое уравнение Дирака, как показано в [3], позволяет исследовать трансформацию электрических и гравимагнитных зарядов и токов при воздействии статических внешних электро-гравимагнитных полей и описать порождаемые ими электро-гравимагнитные поля. Это может найти много полезных приложений при изучении ЭГМ-излучателей самой разной природы и формы.

Литература

1. Alexeyeva L.A. Biquaternions algebra and its applications by solving of some theoretical physics equations// Clifford Analysis, Clifford Algebras and their Applications, 2012, V. 7, No 1, 19-39.
2. Alexeyeva L.A. Biquaternionic model of electro-gravimagnetic field, charges and currents. Law of inertia// Journal of modern physics, 2016, V.7, No 5, 435–444, <http://dx.doi.org/10.4236/jmp.2016.750459>
3. Alexeyeva L. A. Biquaternionic Form of Laws of Electro-Gravimagnetic Charges and Currents Interactions// Journal of Modern Physics, 2016, V.7, No11, 1351–1358, <http://dx.doi.org/10.4236/jmp.2016.711121>
4. Lyudmila Alexeyeva. Relativistic Formulae for the Biquaternionic Model of Electro-Gravimagnetic Charges and Currents // Journal of Modern Physics.-2017.- 8.-P.1043-1052, <https://doi.org/10.4236/jmp.2017.87066>
5. Математическая энциклопедия. Москва: Советская энциклопедия, 1979, Том 2.
6. Alexeyeva L.A. Differential algebra of biquaternions. Dirac equations and its generalized solutions – In the book “ Progress in analysis”.- Moscow.-2013.- Proceedings of the 8th Congress of ISAAC (Moscow, Aug 22-27, 2011), 153-161.
7. Владимиров В.С. Обобщенные функции в математической физике -М: «Наука», 1979, 318 с.
8. Rodrigues, W. A., Jr., Capelas de Oliveira E. Dirac and Maxwell equations in the Clifford and spinClifford bundles// Int. Journal of Theoretical Physics, 29 (1990), 397–412.
9. Finkelstein D., Jauch J. M., Schiminovich S., Speiser D. Foundations of quaternion quantum mechanics//J. Math. Phys., 3 (1992), 207–220.
10. Adler S. L. Quaternionic quantum mechanics and quantum fields – New York: Oxford University Press, 1995.
11. De Leo S., Rodrigues Jr. W. A. Quaternionic quantum mechanics: from complex to complexified quaternions// Int. J. Theor. Phys. , 36 (1997), 2725–2757.
12. Ефремов А.П. Кватернионы: алгебра, геометрия и физические теории// Гиперкомплексные числа в геометрии и физике, 1 (2004), №1, 111-127.
13. Acevedo M., Lopez-Bonilla J. , Sanchez-Meraz M. Quaternions, Maxwell Equations and Lorentz Transformations//Apeiron, 12 (2005), No. 4 , 371.
14. Марчук Н.Г. Уравнения теории поля и алгебры Клиффорда – Москва-Ижевск, 2009, 362 с.

Ю.П. Захаров Институт Лазерной Физики (ИЛФ) СО РАН, Россия, г. Новосибирск
e-mail: ki1z@mail.ru

ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ С ОБЛАКАМИ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ ГЕНЕРАЦИИ КВАЗИСФЕРИЧЕСКИХ БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНЫХ УДАРНЫХ ВОЛН В КОСМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ НА ОСНОВЕ РАСЧЕТОВ МЕТОДОМ ЧАСТИЦ (ИОНОВ) ПО ГИБРИДНОЙ МОДЕЛИ

В данной статье представлены результаты расчетов методом частиц (ионов) по Гибридной Модели (Вшивкова и Дудниковой), для определения требуемых параметров планируемых модельных экспериментов на КИ-1 ИЛФ, по генерации квази-сферических Бесстолкновительных Ударных Волн (БУВ), впервые при инъекции сферических Облаков Лазерной Плазмы (ОЛП) в замагниченную Фооновую Плазму (ФП), на крупномасштабном высоко-вакуумном стенде КИ-1 (камера $\varnothing 120$ см, длиной $L = 5$ м), снабженном CO_2 -Лазером (энергия до кДж, длина волны 10 мкм), импульсным источником Фона (с концентрацией до $n_e \sim 10^{14}$ см $^{-3}$ и \varnothing до ~ 100 см, при L_x до $2 \div 3$ м в центре камеры). Предварительные результаты расчетов (из более, чем 30÷40 вариантов) показывают, что это возможно только при достижении энергии ОЛП до $E_0 \approx 40 \div 50$ Дж (в сравнение с имеющейся $E_0 \approx 25 \div 30$ Дж, при скорости разлета фронта $V_0 = 100$ км/с, на пороге плазмообразования). При этом, будет возможно формирование квази-сферических БУВ, с различием в степени сжатия Фона в максимуме БУВ: как 1,7 (под углом $\theta = 90^\circ$, к магнитному полю B_0) и близкое к нему 1,3 (при $\theta = 45^\circ$), а также, заметное различие в числах Альфвена-Маха фронта БУВ: как M_{Af} до ≈ 7 (для 90°) и $M_{Af} \approx 2 \div 3$ (для 45°). В запланированных модельных опытах с квази-сферическими БУВ, найденный режим их генерации, сможет обеспечить существенно более адекватные условия для исследования процессов бесстолкновительного взаимодействия ОЛП с Фоном, за счет вихревых электрических E_ϕ -полей (генерируемых при вытеснении B_0 -поля), по модели Магнитного Ламинарного Механизма (МЛМ).

Ключевые слова: лазерная и фооновая плазма, магнитное поле, бесстолкновительное взаимодействие, сферические Ударные Волны, моделирование космических волн, стенд КИ-1, импульсные CO_2 -лазеры.

Yu.P. Zakharov

Institute of Laser Physics (ILP) SB RAS, Russia, Novosibirsk
e-mail: ki1z@mail.ru

Setting up experiments with laser plasma clouds to simulate the generation of quasi-spherical collisionless shock waves in cosmic plasma, based on calculations by the particle (ion) method using a hybrid model

The given paper is devoted to the calculations (by Hybrid model of Vshivkov and Dudnikova) for solving the problem of laboratory simulative experiment on the generation of quasi-spherical Collisionless Shock in magnetized Background Plasma (BP), by injection into BP a spherical Laser-Produced Cloud (LPC), at the large-scale KI-1 facility of ILP, with the CO_2 -laser (1 kJ energy, at length 10 μm) vacuum chamber ($\varnothing 120$ cm and length $L = 5$ m), supplied by BP-source for producing background with the density up to $n_e \sim 10^{14}$ cm $^{-3}$ in the region with $\varnothing \sim 100$ cm and length L_x up to $2 \div 3$ m in the middle of chamber. Preliminary data of simulation for the collisionless MLM-interaction between LPC and BP, show that such Shock could generate only if the LPC-energy E_0 should be risen up from its today level (25 J) to the new need one – $40 \div 50$ J. For this required level of E_0 , the BP-density n_e -compressions in Shock are 1,7 (at angle 90° relative to magnetic field B_0) and 1,3 (at angle 45°), while the relevant front velocity (Alfven-Mach ones) of shocks for these directions would be more different, as $M_{Af} \approx 7$ and $M_{Af} \approx 2 \div 3$. Therefore, in such conditions we could study more in details, the role of curl electric E_ϕ -field (generated

due to magnetic field B_0 exclusion) for the Magnetic Laminar Model (MLM) of the collisionless interaction between LPC and BP.

Key words: Laser-produced and background plasmas, magnetic field, collisionless interaction, spherical shocks, simulation of plasma waves in space, KI-1 facility, pulsed CO_2 -lasers.

Ю.П. Захаров

Ғылым академиясының лазерлік физика институты (Илф), Ресей, Новосибирск қ.
e-mail: ki1z@mail.ru

Гибридті модель бойынша бөлшектер (иондар) әдісімен есептеулер негізінде ғарыштық плазмадағы квази-сфералық соқтығыспайтын соққы толқындарын генерациялау процестерін модельдеу үшін лазерлік плазма бұлттарымен эксперименттер жасау

Бұл мақалада магниттелген фондық плазмаға лазерлік плазманың (ALP) сфералық бұлттарын иньекциялау кезінде алғаш рет квази-сфералық соқтығыспайтын соққы толқындарын (BUV) генерациялау бойынша КИ-1 ИЛФ-те жоспарланған модельдік эксперименттердің қажетті параметрлерін анықтау үшін гибридті модель (Бичов және Анудникова) бойынша бөлшектер (иондар) әдісімен есептеу нәтижелері келтірілген (КИ-1 ірі-масштабты жоғары вакуумды стендіде ($\varnothing 120$ см, ұзындығы $L = 5$ м), CO_2 -лазермен (қДж-ға дейінгі энергия, 10 мкм толқын ұзындығы), импульстік Фон көзімен ($N^* \sim 10^{14}$ см $^{-3}$ -ке дейінгі концентрациямен және ~ 100 см, l^* кезінде камераның ортасында $2 \div 3$ м дейін). Есептеулердің алдын-ала нәтижелері (30-дан астам) СТН 40 варианттар) бұл ALP энергиясы $E_0 \approx 40$ дейін жеткенде ғана мүмкін болатындығын көрсетеді 50 Дж (қолда бар $E_0 \approx 25$ СТН 30 Дж, фронттың ұшу жылдамдығымен $v_0 = 100$ км/с, плазманың пайда болу шегінде). Бұл жағдайда квази-сфералық БУВ қалыптастыру мүмкін болады, бұл максимумындағы фонның қысылу дәрежесінің айырмашылығы: 1,7 ретінде (бұрышта) масса=900, магнит өрісіне қарай B_0) және оған жақын 1,3 (кезінде масса=450), сондай-ақ БУВ майданының Альфвен-Мах сандарындағы елеулі айырмашылық: МАФ-тен ≈ 7 -ге дейін (900 үшін) және МАФ ≈ 2 -ге дейін 3 (450 үшін). Квази-сфералық БУВ-мен жоспарланған модельдік тәжірибелерде оларды генерациялаудың табылған режимі магниттік ламинарлық механизм моделі (МЛМ) бойынша құйынды электр өнімділік өрістерінің (B_0 -өрістіесыстыру кезінде пайда болатын) есебінен Альпі-нің фонмен соқтығыспайтын өзара іс-қимыл процестерін зерттеу үшін едәуір барабар жағдайларды қамтамасыз ете алады).

Түйін сөздер: лазерлік және фондық плазма, магнит өрісі, соқтығыспайтын өзара әрекеттесу, сфералық соққы толқындары, ғарыштық толқындарды модельдеу, КИ -1 стенді, импульстік CO_2 лазерлері.

Введение

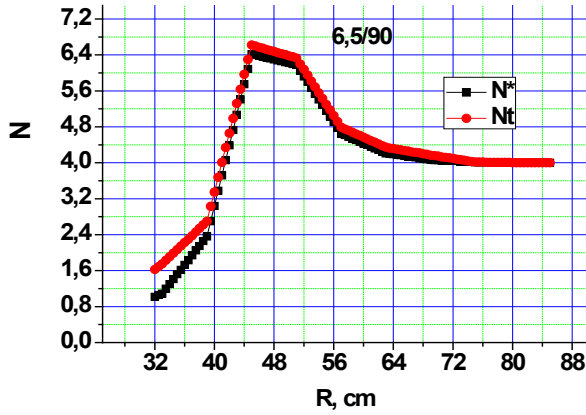
На лазерном модельном стенде КИ-1 (Космические Исследования – 1), с 80^х годов успешно реализуется [1-2] программа экспериментов с квази-сферическими Облаками Лазерной Плазмы (ОЛП), по моделированию процессов бесстолкновительного взаимодействия (на масштабе $R_* \ll L_{\text{coll}}$) между потоками космической плазмы в магнитном поле B_0 . В первую очередь, для проверки модели [3] Магнитного Ламинарного Механизма (МЛМ) взаимодействия, разработанной во ВНИИЭФ (Саров). На основе этих опытов, в дальнейшем впервые были реализованы условия (эффективная энергия ОЛП [4] до $E_c \sim 1$ кДж) и впервые проведены эксперименты [4-7] по формированию Бесстолкновительных Ударных Волн (БУВ) на масштабе $R \sim 1$ м. В настоящее время на КИ-1, за счет применения симметричной (4 луча [8] с вершин тетраэдра) схемы облучения шарика-

мишени $\varnothing \sim 1$ см (C_2H_4), была достигнута генерация близких к сферическим ОЛП, с кинетической энергией плазмы $E_0 \approx 25$ Дж, при скорости фронта $V_0 \approx 100$ км/с. В результате, появилась уникальная возможность по формированию и исследованию квази-сферических БУВ, характерных для взрывов Сверхновых [2].

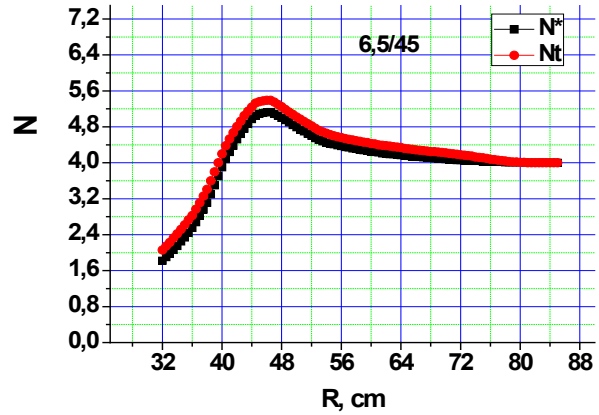
Модельные расчеты по Гибридной Модели. Для анализа возможной постановки таких экспериментов, была проведена серия расчетов по гибриднему 2D-коду Вшивкова-Дудниковой [9-11], который был проверен, путем сравнения с расчетами ВНИИЭФ [3], при близких значениях критериев подобия задачи: число Альфвена-Маха ($Ma \approx 10$, по V_0) и т.н. МЛМ-параметр ($\delta = R_*^2/R_L R_{L*} \approx 2 \div 3$). Здесь $R_* = (3N_c/4\pi n_*)^{1/3}$ – радиус диамагнитной каверны облака в фоне, а n_* -его концентрация, N_c – полное число электронов в облаке, а R_L и R_{L*} – Ларморовские радиусы ионов облака и фона (по скорости V_0). Проведенные расчеты по БУВ-эффектам сжатия поля

(и фона- n_*), по этому коду [9-11], показали (по данным вдоль 90° и 45°), относительно V_0 , (Рисунок 1а,б), что при энергии ОЛП в $40 \div 50$ Дж (при $Ma \approx 6 \div 7$ и $\delta \approx 0,3 \div 0,9$), возможна реализация режимов МЛМ-взаимодействия, с формированием близкой к сферической БУВ. При этом, учитываемые в расчетах ионы углерода (C^{+3} и C^{+4} , пере-

носящие основную часть энергии ОЛП), слабо тормозятся на масштабе каверны R_* и, распространяясь впереди возмущения фона, могут заметно исказить профиль самой БУВ (Рис. 1б), что может существенно усложнить анализ зондовых данных в ходе планируемых на КИ-1 новых экспериментов по БУВ.



а



б

Рисунок 1 – Плотность фона N^* , в ед. 10^{13}см^{-3} :

а – Профили N^* БУВ в Фоне с числом $Ma^* \approx$ до 7 в 2^x -направлениях (здесь $\theta = 90^\circ$ в момент $t=6,5 \text{мкс}$ (N_t – полная концентрация, б – Данные расчетов по модели [9])

Профиль полной концентрации N_t (верхняя кривая – красные кружки, Фон+ОЛП), в тот же момент ($\theta = 45^\circ$).

Особенности процессов энерго-обмена Облака Плазмы с Фоном при их взаимодействии за счет МЛМ.

Исходя из классической работы по МЛМ [3], для конечной энергии $W_{*\infty}$, набранной Фоном на масштабе каверны R_* , в виде:

$$W_{*\infty}/W_0 = 0,5(R_*^2/R_L R_L^*) * I \quad (1)$$

(с интегралом $I=0,7$) и общего определения начальной энергии Облака, как:

$$W_0 = 0,3(M/Z) * N_e m_p V_0^2 \quad (2)$$

(m_p – масса протона и M/Z – масса и заряд ионов Облака), энергию Фона $W_{*\infty}$ (1) можно переписать, как:

$$W_{*\infty} = 0,35 * \{[(R_*^2/R_L R_L^*)] * W_0\} \equiv = 0,35 \{[(R_*^2/R_L R_L^*)] * [0,3(M/Z) * N_e m_p V_0^2]\} \quad (3)$$

Здесь R_L и R_L^* – «направленные» (по скорости V_0) радиусы Лармора ионов Облака и Фона, равные $R_L = V_0(MC/ZeB_0)$ и $R_L^* = V_0(M_*C/Z_*eB_0)$, в магнитном поле B_0 . Тогда, после сокращения в (3) одинаковых членов (по V_0 и M/Z , в числителе и знаменателе) оказывается, что энергия набранная Фоном за счет МЛМ, может не зависеть ни от скорости V_0 Облака, ни от M/Z его ионов. Разумеется, что эти выводы необходимо будет проверить в дальнейших численных расчетах по Гибридной Модели.

Наконец, согласно (3), из-за перемножения членов R_*^2 ($\propto N_e^{2/3}$) и N_e (оба в числителе), оказывается, что очень важная для генерации БУВ полная энергия Фона (за счет МЛМ), имеет весьма сильную зависимость (Рисунок 3) от полного числа электронов N_e в Облаке, близкую к квадратичной. Также, согласно [3], сам МЛМ-параметр $\delta = R_*^2/R_L R_L^*$ сильно влияет на угловую зависимость интенсивности МЛМ-взаимодействия, т.е. возможную степень сферичности БУВ.

Заключение

Таким образом, результаты проведенных расчетов по Гибридной Модели [9-12] показывают, что при увеличении энергии сферического ОЛП до $E_0 \approx 40 \div 50$ Дж, возможна

генерация квази-сферической БУВ в фоне, за счет E_ϕ -полей МЛМ- взаимодействия на масштабе $2R_* \approx 40$ см.

Данная работа выполнена в рамках Проекта ГосЗадания ИЛФ СО РАН (на 2021-2025г.) №НИОКТР 121033100062-5

Литература

1. Антонов В.М., Башурин В.П., Захаров Ю.П. и др. Экспериментальное исследование бесстолкновительного взаимодействия сверхальфвеновских взаимопроникающих потоков плазмы // Журнал Прикладной Механики и Технической Физики.-1985.-№6.-С.3-10.
2. Zakharov Yu.P., Orishich A.M., Ponomarenko A.G., Posukh V.G., Snytnikov V.N. Laboratory simulation of collisionless coupling between Supernova Remnants and Magnetized Interstellar Medium. Proc. Joint Varena-Abastumani Int. School & Workshop on Plasma Astrophysics (Sukhumi, USSR, ESA SP-251, 1986) p.37-40.
3. Башурин В.П., Голубев А.И., Терехин В.А. О бесстолкновительном торможении ионизированного облака, разлетающегося в однородную замагниченную плазму // Журнал Прикладной Механики и Технической Физики.-1983.- №5.- С. 10-17.
4. Zakharov Yu.P., Ponomarenko A.G., Terekhin V.A., Antonov V.M., Boyarintsev E.L., Posukh V.G., Shaikhislamov I.F., et al. Large-Scale laboratory simulation of Space Collisionless Shock. In Proc. 6th Int. Symp. «Modern Problem of Laser Physics» (Novosibirsk, ILP, 2013, p.193-194).
5. Zakharov Yu.P., Ponomarenko A.G., Terekhin V.A., Antonov V.M., Posukh V.G., Shaikhislamov I.F., Generation of collisionless Shocks by Laser-Plasma piston in magnetized background: experiment-BUW, Plasma Phys. Technol., 1, №3, p. 163-165 (2014).
6. Захаров Ю.П., Пономаренко А.Г., Тищенко В.Н., Антонов В.М., Мелехов А. В., Посух В.Г., и др. Генерация сгустков лазерной плазмы с высокой эффективностью концентрации энергии для лабораторного моделирования Бесстолкновительных Ударных Волн в замагниченной космической плазме. // Квантовая Электроника, Т. 46, №5, с. 399-405 (2016).
7. Zakharov Yu.P., Ponomarenko A.G., Antonov V.M., Boyarintsev E.L., Vshivkov K.V., Melekhov A.V., Posukh V.G., Prokopov P.A., Terekhin V.A., Golubev A.I. Generation of Quasi-Perpendicular Collisionless Shocks by Laser-Produced Plasma to simulate the Effects of Super-Compression of the Earths Magnetosphere//J. Phys. Conf. Ser.,2017, #012078, 5 p.
8. Захаров Ю.П., Терехин В.А., Шайхисламов И.Ф., Посух В.Г., Трушин П.А., Чибранов А.А., и др. Создание сферических облаков лазерной плазмы для моделирования трехмерных эффектов динамики искусственных плазменных выбросов в околоземном космическом пространстве, Квантовая Электроника, Т. 52, № 2, с. 155-159 (2022).
9. Вшивков В.А., Дудникова Г.И., Захаров Ю.П., Оришич А.М. Генерация плазменных возмущений при бесстолкновительном взаимодействии сверхальфвеновских потоков. Препринт № 20-87 ИТПМ СО АН СССР. Новосибирск. 1986. 47 с.
10. Dudnikova G.I., Zakharov Yu.P., Orishich A.M., Ponomarenko A.G., Vshivkov V.A. Laboratory and computer simulations of wave generation processes in non-stationary astrophysical phenomena. Proc. Joint Varena-Abastumani Int. School & Workshop on Plasma Astrophysics (Telavi, USSR, ESA SP-311, 1990) p.191-194.
11. Vshivkov V.A., Dudnikova G.I. Kinetic-hydrodynamic models of the dynamics of interpenetrating plasma flows // Modeling in Mechanics. 1990. Vol.4 (21), N1. p. 93.
12. Захаров Ю.П., Пономаренко А.Г., Терехин В.А., Шайхисламов И.Ф., Дудникова Г.И., Вшивков В.А., и др. Лабораторное и численное моделирование Лазерной Плазмой взрывной генерации Бесстолкновительных Ударных Волн (БУВ) в замагниченном Фонe на основе модели Магнитного Ламинарного Механизма (МЛМ). Тезисы Конф. «Физика Плазмы в Солнечной Системе» (ИКИ, М., 2019 г.), с. 281.
13. Захаров Ю.П., Терехин В.А., Шайхисламов И.Ф., Посух В.Г. Постановка экспериментов с облаками лазерной плазмы для моделирования процессов генерации квази-сферических бесстолкновительных ударных волн в космической плазме. Там же (2023) с.415.
14. Захаров Ю.П. и др. Роль желобковой неустойчивости холловского типа при взаимодействии при взаимодействии лазерной и космической плазмы с магнитным полем. Физика Плазмы (2006), Т. 32, №3, с. 207.

Приложение

Обозначение, величина	Ед. Измер. Комментарии
0.0005 tau	Врем. Шаг, мкс
15 nb	Вар. Расч. и
25 im	Пар-ры сетки,
75 km	Число частиц Обл.
120000 jm	Магн.Поле/100Гс
0.5 h0	Конц.Фона/10 ¹³ см ⁻³
4.0 n0	Те Фона, эВ
10.0000 te0	*
0.0000 tff	*
1.0000 a3	* Геометр. Расч.
20.832 rm	* Сетки и Прочее
31.25 zm	*
15.0417 z2	Нач. Радиус, см
17.0417 z3	Числ.электр.Обл., 10 ¹⁸
0.0097 r0	СкоростьФр. ×69км/с
1.500 a	Доля Ионов С+3 и С+4 в Обл. (все с Н ⁺ =1)
1.45 vm	Аном. Коэфф. – g Переноса (~ 0,1)
0.25 c	
0.25 cc	
10.4167 z1	
0.0000 gk	Заряд и Масса Ионов
0.0000 gx	С+3 в Облаке
3.0000 c8	Заряд и Масса
12.0000 cmas	С+4
4.0000 c81	Заряд и Масса
12.0000 cmas1	Ионов Фона (Н+)
1.0000 cf	Расч. Шаг, см
1.0000 cmasf	Пар-р фронта Облака
0.500 dx	
0.2700 alpha	
<i>Alpha определяет фронт ОЛП [14]</i>	

Рисунок 1 - Параметры расчета

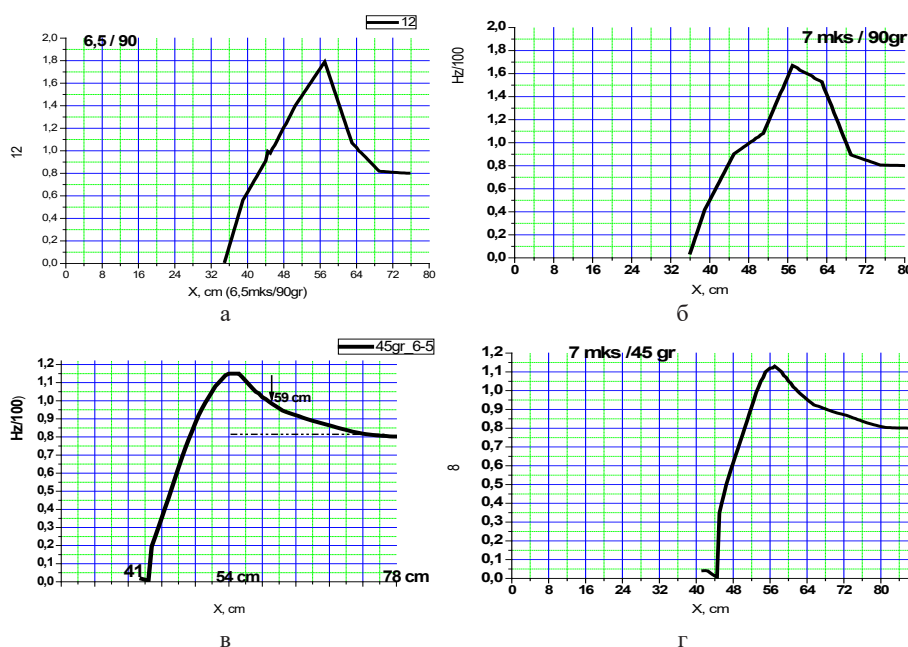


Рисунок 2 – Сводные данные по генерации сильных возмущений (поля H_z и B_0) сферическим облаком в предельном режиме: по: а) созданию на мишени $\varnothing \sim 12$ мм, облака с энергией W_0 до 40 Дж (сравнимой с первыми опытами [1] на КИ-1 и б) H^+ -фону с $n_e = 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. При $\langle M/Z \rangle \approx 2,5$ а.е.м. и скорости фронта облака $V_0 = 100 \text{ км/с}$, параметр МЛМ $\delta = 1,7$ при числе Альфвена-Маха $M_A = 4$, так что в расчетах – возмущения типа БУВ (со скоростью фронта до $\sim 100 \text{ км/с}$) генерируются даже под углом 45° к полю B_0 (в, г), однако, на расстояниях $R \sim 50 \text{ см}$, сравнимых с радиусом Фоновой Плазмы (до 40 см поперек поля, в экспериментах [1, 4, 5, 7] на КИ-1).

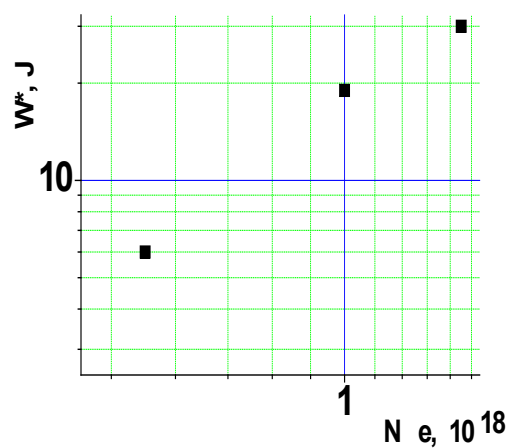


Рисунок 3 – Энергия Фона - W_* (набранная за счет МЛМ) в зависимости от полного числа электронов в Облаке - N_e . Здесь это число расположено около его значения $1 \cdot 10^{18}$ (на данном графике в двойном логарифмическом масштабе), а энергия W_* – у ее значения 10 Дж (по ординате- Y). Расположение точек примерно соответствует ожидаемой зависимости (3) по МЛМ-модели, как $W_* \propto N_e^{5/3}$.

МРНТИ 29.05.03

<https://doi.org/10.26577/JPEOS.2023.v25.i1-2.i4>**С.С. Саутбеков*** , **М.И. Пшиков** , **Н.Е. Башаров** 

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

*e-mail: sautbek@mail.ru

ИЗЛУЧЕНИЕ МАГНИТНОГО ДИПОЛЯ, ДВИЖУЩЕГОСЯ СО СВЕРХСВЕТОВОЙ СКОРОСТЬЮ В СРЕДЕ

Приведено простое асимптотическое выражение спектральной плотности электрического поля излучения Вавилова-Черенкова магнитного диполя с постоянным магнитным моментом, движущегося равномерно со сверхсветовой скоростью ($u > c/n$) в недисперсной среде с показателем преломления n . Спектральная плотность непосредственно была вычислена с помощью обращения по времени преобразования Фурье выражения электрического поля произвольно движущегося магнитного диполя, полученного нами ранее в более общем виде из релятивистского векторного магнитного потенциала. Интегрирование было произведено асимптотическим методом перевала. Найден угловой размер конуса излучения, где волновой вектор излучаемых волн образует со скоростью угол θ , где $\cos \theta = 1/\beta$, если $\beta = n u/c > 1$. Показано, что волны излучения Вавилова-Черенкова, записанная в виде асимптотики цилиндрической функции Бесселя, распространяются под острым углом θ к направлению движения диполя, а спектральная плотность излучения прямо пропорциональна ее частоте в степени три вторых. Полученные выражения могут быть полезны в дальнейших исследованиях спектрального анализа дипольного излучения Вавилова-Черенкова, поскольку методика, предложенная И.М. Франком в своих работах, по сути, базируется на интерференции излучения зарядов диполя, которая создает дополнительные условия и определенные трудности для решения задачи в общем виде.

Ключевые слова: черенковское излучение, электромагнитные волны, преобразования Фурье, световой конус.

S. Sautbekov*, M. Pshikov, N. Basharov
Al-Farabi Kazakh National University, Kazakhstan, Almaty
*e-mail: sautbek@mail.ru

Radiation of a magnetic dipole moving more than the speed of light in a medium

A simple asymptotic expression of the spectral density of the electric field of the Vavilov-Cherenkov radiation of a magnetic dipole with a constant magnetic moment moving uniformly at superluminal velocity ($u > c/n$) in a non-dispersed medium with a refractive index n is given. The spectral density was calculated directly using the time-inverse Fourier transform of the expression for electric field of an arbitrarily moving magnetic dipole using the relativistic vector magnetic potential, which we obtained earlier in a more general form. The integration was performed by the asymptotic method of saddle-point. The angular size of the radiation cone is found, where the wave vector of the emitted waves makes an angle θ with velocity, $\cos \theta = 1/\beta$ (if $\beta = n u/c > 1$). It is shown that the waves of the Vavilov-Cherenkov radiation, written as the asymptotics of the cylindrical Bessel function, propagate at an acute angle θ to the direction of motion of the dipole, and the spectral density of the radiation is directly proportional to its frequency to the index of three second. The expressions obtained can be useful in further studies of the spectral analysis of the Vavilov-Cherenkov dipole radiation since the technique proposed by I.M. Frank in his works, in fact, is based on the interference of the radiation of dipole charges, which creates additional conditions and some difficulties for solving the problem in general.

Key words: cherenkov radiation, electromagnetic waves, fourier transforms, light cone.

С.С. Саутбеков*, М.И. Пшиков, Н.Е. Башаров
Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Қазақстан, Алматы қ.
e-mail: sautbek@mail.ru

Ортада жарық жылдамдығынан аса қозғалатын магнит диполінің сәулеленуі

Сыну көрсеткіші n дисперсті емес ортада аса жарық жылдамдықпен ($u > c/n$) біркелкі қозғалатын, тұрақты магнит моменті бар магнит диполінің Вавилов-Черенков сәулеленуінің электр өрісінің спектрлік тығыздығының қарапайым асимптотикалық өрнегі келтірілген. Бұрын біз дипольдің релятивистік векторлық магнит потенциалынан жалпы түрде алған электр өрісінің спектралдық тығыздығы уақыт бойынша Фурье кері түрлендіруі арқылы алынды. Интегралдау асимптотикалық асу әдісімен жүзеге асырылды. Сәуле шашу конусының бұрыштық мөлшері анықталды, мұнда шығарылған толқындардың толқындық векторы жылдамдықпен θ бұрышын құрайды, мұнда $\cos \theta = 1/\beta$, егер $\beta = n u/c > 1$ болса. Бессельдің цилиндрлік функциясының асимптотикасы түрінде жазылған Вавилов-Черенков сәулелену толқындарының бағыты дипольдің қозғалыс бағытына θ өткір бұрыш жасайды, ал сәулеленудің спектрлік тығыздығы жиіліктің екіден үш дәрежесіне тура пропорционал екені көрсетілген. Алынған өрнектер Вавилов-Черенковтың дипольдік сәулеленуінің спектрлік талдауын одан әрі зерттеуде пайдалы, өйткені И.М. Франктың өз еңбектерінде ұсынған әдістемесі негізінен диполь зарядтарының сәулелену толқындар интерференциясына негізделген, бұл мәселені жалпы түрде шешу кезінде белгілі бір қиындықтар тудырады.

Түйін сөздер: Черенков сәулеленуі, электромагнит толқындары, Фурье түрлендірулері, жарық конусы.

Введение

Известно, что И.Е. Таммом и И.М. Франком [1] были предложены механизм излучение Вавилова-Черенкова [2] для заряженных частиц и количественная теория, основанная на уравнениях классической электродинамики. Позже В.Л. Гинзбург [3-4] и Э. Ферми [6] обобщили и дали квантовое описание эффекта Вавилова-Черенкова. Классическая теория достаточно точно согласуются с экспериментом, поэтому можно считать, что квантовая теория полезна лишь с методической точки зрения.

Эффект Вавилова-Черенкова нашел широкое применение в физике, например, счетчики Черенкова позволяют выделять частицы с высокими скоростями и различать две частицы, поступающие почти одновременно, определять их массу и энергию. Этот детектор использовался при открытии антипротона, антинейтрона и других элементарных частиц [7-9].

Задача об излучении сверхсветовой частицы в среде с электрическим дипольным моментом, величина которой гармонически зависит от времени, был рассмотрен И.М. Франком в 1942 году [2]. В известных работах И.М. Франка, В.Л. Гинзбурга и других авторов была разработана теория излучения Вавилова-Черенкова для линейных электрических и магнитных мультиполей. При этом магнитные мультиполи

рассматривались как совокупность магнитных зарядов, а волновое поле рассматривается как результат интерференции волн, испускаемых входящими в их состав зарядами. Однако необходимость дополнительного учета расстояния между зарядами усложняет решение задачи, не говоря о влиянии фактора лоренцевого сокращения на дипольный момент, который считается постоянным. По-видимому, такой подход в то время был более резонным, благодаря принципу суперпозиции для точечных заряженных частиц диполя и использованию известных потенциалов Льенарда-Вихерта.

К сожалению, решение проблемы черенковского излучения для точечного магнитного диполя в духе потенциалов Льенарда-Вихерта до сих пор остается в тени.

В данной работе рассматривается излучение магнитного диполя с постоянным дипольным моментом, равномерно движущегося со сверхсветовой скоростью в недисперсной среде. По сути, данная работа является продолжением применения ранее полученных результатов [1] в задаче излучения Вавилова-Черенкова, когда скорость диполя превышает фазовой скорости излучения электромагнитных волн. Спектральное представление излучения Вавилова-Черенкова будет получено непосредственно из общего решения [8,9] с помощью преобразования Фурье.

Спектральное представление поля излучения Вавилова-Черенкова

Поле излучения магнитного диполя в ультрарелятивистском случае [8] можно представить в виде

$$E^{Rad}(r, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon c^3} n \times \frac{M}{(R-R\beta)} \frac{\partial}{\partial \tau} \left(\frac{n\beta}{(1-n\beta)^3} \right)_\tau, \quad (1)$$

где магнитный момент диполя M считается постоянным. Напомним, что $n = R/R$ – единичный вектор, направленный от места нахождения диполя (с радиус-вектором $r(\tau)$) к точке наблюдения, $R(\tau) = |r - r(\tau)|$, τ – момент времени, определяющий местоположение диполя, который является корнем уравнения $t - \tau = R(\tau)/c$, что соответствует времени запаздывания, t – время в точке наблюдения r , c – скорость света в недисперсной среде с диэлектрической проницаемостью ϵ .

Для спектрального представления излучения Вавилова-Черенкова вычислим фурье-преобразование

$$E^{Rad}(r, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\omega t} E^{Rad}(r, t) dt. \quad (2)$$

Следует обратить внимание на то, что в (1) присутствует ускорение частицы $\dot{\beta}c$. К постоянному предельному значению скорости движения диполя βc мы перейдем лишь в окончательной формуле (2).

С помощью преобразований [8]

$$t = \tau + R(\tau)/c, \quad \frac{d}{dt} t = 1 - n\beta, \quad (3)$$

выражение (2) удобно представить в виде

$$E^{Rad}(r, \omega) = \frac{-1}{4\pi\epsilon c^3} M \times \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\Phi(\tau)} \frac{n}{R} \frac{\partial}{\partial \tau} \left(\frac{n\beta}{(1-n\beta)^3} \right) d\tau, \quad (4)$$

где фазовая функция

$$\Phi(\tau) = \omega(\tau + R(\tau)/c). \quad (5)$$

Сперва проинтегрируем по частям интеграл

$$E^{Rad}(r, \omega) \cong \frac{i\omega}{4\pi\epsilon c^3 R} M \times \int_{-\infty}^{\infty} \frac{n\beta}{(1-n\beta)^2} e^{i\Phi(\tau)} d\tau, \quad (6)$$

вынося за знак интеграла множитель n/R при больших расстояниях от частицы $r \gg r(\tau)$, так как

$$\dot{n} = n \times (n \times \beta)c/R. \quad (7)$$

Повторно проинтегрировав по частям интеграл в (6) и учитывая выражение для производной $R(\tau)$ [8]

$$\dot{R}(\tau) = -c n\beta, \quad (8)$$

сведем интеграл к виду

$$E^{Rad}(r, \omega) = \frac{\omega^2}{4\pi\epsilon c^3 R} M \times n \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\Phi(\tau)} d\tau, \quad (9)$$

которую удобно вычислить методом перевала, для чего необходимо разложить фазовую функцию в точке перевала в ряд Тейлора

$$\Phi(\tau) = \Phi(\tau_0) + \Phi'(\tau_0)(\tau - \tau_0) + \frac{1}{2} \Phi''(\tau_0)(\tau - \tau_0)^2 + \dots$$

Найдем перевальную точку

$$\tau_0 = r(\tau_0)/c\beta \quad (10)$$

из условия

$$\Phi'(\tau_0) = \omega(1 - n\beta) = 0, \quad (11)$$

которое совпадает с условием черенковского излучения и определяет угловой размер конуса излучения

$$\cos \theta = 1/\beta. \quad (12)$$

Принимая во внимание выражение (7), вычислим вторую производную в точке перевала

$$\Phi''(\tau_0) = -\omega \dot{n}\beta = \frac{\omega c}{R} (\beta^2 - 1). \quad (13)$$

Наконец, найдем по методу перевала асимптотическое спектральное представление напряженности электрического поля в частотном диапазоне:

$$E^{Rad}(r, \omega) \cong \frac{\omega^2 M \times n}{4\pi\epsilon c^4} \frac{e^{i(\Phi(\tau_0) + \pi/4)}}{\sqrt{\pi(\beta^2 - 1)r\omega/c}}, \quad (14)$$

учитывая условие применимости метода перевала $\Phi''(\tau_0) = \frac{\omega c}{R} (\beta^2 - 1) \gg 1$, что практически эквивалентно записи $\beta > 1$.

Заметим, что при интегрировании удобно воспользоваться эталонным интегралом, который легко вычисляется с помощью интегралов Френеля

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{ia^2\tau^2} d\tau = \frac{\sqrt{i\pi}}{a} \left(a^2 = \frac{1}{2} \Phi''(\tau_0) \right).$$

В приближении в дальней зоне ($r > r(\tau)$) на большом расстоянии точки наблюдения

$$|R(\tau_0)| \cong r - nr(\tau_0) \quad (15)$$

отсюда можно оценить значение фазовой функции Φ в (5) в перевальной точке

$$\Phi(\tau_0) \cong kr. \quad (16)$$

Здесь мы учли, что имеет место

$$\omega\tau_0 = kr(\tau_0) \quad (17)$$

в силу выражений (10) и (12).

Таким образом, окончательно имеем спектральную плотность поля излучения Вавилова-Черенкова для магнитного диполя

$$E^{Rad}(r, \omega) \cong \frac{\omega^2 M \times n}{4\pi e c^4} \frac{e^{i(kr + \pi/4)}}{\sqrt{\pi(\beta^2 - 1)r\omega/c}}. \quad (18)$$

Заключение

Получено простое асимптотическое выражение спектральной плотности электрического поля излучения Вавилова-Черенкова (18).

Показано, что волны излучения Вавилова-Черенкова, записанная в виде асимптотики цилиндрической функции Бесселя, распространяются под острым углом θ к направлению движения диполя, а спектральная плотность излучения прямо пропорциональна ее частоте в степени три вторых. Полученные выражения могут быть полезны в дальнейших исследованиях спектрального анализа дипольного излучения Вавилова-Черенкова, поскольку методика, предложенная И.М. Франком в своих работах, по сути, базируется на интерференции излучения зарядов диполя.

Следует отметить, что асимптотическое выражение для спектра излучения можно получить непосредственно через релятивистский векторный потенциал произвольно движущегося магнитного диполя [1].

Литература

1. Tamm, I.E.; Frank, I.M. (1937), Coherent radiation of fast electrons in a medium // Dokl. Akad. Nauk SSSR 14 107 (1937); see also a reprint of this paper: Usp. Fiz. Nauk 93 388 (1967)
2. Frank I M "O kogerentnom izluchenii bystrogo elektrona v srede" (On the coherent radiation of a fast electron in a medium), in Problemy Teoreticheskoi Fiziki. Pamyati Igorya Evgen'evicha Tamma (Problems of Theoretical Physics. In Commemoration of Igor' Evgen'evich Tamm) (Exec. Ed. V I Ritus) (Moscow: Nauka, 1972) p. 350
3. Cherenkov, P. A. (1934). Visible emission of clean liquids by action of γ radiation // Dokl. Akad. Nauk SSSR 2 (8) 451 (1934).
4. В.Л. Гинзбург. Квантовая теория излучения электрона, равномерно движущегося в среде, ЖЭТФ 10, 589 (1940); J. Phys. USSR 2, 441 (1940).
5. В.Л. Гинзбург. Эффект Черенкова для частицы со спином 3/2, ЖЭТФ 12, 425, (1942); J. Phys. USSR 7, 115 (1943).
6. Fermi, E., 1940, Phys. Rev. 57, 485
7. В.Л. Гинзбург. Излучение электрона, движущегося с постоянной скоростью в кристалле. ЖЭТФ 106 608 (1939); J. Phys. USSR 3, 101 (1940).
8. S. Sautbekov. The vector potential of a point magnetic dipole // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2019. – Vol. 484, – pp. 403-407. DOI: 10.1016/j.jmmm.2019.04.012
9. S. Sautbekov, K. Baisalova, Yu. Sirenko. Analogy approach in solving the problem of a moving electric dipole// AIP Advances. – 2021. Vol. 11(10), – pp. 105012-1-3. DOI: 10.1063/5.006232

Ж.Б. Омарова¹, Д.Е. Ережеп^{1,2,*},
А.У. Алдияров², Н.С. Токмолдин³

¹Сатпаев Университет, Казахстан, г. Алматы

²Физико-технический институт, КазННТУ им. К.И. Сатпаева, Казахстан, г. Алматы

³Потсдамский университет, Германия, г. Потсдам

*e-mail: darhan_13@physics.kz

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПЛОТНОСТИ ДЕФЕКТОВ НА ЭКОЛОГИЧЕСКИ ЧИСТЫЙ СОЛНЕЧНЫЙ ЭЛЕМЕНТ С ОПТИМАЛЬНЫМ ВЫБОРОМ HTL

Одним из перспективных направлений в солнечной энергетике является использование солнечных элементов на основе перовскита. Конкуренентоспособность перовскитных солнечных элементов с кремниевыми солнечными элементами с каждым годом растет, но для дальнейшего повышения эффективности солнечных элементов на основе перовскита стоит обратить внимание на тип HTL. Плотность межфазных дефектов в солнечном элементе на основе $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{SnI}_3$ играет не маловажную роль при повышении эффективности. С целью увеличения производительности солнечного элемента на основе $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{SnI}_3$ были сделаны работы по подбору с наиболее подходящим межфазным дефектом. В этой работе использовалась программа SCAPS-1D для создания модели солнечного элемента. Программа SCAPS-1D оценивает влияние плотности межфазных дефектов на солнечный элемент на основе $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{SnI}_3$, которые варьировались в диапазоне от 10^{10} см^{-3} до 10^{17} см^{-3} . В виде оптимальной структуры экологически чистого солнечного элемента предложен $\text{TiO}_2/\text{CH}_3\text{NH}_3\text{SnI}_3/\text{Cu}_2\text{O}$, которая обеспечивают оптимальную производительность и лучшую устойчивость к дефектам. В результате исследования выбранным оптимальным вариантом является структура экологически чистого солнечного элемента $\text{TiO}_2/\text{CH}_3\text{NH}_3\text{SnI}_3/\text{Cu}_2\text{O}$ с $\text{PCE} = 27,95\%$, $\text{FF} 84,05\%$, $V_{\text{OC}} 1,02 \text{ В}$ и $J_{\text{SC}} 32,60 \text{ мА/см}^2$, которая обеспечивают высокую эффективность и лучшую устойчивость к дефектам.

Ключевые слова: солнечная энергетика, экологически чистый солнечный элемент, SCAPS-1D, $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{SnI}_3$, моделирование, HTL.

Zh. Omarova¹, D.Yerezhep^{1,2,*}, A. Aldiyarov², N. Tokmoldin³

¹Satbayev University, Kazakhstan, Almaty

²Institute of Physics and Technology, Satbayev University, Kazakhstan, Almaty

³Potsdam University, Germany, Potsdam

*e-mail: darhan_13@physics.kz

Investigation of the effect of defect density on an environmentally friendly solar cell with an optimal choice of HTL

One of the promising directions in solar energy is the use of perovskite-based solar cells. The competitiveness of perovskite solar cells with silicon solar cells is growing every year, but to further improve the efficiency of perovskite-based solar cells, it is worth paying attention to the HTL type. The density of interfacial defects in a solar cell based on $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{SnI}_3$ plays an important role in increasing efficiency. In order to increase the performance of a solar cell based on $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{SnI}_3$, work was done to select the most suitable interfacial defect. In this work, the SCAPS-1D program was used to create a model of a solar cell. The SCAPS-1D program evaluates the effect of the density of interfacial defects on a solar cell based on $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{SnI}_3$, which ranged from 10^{10} cm^{-3} to 10^{17} cm^{-3} . $\text{TiO}_2/\text{CH}_3\text{NH}_3\text{SnI}_3/\text{Cu}_2\text{O}$ is proposed as the optimal structure of an environmentally friendly solar cell, which provides optimal performance and better resistance to defects. As a result of the study, the selected optimal option is the structure of an environmentally friendly $\text{TiO}_2/\text{CH}_3\text{NH}_3\text{SnI}_3/\text{Cu}_2\text{O}$ solar cell with $\text{PCE} = 27.95\%$, $\text{FF} 84.05\%$, $V_{\text{OC}} 1.02 \text{ V}$ and $J_{\text{SC}} 32.60 \text{ mA/cm}^2$, which provides high efficiency and better resistance to defects.

Key words: solar energy, environmentally friendly solar cell, SCAPS-1D, $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{SnI}_3$, modeling, HTL.

Ж.Б. Омарова¹, Д.Е. Ережеп^{1,2,*}, А.У. Алдияров², Н.С. Токмолдин³¹Сәтбаев университеті, Қазақстан, Алматы қ.²Физика-техникалық институт, Қ.И. Сәтбаев атындағы ҚазҰТУ, Қазақстан, Алматы қ.³Потсдам университеті, Германия, Потсдам

*e-mail: darhan_13@physics.kz

Оңтайлы НТЛ таңдауы бар экологиялық таза күн батареясына ақаулар тығыздығының әсерін зерттеу

Күн энергетикасындағы перспективалы бағыттардың бірі-перовскит негізіндегі күн батареяларын пайдалану. Кремний күн батареялары бар перовскит күн батареяларының бәсекеге қабілеттілігі жыл сайын артып келеді, бірақ перовскит негізіндегі күн батареяларының тиімділігін одан әрі арттыру үшін НТЛ түріне назар аударған жөн. $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{SnI}_3$ негізіндегі күн батареясындағы фазааралық ақаулардың тығыздығы тиімділікті арттыруда маңызды рөл атқарады. $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{SnI}_3$ негізінде күн батареясының өнімділігін арттыру мақсатында ең қолайлы фазааралық ақаумен сәйкестендіру жұмыстары жүргізілді. Бұл жұмыс күн батареясының моделін жасау үшін SCAPS 1D бағдарламасын қолданды. SCAPS 1D бағдарламасы фазааралық ақаулардың тығыздығының $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{SnI}_3$ негізіндегі күн батареясына әсерін бағалайды, олар 10^{10} см^{-3} -тен 10^{17} см^{-3} -ке дейін өзгерді. $\text{TiO}_2/\text{CH}_3\text{NH}_3\text{SnI}_3/\text{Cu}_2\text{O}$ экологиялық таза күн батареясының оңтайлы құрылымы ретінде ұсынылған, ол оңтайлы өнімділік пен ақауларға жақсы төзімділікті қамтамасыз етеді. Зерттеу нәтижесінде таңдалған ең жақсы нұсқа $\text{PCE} = 27,95 \%$, $\text{FF} 84,05 \%$, $V_{\text{oc}} 1,02 \text{ В}$ и $J_{\text{sc}} 32,60 \text{ мА/см}^2$ бар $\text{TiO}_2/\text{CH}_3\text{NH}_3\text{SnI}_3/\text{Cu}_2\text{O}$ экологиялық таза күн батареясының құрылымы болып табылады, ол жоғары тиімділік пен ақауларға жақсы төзімділікті қамтамасыз етеді.

Түйін сөздер: күн энергиясы, экологиялық таза күн батареясы, SCAPS-1D, $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{SnI}_3$, модельдеу, НТЛ.

Введение

В последние годы перовскитные солнечные элементы на основе металлоорганических галогенидов свинца, имеющие высокую эффективность преобразования энергии (PCE), стали сильными конкурентами кремниевым солнечным элементам на фотоэлектрическом рынке [1]. Таким образом, простота изготовления и высокая эффективность (порядка 25%) фотопреобразователя на основе перовскитов, делает их перспективным материалом для фотовольтаики [2]. Несмотря на высокую эффективность преобразования энергии в перовскитных солнечных элементах на основе металлоорганических галогенидов свинца, данный вид перовскитов перестал широко применяться, из-за токсичности свинца, который представляет серьезную проблему для окружающей среды. Замена свинцового элемента на экологически чистые материалы в кристаллах перовскита является актуальной научной задачей в фотовольтаике [3].

Транспортные слои принято делить на ETL – electron transport layer и НТЛ – hole transport layer, которые выполняют функцию сбора носителей заряда и генерации энергии в перовскитном солнечном элементе. Использование оптимальных свойств ETL и НТЛ играет важную роль для сохранения стабильности перовскитного

солнечного элемента, так как они увеличивают подвижность дырок и электронов на противоположных электродах. На данный момент оптимальным и эффективным ETL является TiO_2 , так как он отлично переносит электроны, эффективно блокирует дырки на границе, обладает химической стабильностью и является экологичным [4]. В свою очередь НТЛ облегчает извлечение и транспортировку дырок, блокируя поток электронов. Оптимальный материал для слоя НТЛ должен обладать следующими основными свойствами [5]: иметь высокую подвижность носителей для повышения коэффициента заполнения; иметь широкую оптическую запрещенную зону, не выступая в качестве второго светопоглощающего слоя; обладать высокой прозрачностью для минимизации оптических потерь; иметь высокую водонепроницаемость; иметь низкие затраты на материалы и производство; быть экологически безопасным; демонстрировать хорошую устойчивость к свету и теплу.

Экспериментальное исследование устройств солнечных элементов дорогой и трудоемкий процесс, поэтому во многих научных направлениях принято использовать моделирование. В настоящем численном исследовании делается попытка определения и оценивания различных конфигурации солнечных перовскитных элементов с высокой эффективностью, приемлемой стабильностью и хорошей произво-

дительностью с помощью симулятора SCAPS 1D. Так, для численного исследования была предложена архитектура ячейки с использованием $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{SnI}_3$ в виде поглощающего слоя во всех исследованиях, а для альтернативных HTL использовались 2,2',7,7'-Tetrakis-(N,N-di-p-methoxyphenylamine)9,9'-spirobifluorene (Spiro-OMETAD), Poly(3,4-ethylenedioxythiophene)-poly(styrene sulfonate) (PEDOT:PSS) и cuprous oxide (Cu_2O). Производительность конфигураций дополнительно оптимизируется за счет изменения различных параметров поглощающего слоя $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{SnI}_3$ и HTL для достижения оптимальных фотоэлектрических характеристик перовскитного солнечного элемента.

Методы и методология

В данной работе предложено использовать в качестве слоя поглотителя перовскит на основе олова ($\text{CH}_3\text{NH}_3\text{SnI}_3$). Перовскиты на основе олова обеспечивают более высокую теоретическую эффективность за счет меньшей ширины запрещенной зоны, чем у эквивалентного перовскита на основе свинца. Конфигурации моделируемого солнечного элемента показаны на рисунке 1 и состоят из трех основных слоев с изменением слоя HTL: архитектура 1. $\text{TiO}_2/\text{CH}_3\text{NH}_3\text{SnI}_3/\text{Spiro-OMETAD}$; архитектура 2. $\text{TiO}_2/\text{CH}_3\text{NH}_3\text{SnI}_3/\text{PEDOT:PSS}$; архитектура 3. $\text{TiO}_2/\text{CH}_3\text{NH}_3\text{SnI}_3/\text{Cu}_2\text{O}$.

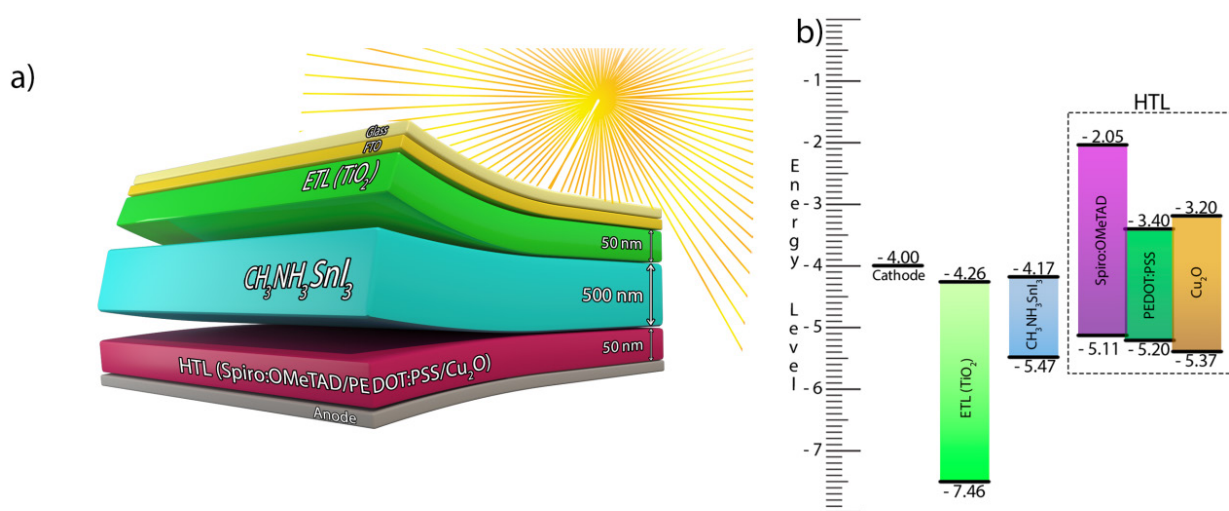


Рисунок 1 – Схематическая диаграмма предлагаемой структуры солнечного элемента из перовскита (а) и выравнивания энергетических зон (б)

Во всех конфигурациях устройства в качестве светопоглощающего слоя выступает $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{SnI}_3$, который является промежуточным слоем между ETL и HTL. Для всех симуляций используется стандартный спектр солнечной радиации AM 1.5G (1000 Вт/м², T = 300 K). Толщина $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{SnI}_3$ оставалась фиксированной для большинства результатов моделирования и была равна 500 нм. В настоящее время численное моделирование очень важно для понимания физических свойств и конструкции солнечных элементов на основе кристаллических, поликристаллических и аморфных материалов [6]. Необходимо отметить, что в последнее время численный анализ в программе SCAPS-1D (ELIS, Гентский университет, Бельгия) пользуется популярностью, так как она доказала свою эффек-

тивность в различных научных работах [6]–[9].

В программном обеспечении SCAPS-1D используется комбинация определенных математических уравнений: уравнения Пуассона; уравнения непрерывности электронов; уравнения непрерывности дырок; уравнения переноса полного заряда; уравнения переноса полного заряда для электрона и уравнения переноса полного заряда. Более подробное описание данных уравнений можно найти в других источниках [10], [11].

Все параметры моделируемого солнечного элемента были взяты из опубликованной литературы и представлены в Таблице 1 [12]–[16]. В Таблице 1 показаны параметры полупроводника каждого слоя, а также электрические свойства контактов, которые использовались при моделировании в данной работе.

Таблица 1 – Параметры солнечного элемента

Параметры	FTO	TiO ₂	CH ₃ NH ₃ SnI ₃	Spiro-OMETAD	PEDOT:PSS	Cu ₂ O
Толщина (nm)	500	50*	300-1300*	50*	50*	50*
Ширина запрещенной зоны (eV)	3.5	3.2	1.3	3.06	1.80	2.17
Сродство к электрону (eV)	4.0	4.26	4.17	2.05	3.40	3.2
Диэлектрическая проницаемость	9	9	8.2	3	18.00	7.1
Эффективная плотность состояний СВ (см ⁻³)	2.20×10 ¹⁸	2.20 × 10 ¹⁸	1×10 ¹⁸	2.20×10 ¹⁸	2.20 × 10 ¹⁸	2.00 × 10 ¹⁷
Эффективная плотность состояний VB (см ⁻³)	1.80×10 ¹⁹	1.80 × 10 ¹⁹	1 × 10 ¹⁸	1.80×10 ¹⁹	1.80×10 ¹⁹	1.10×10 ¹⁹
Электронная тепловая скорость (cm/s)	10 ⁷	10 ⁷	10 ⁷	10 ⁷	10 ⁷	10 ⁷
Тепловая скорость отверстия (cm/s)	10 ⁷	10 ⁷	10 ⁷	10 ⁷	10 ⁷	10 ⁷
Подвижность электронов (cm ² /Vs)	20	20	1.6	2.00×10 ⁻⁴	4.50 × 10 ⁻²	200
Подвижность отверстия (cm ² /Vs)	10	10	1.6	2.00×10 ⁻⁴	4.50 × 10 ⁻²	80
Неглубокая плотность донора N _D (см ⁻³)	2.00×10 ¹⁹	10 ¹⁸	0	0	0	0
Плотность мелкого акцептора N _A (см ⁻³)	0	0	1.00×10 ¹⁴	1.00×10 ¹⁸	1.00×10 ²⁰	1.00×10 ¹⁸
Ссылки	[12]	[13]	[14]	[15]	[16]	[16]

*В данном исследовании.

Результаты и обсуждения

Необходимо отметить, что ведутся работы по пассивации (passivation) дефектов для предотвращения возникновения рекомбинации [17]–[19]. Для повышения эффективности перовскитного солнечного элемента необходимо уменьшить рекомбинационные потери межфазных слоев. Соответственно, в данной работе проводилось исследование по влиянию плотности межфазных дефектов на обе поверхности раздела солнечного элемента TiO₂/CH₃NH₃SnI₃ (IL1) и CH₃NH₃SnI₃/HTL (IL2) с разными HTL. Все результаты по влиянию концентрации межфазных дефектов, полученные с помощью моделирования, приведены на рисунке 2. Плотности межфазных дефектов варьировались в диапазоне 10¹⁰ см⁻³ до 10¹⁷ см⁻³.

Видно, что при увеличении плотности дефектов с 10¹⁰ см⁻³ до 10¹⁷ см⁻³ V_{oc} непрерывно па-

дает с 1,0 В до 0,7 В, с 1,0 В до 0,8 В и с 1,0 В до 0,8 В для структур 1, 2, 3 соответственно (рисунок 2с). Как видно на рисунке 2а, с увеличением концентрации дефектов до 10¹⁵ см⁻³ значимых изменений J_{sc} для всех структур не произошло, а после увеличения концентрации дефектов с 10¹⁵ см⁻³ до 10¹⁷ см⁻³ наблюдается резкое снижение для всех структур.

Для всех структур существенных изменений FF не произошло до плотности дефектов 10¹⁶ см⁻³, но выше этой плотности наблюдается незначительное уменьшение FF, которое можно увидеть в падениях с 81% до 78%, с 83% до 80% и с 84% до 81%, для структур 1, 2, 3 соответственно (см. рисунок 2d). Также, значительно уменьшилась PCE по сравнению с плотностью дефектов от 10¹⁰ см⁻³ до 10¹³ см⁻³ для всех структур. За счет уменьшения V_{oc} эффективность солнечного элемента снижается, что говорит о важности данного параметра.

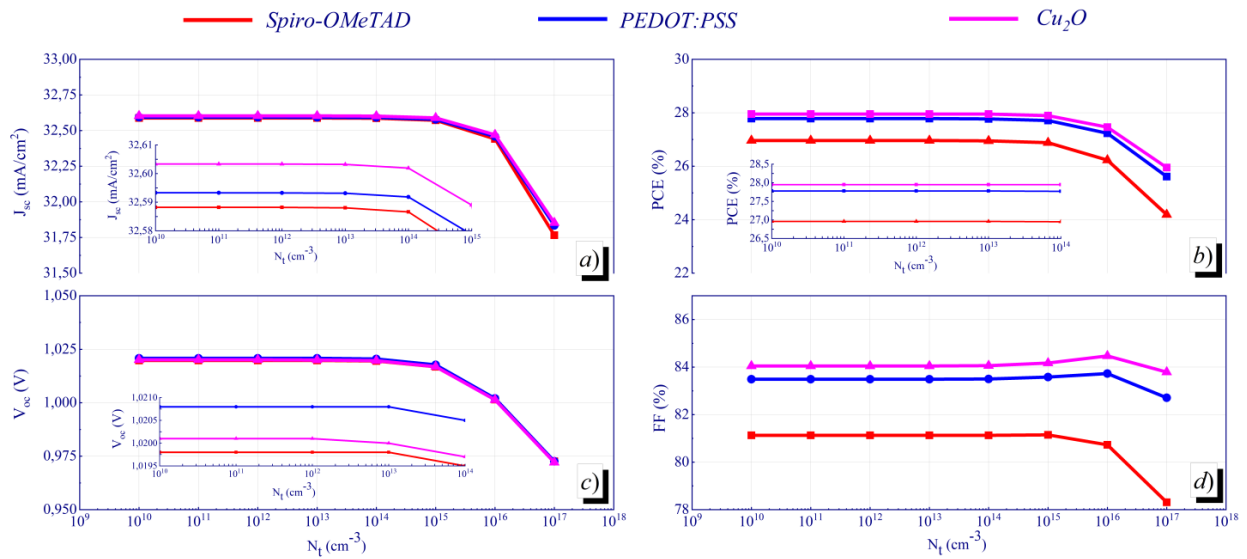


Рисунок 2 – Влияние концентрации межфазных дефектов (N_i) на слой $TiO_2/CH_3NH_3SnI_3$ (IL1) и $CH_3NH_3SnI_3/HTL$ (IL2); а) J_{sc} в зависимости от концентрации дефектов (N_i) б) PCE в зависимости от концентрации дефектов (N_i), в) V_{oc} в зависимости от концентрации дефектов (N_i), д) FF в зависимости от концентрации дефектов (N_i)

Далее, мы смоделировали влияние плотности дефектов в диапазоне от 10^{10} до 10^{17} cm^{-3} на границе ETL/перовскит, а на границе перовскит/HTL значения плотности дефектов выбиралось равным 10^{14} cm^{-3} на протяжении всего численного эксперимента. Чтобы повысить общую эффективность ячейки, рекомбинационные потери на интерфейсах необходимо уменьшать [20].

На рисунке 3 б, с заметно снижение V_{oc} и PCE при повышении плотности дефектов в зависимости от слоя HTL. При достижении плотности дефектного состояния на границе раздела 10^{17} cm^{-3} наблюдаем более интенсивное снижение эффективности у слоя Spiro-OMeTAD (с 26,96 % до 18,74 %). А в слоях PEDOT:PSS и Cu_2O снижения менее интенсивное (с 27,78 % до 21,93% и 27,95 % до 23,71 % соответственно). Параметры солнечного элемента J_{sc} и FF показаны на рисунке 3 а, д, однако нами не было обнаружено заметного снижения значения данных параметров. Однако, характер падения их отличался друг от друга. Необходимо также отметить, что, повышая плотность дефектов до 10^{14} cm^{-3} , мы наблюдали повышение FF, в зависимости от слоя HTL. Так, при слое Cu_2O показал наилучшие характеристики, так как при повышении плотности дефектов до 10^{14} cm^{-3} , значение FF выросло с 84,05 % до 85,84 %. После этого оно практически вышло на плато и при плотности дефектов равной 10^{15} cm^{-3} значение FF составило 85,86 %. После,

оно стало падать и при плотности дефектов равной 10^{17} cm^{-3} FF составил 83,24 %, что является наиболее высоким результатом по сравнению с другими слоями HTL.

Следовательно, допустимая концентрация межфазных дефектов (N_i) на слой $TiO_2/CH_3NH_3SnI_3$ (IL1) составляет 10^{14} cm^{-3} , так как за пределами этого уровня эффективность солнечного элемента сильно ухудшается. При выборе материала в виде Cu_2O для слоя HTL с учетом плотности дефектов равных 10^{14} cm^{-3} , фотогальванические характеристики перовскитного устройств составят: $J_{sc} = 32,5$ mA/cm^2 , PCE = 23,7 %, $V_{oc} = 0,8$ V, FF = 83,2 %.

С другой стороны, мы отдельно изучили зависимость влияния плотности дефектных состояний от 10^{10} cm^{-3} до 10^{17} cm^{-3} на границе HTL/перовскита, так как для определения эффективности всей структуры солнечного элемента необходимо понимание влияния плотности дефектов между транспортными слоями и перовскитным поглотителем. Результаты показаны на рисунке 4а, б, с, д. Было обнаружено, что влияние плотности межфазных дефектов слоя IL1 более явно выражено, чем в слое IL2. Наблюдаем несущественное снижение V_{oc} на рисунке 4 с, как и в случае со слоем IL1. В случае изменения слоя HTL изменение V_{oc} с повышением плотности дефектов имеет одинаковый характер, но разной интенсивностью. При достижении плотности

дефектов равной 10^{17} cm^{-3} V_{OC} падает с 1,0198 V до 0,7254 V при слое Spiro-OMeTAD, с 1,0208 V до 0,8233 V в случае со слоем PEDOT:PSS и с 1,0201 V до 0,8743 V в случае слоя Cu_2O . Как можно заметить на рисунке 4а, плотность дефектного состояния на границе раздела HTL/перовскит не оказывало существенного влияния на J_{SC} вплоть до повышения плотности дефектов равной 10^{15} cm^{-3} . Выше этой концентрации J_{SC} резко уменьшается для всех структур с разными HTL. На рисунке 4 d наблюдается зависимость FF при возрастании плотности дефектов. Повышение значения плотности дефектов до 10^{15} cm^{-3} влечет за собой повышение значения FF. Однако видны различия в пиковом значении при измене-

нии структуры перовскитного элемента, так при слое Spiro-OMeTAD пик FF равный 84,2% достигается при плотности дефектов равным 10^{13} cm^{-3} , при слое PEDOT:PSS пик FF равный 85,9% достигается при плотности дефектов равным 10^{14} cm^{-3} и при слое Cu_2O пик FF равный 85,8 % достигается при плотности дефектов равным 10^{15} cm^{-3} . PCE снижается с увеличением плотности дефектов для всех структур с разными HTL как это изображено на рисунке 4 b. Так, при слое Spiro-OMeTAD PCE уменьшается с 26,9 % до 17,9 %, при слое PEDOT:PSS уменьшается с 27,7 % до 21,0 % и при слое Cu_2O с 27,9 % до 22,7 % с увеличением плотности дефектов с 10^{10} cm^{-3} до 10^{17} cm^{-3} .

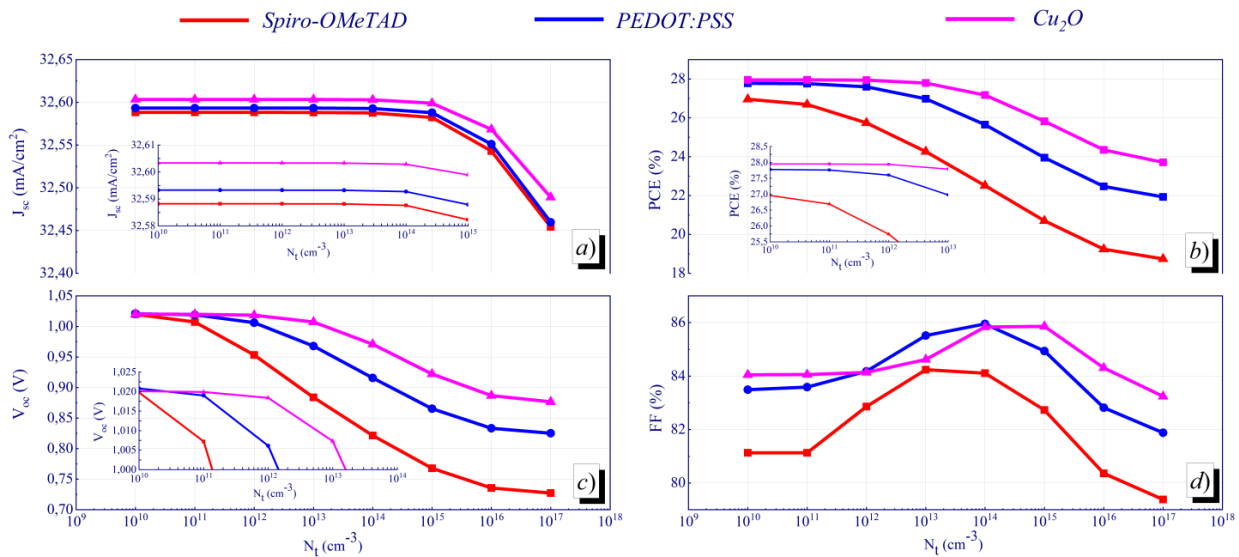


Рисунок 3 – Влияние концентрации межфазных дефектов (N_i) на слой $\text{TiO}_2/\text{CH}_3\text{NH}_3\text{SnI}_3(\text{IL1})$; a) J_{SC} в зависимости от концентрации дефектов (N_i) b) PCE в зависимости от концентрации дефектов (N_i), c) V_{OC} в зависимости от концентрации дефектов (N_i), d) FF в зависимости от концентрации дефектов (N_i)

Предел допустимой плотности дефектов для первой структуры составляет 10^{13} cm^{-3} , для второй структуры 10^{14} cm^{-3} и третьей структуры 10^{15} cm^{-3} . Понижение пределов устойчивости к дефектам в зависимости от слоя HTL может быть связано с интенсивной рекомбинацией носителей на границе раздела и соответственно, снижением производительности устройства. Можно отметить высокий предел устойчивости к плотности дефектов между $\text{TiO}_2/\text{CH}_3\text{NH}_3\text{SnI}_3$, который указывает на хорошее согласование смещения зон проводимости, которое создает эффективное межфазное электрическое поле.

Таким образом, в данной работе были введены дефекты в заданные слои и сделан вывод, что увеличение количества дефектов в активном перовскитном слое ($\text{CH}_3\text{NH}_3\text{SnI}_3$) влияет на эффективность устройства гораздо сильнее, чем увеличение количества дефектов в ETL или HTL вне зависимости от материала HTL. Данные результаты дают количественную информацию для понимания пороговых значений дефектов при различной структуре перовскитного элемента, которые непосредственно влияют на фотогальванические характеристики устройства.

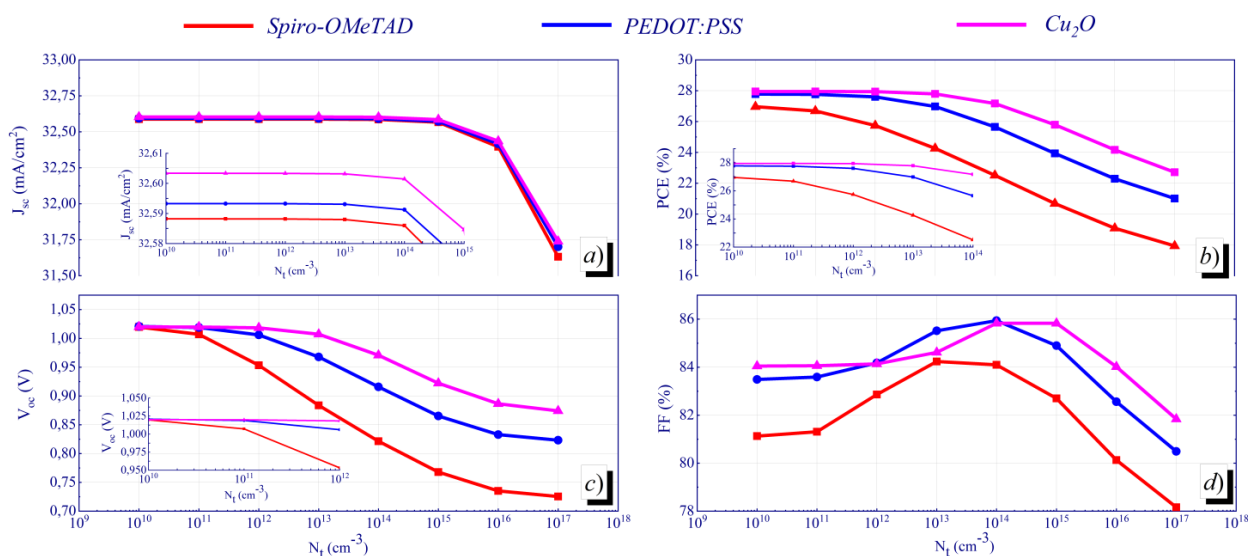


Рисунок 4 – Влияние концентрации межфазных дефектов (N_i) на слой CH₃NH₃SnI₃/HTL(IL2);
 а) J_{sc} в зависимости от концентрации дефектов (N_i) б) PCE в зависимости от концентрации дефектов (N_i),
 с) V_{oc} в зависимости от концентрации дефектов (N_i), d) FF в зависимости от концентрации дефектов (N_i)

Заключение

В этой статье смоделирована перовскитный солнечный элемент на основе CH₃NH₃SnI₃ с помощью программы SCAPS-1D. В моделировании были анализированы плотность межфазных дефектов с разными вариантами HTL. Для выбора оптимального варианта HTL были использованы Spiro-OMeTAD, PEDOT:PSS и Cu₂O. Предел допустимости плотности межфазных дефектов в поверхностях TiO₂/CH₃NH₃SnI₃(IL1) и CH₃NH₃SnI₃/HTL(IL2) с разными HTL составляет 10¹⁴ см⁻³ и 10¹⁰ см⁻³. Среди рассмотренных структур, структура TiO₂/CH₃NH₃SnI₃/Cu₂O

демонстрирует лучший предел устойчивости к дефектам и показывает лучшую производительность. В результате исследования выбранным оптимальным вариантом является структура экологически чистого солнечного элемента TiO₂/CH₃NH₃SnI₃/Cu₂O с PCE = 27,95 %, FF 84,05 %, V_{oc} 1,02 В и J_{sc} 32,60 mA/cm², которая обеспечивают высокую эффективность и лучшую устойчивость к дефектам.

Данное исследование выполнено по гранту AP15473758 при финансовой поддержке Комитета науки Министерства образования и науки Республики Казахстан.

Литература

1. P. K. Nayak, S. Mahesh, H. J. Snaith, and D. Cahen, "Photovoltaic solar cell technologies: analysing the state of the art," *Nat. Rev. Mater.*, vol. 4, no. 4, pp. 269–285, Apr. 2019, doi: 10.1038/s41578-019-0097-0.
2. Gagandeep, M. Singh, R. Kumar, and V. Singh, "Investigation of CH₃NH₃PbI₃ and CH₃NH₃SnI₃ based perovskite solar cells with CuInSe₂ nanocrystals," *Optik (Stuttg.)*, vol. 246, p. 167839, Nov. 2021, doi: 10.1016/j.ijleo.2021.167839.
3. W. Cao *et al.*, "Defects and doping engineering towards high performance lead-free or lead-less perovskite solar cells," *J. Energy Chem.*, vol. 68, pp. 420–438, May 2022, doi: 10.1016/j.jechem.2021.12.002.
4. B. Mahapatra, R. V. Krishna, Laxmi, and P. K. Patel, "Design and optimization of CuSCN/CH," *Opt. Commun.*, vol. 504, p. 127496, Feb. 2022, doi: 10.1016/j.optcom.2021.127496.
5. B. Xu *et al.*, "Bifunctional spiro-fluorene/heterocycle cored hole-transporting materials: Role of the heteroatom on the photovoltaic performance of perovskite solar cells," *Chem. Eng. J.*, vol. 431, p. 133371, Mar. 2022, doi: 10.1016/j.cej.2021.133371.
6. A. M. N. ABENA, A. T. NGOUPO, F. X. A. ABEGA, and J. M. B. NDJAKA, "Numerical investigation of solar cells based on hybrid organic cation perovskite with inorganic HTL via SCAPS-1D," *Chinese J. Phys.*, vol. 76, pp. 94–109, Mar. 2022, doi: 10.1016/j.cjph.2021.12.024.
7. P. K. Patel, "Device simulation of highly efficient eco-friendly CH₃NH₃SnI₃ perovskite solar cell," *Sci. Rep.*, vol. 11, no. 1, p. 3082, Dec. 2021, doi: 10.1038/s41598-021-82817-w.

8. H. Yao and L. Liu, "Design and Optimize the Performance of Self-Powered Photodetector Based on PbS/TiS₃ Heterostructure by SCAPS-1D," *Nanomaterials*, vol. 12, no. 3, p. 325, Jan. 2022, doi: 10.3390/nano12030325.
9. S. A. Moiz, "Optimization of Hole and Electron Transport Layer for Highly Efficient Lead-Free Cs₂TiBr₆-Based Perovskite Solar Cell," *Photonics*, vol. 9, no. 1, p. 23, Dec. 2021, doi: 10.3390/photonics9010023.
10. M. Burgelman, K. Decock, S. Khelifi, and A. Abass, "Advanced electrical simulation of thin film solar cells," *Thin Solid Films*, vol. 535, pp. 296–301, May 2013, doi: 10.1016/j.tsf.2012.10.032.
11. J. Verschraegen and M. Burgelman, "Numerical modeling of intra-band tunneling for heterojunction solar cells in scaps," *Thin Solid Films*, vol. 515, no. 15, pp. 6276–6279, May 2007, doi: 10.1016/j.tsf.2006.12.049.
12. L. Hao *et al.*, "Tin-based perovskite solar cells: Further improve the performance of the electron transport layer-free structure by device simulation," *Sol. Energy*, vol. 230, pp. 345–354, Dec. 2021, doi: 10.1016/j.solener.2021.09.091.
13. M. D. Stamate, "On the dielectric properties of dc magnetron TiO₂ thin films," *Appl. Surf. Sci.*, vol. 218, no. 1–4, pp. 318–323, Sep. 2003, doi: 10.1016/S0169-4332(03)00624-X.
14. A.-A. Kanoun, M. B. Kanoun, A. E. Merad, and S. Goumri-Said, "Toward development of high-performance perovskite solar cells based on CH₃NH₃GeI₃ using computational approach," *Sol. Energy*, vol. 182, pp. 237–244, Apr. 2019, doi: 10.1016/j.solener.2019.02.041.
15. T. Minemoto *et al.*, "Theoretical analysis of band alignment at back junction in Sn–Ge perovskite solar cells with inverted p-i-n structure," *Sol. Energy Mater. Sol. Cells*, vol. 206, p. 110268, Mar. 2020, doi: 10.1016/j.solmat.2019.110268.
16. T. Oku, T. Yamada, K. Fujimoto, and T. Akiyama, "Microstructures and Photovoltaic Properties of Zn(Al)O/Cu₂O-Based Solar Cells Prepared by Spin-Coating and Electrodeposition," *Coatings*, vol. 4, no. 2, pp. 203–213, Mar. 2014, doi: 10.3390/coatings4020203.
17. Q. Jiang *et al.*, "Surface passivation of perovskite film for efficient solar cells," *Nat. Photonics*, vol. 13, no. 7, pp. 460–466, Jul. 2019, doi: 10.1038/s41566-019-0398-2.
18. J. J. Yoo *et al.*, "An interface stabilized perovskite solar cell with high stabilized efficiency and low voltage loss," *Energy Environ. Sci.*, vol. 12, no. 7, pp. 2192–2199, 2019, doi: 10.1039/C9EE00751B.
19. X. Zheng *et al.*, "Defect passivation in hybrid perovskite solar cells using quaternary ammonium halide anions and cations," *Nat. Energy*, vol. 2, no. 7, p. 17102, Jul. 2017, doi: 10.1038/nenergy.2017.102.
20. C. M. Wolff, P. Caprioglio, M. Stollerfoht, and D. Neher, "Nonradiative Recombination in Perovskite Solar Cells: The Role of Interfaces," *Adv. Mater.*, vol. 31, no. 52, p. 1902762, Dec. 2019, doi: 10.1002/adma.201902762.

Б.А. Искаков Физико-техникалық институты ЖШС, Сәтбаев университеті, Қазақстан, Алматы
e-mail: leodel@mail.ru

КВАНТТЫҚ ТҮЙІСУ – БЕЛГІСІЗГЕ ЖОЛ

Шын мәнінде, кванттық түйісу (КТ) идеясы шамамен 90 жыл бұрын пайда болды, бірақ 1920 жылдардың екінші жартысында жанама түрде енгізілді. Алайда, КТ 1970 жылдардың ортасында ғана теориялық физикада маңызды құрал болды және оның жұмыс құралына айналу процесі біршама баяу болды. КС шындығын растайтын алғашқы эксперименттер 1970 жылдары жүргізілді, бірақ шешуші эксперименттер тек 1980 жылдары жүргізілді. Сол кезде КТ кванттық механиканың физикалық шындық туралы түсінігімізді қалай өзгерткенін жақсырақ түсінуге тырысқан тар шеңбердегі ғалымдардың назарын аударды. Кванттық физикада бөлшектер бір уақытта әртүрлі нүктелерде орналасып қана қоймайды, сонымен бірге олардың болуы ықтимал кеңістік бөлшектің мінез-құлқына әсер етеді. Соңғы уақытта КТ-ге қызығушылық айтарлықтай өсті, өйткені ол кванттық компьютерлер мен кванттық байланыс желілерін дамыту үшін іргелі негіз болды. Енді эксперименттік физиктердің әртүрлі бөлшектер конфигурациясының шиеленіскен күйлерін жасайтыны туралы хабарламалар көбінесе ғылыми журналдарда ғана емес, сонымен қатар бұқаралық ақпарат құралдарында да аяқталады. Қазіргі уақытта бұл жорамалдар мен гипотезаларды тексеруге мүмкіндік жоқ, өйткені біздің технологияларымыз бұл үшін жеткілікті түрде дамымаған. Мүмкін жақын болашақта ғалымдар міндетті түрде анықтайтын шығар. Әзірге мұндай мүмкіндік бар деп болжау керек.

Түйін сөздер: кванттық физика, кванттық түйісу, физикалық шындық, парадокс, ЭПР эксперименті, Белл теңсіздігі.

B.A. Iskakov

LLP Physical-Technical Institute, Satbayev University, Kazakhstan, Almaty
e-mail: leodel@mail.ru

Quantum spontaneity – the path to the unknown

The idea of quantum entanglement (QE) actually emerged about 90 years ago, but was implicitly presented in the late 1920s. However, QE became a significant tool in theoretical physics only in the mid-1970s, and the process of its transformation into a working tool occurred quite slowly. The first experiments confirming the reality of QE were conducted in the 1970s, but decisive experiments were performed only in the 1980s. At that time, QE attracted the attention of only a narrow circle of scientists who tried to better understand how quantum mechanics changed our ideas about physical reality. Recently, interest in QE has significantly increased because it has become the fundamental basis for the development of quantum computers and quantum communication networks. Now, reports that experimental physicists create entangled states of different particle configurations often appear not only in scientific journals but also in the media. Currently, there is no way to test these assumptions and hypotheses, because our technologies are not sufficiently developed for this. Perhaps in the near future, scientists will definitely find out. For now, we must assume that there is such a possibility.

Key words: quantum physics, quantum spontaneity, physical reality, paradox, EPR experiment, Bell's inequality.

Б.А. Искаков

ТОО «Физико-технический институт», Сатпаев Университет, Казахстан, г. Алматы
e-mail: leodel@mail.ru

Квантовая спонтанность – путь в неизвестность

Фактически, идея о квантовой спутанности (КС) возникла около 90 лет назад, но неявно была представлена во второй половине 1920-х годов. Однако, КС стала значимым инструментом теоретической физики только в середине 1970-х годов, и процесс ее превращения в рабочий инструмент происходил довольно медленно. Первые эксперименты, подтверждающие реальность КС, были проведены в 1970-х годах, но решающие эксперименты были выполнены только в 1980-х. В то время КС привлекала внимание лишь узкого круга ученых, которые старались

лучше понять, как квантовая механика изменила наши представления о физической реальности. Недавно интерес к КС значительно возрос, потому что она стала фундаментальной основой для разработки квантовых компьютеров и сетей квантовых коммуникаций. Сейчас сообщения о том, что физики-экспериментаторы создают спутанные состояния различных конфигураций частиц, часто попадают не только в научные журналы, но и в СМИ. В настоящее время нет возможности проверить эти предположения и гипотезы, поскольку наши технологии недостаточно развиты для этого. Возможно, в ближайшем будущем ученые обязательно выяснят. Пока надо предположить, что такая возможность есть.

Ключевые слова: квантовая физика, квантовая спонтанность, физическая реальность, парадокс, ЭПР-эксперимент, неравенство Белла.

Кіріспе

Кванттық механика 1925-1926 жылдардағы Вернер Гейзенберг пен Эрвин Шредингердің жарияланымдарынан кейін өте тез жетілді. Келесі он жыл ішінде жаңа теория микроәлемдегі де, макрокосмдағы да құбылыстарды түсіну үшін жалпы қабылданған негіз болды, ядролық физикадан қатты дене теориясына дейінгі кең ауқымды қамтиды. Осы кезде кванттық механика математикалық түрде, негізінен Пол Дирактың жұмысы арқылы ресімделді және тәжірибе жүзінде бірнеше рет тексерілді. Теория табыстан табысқа көшті және физиктердің барлығы дерлік оны түпкілікті ақиқат деп мойындады [1].

Алайда бұған дейін кванттық механиканы, әсіресе Альберт Эйнштейнді сынаушылар болған. Оған оның ықтималдық табиғаты, Гейзенбергтің белгісіздік қатынасы және осының нәтижесінде бөлшектердің координаталары мен жылдамдықтарын бір уақытта анықтау мүмкін еместігі, сонымен қатар кванттық механикалық өлшемдер мәселесін шешуде анық болмауы ұнамады. Бордың пікірінше, кез келген кванттық жүйенің күйін оның мінез-құлқы туралы ақпарат алынатын аппаратсыз қарастыруға болмайды. Теория кванттық механикалық объектілерді өлшеудің белгілі бір нәтижелерінің ықтималдығын болжай алады, бірақ өлшенген шамалардың «шын мәнінде» мәндері қандай екендігі туралы ештеңе айта алмайды. Дәлірек айтқанда, бұл сұрақтың өзі мағынасыз.

Әдістеме

Эйнштейн бұл логиканы құптамады және оны теріске шығаруға белсенді түрде тырысты. Ол Бор өз пайдасына сәтті түсіндірілген ойдан шығарылған тәжірибелер жасады. 1935 жылы шын мәнінде Подольский жазған және үш ғалымның қолы қойылған мақала жарияланды. ЭПР деп қысқартылған бұл жұмыс

кванттық түйісу тұжырымдамасын дамытудың бастапқы нүктесі болды. Ол өз уақытында үлкен қызығушылық тудырмаса да, бүгінгі күні ол 20 ғасырдағы теориялық физиканың маңызды зерттеулерінің бірі болып саналады [2].

Эйнштейн, Подольский және Розен екі негізгі сенімді басшылыққа алды, олар айқын деп санады. Біріншіден, өлшеу кезінде жүйеге әсер етпей дәл болжауға болатын физикалық жүйенің кез келген қасиеті анықтамасы бойынша физикалық шындықтың элементі болып табылады. Екіншіден, жүйенің толық сипаттамасы осы нақты жүйеге қатысты барлық осындай элементтерді қамтуы керек. Содан кейін олар ойлау тәжірибесін ұсынды: біз бірдей моменттері мен жылдамдықтары бар қарама-қарсы бағытта қозғала бастайтын А және В бірдей бөлшектер жұбын жасай аламыз. Белгісіздік принципі кез келген сәтте әрбір бөлшектің орнын және импульсін дәл өлшеуге мүмкіндік бермейді, бірақ бұл маңызды емес. Кванттық «егіздер» бір-бірінен айтарлықтай қашықтықта қозғалады деп алайық және біз нөлдік қателікпен орындауға болатын А бөлшектің орнын дәл өлшейміз. Осылайша, біз бір уақытта В бөлшектің орналасуы туралы нақты ақпарат аламыз. Біздің жабдық тек А бөлшектерімен әрекеттесетінін, ал В бөлшектерінің күйі бұзылмағанын атап өту маңызды. Демек, В бөлшектің орны физикалық шындықтың элементі ретінде қарастырылуы керек.

В бөлшектің координаталарын табудың орнына біз оның импульсін тағы да тамаша дәлдікпен өлшей аламыз. Жұптың толық импульсі нөлге тең болғандықтан, біз А бөлшектің импульсін оған ешқандай түрде тигізбей-ақ автоматты түрде анықтаймыз. Демек, бұл шама да физикалық шындықтың элементі болып табылады.

Алайда кванттық механиканың теңдеулеріне сәйкес бөлшектің орны мен импульсін нақты есептеу белгісіздік қатынасына байланысты мүмкін емес және тек жуық мәндерді алуға болады. Бұл жағдайда Эйнштейн, Подольский

және Розен дәлелдейді, шындықтың кванттық механикалық сипаттамасы толық емес. Эрвин Шредингер ЭПР-парадоксын талдай отырып, терең қорытынды жасады: егер екі жүйе уақытша өзара әрекеттесіп, содан кейін бөлек болса, онда оларды өз күйінде бола отырып, тәуелсіз деп сипаттауға болмайды. Бұл кванттық механиканың классикалық ғылымнан ерекшеленетін басты ерекшелігі, өйткені уақытша өзара әрекеттесу нәтижесінде бұрын тәуелсіз жүйелер немесе олардың – функциялары шиеленісіп қалады.

Осылайша, кванттық механиканың ұлы негізін салушылардың бірі жазған сегіз беттік мақаласында кванттық «шұбарлану» алғаш рет сипатталған. Шредингер бірінші болып EPR парадоксының логикалық талдауы маңызды қорытындыға әкелетінін түсінді: кванттық механика олардың элементтері арасындағы корреляция классикалық физика рұқсат еткен кез келген корреляциядан асатын физикалық жүйелердің болуына мүмкіндік береді! Бұл күйлерді ол «шатастырылған» деп атады. Бұдан шығатыны, мұндай әрбір жүйе дербес бөліктерге бөлінбейтін біртұтас бүтін. Кванттық жүйелердің бұл қасиеті локальды емес деп аталады. Шредингер бұл ойды дүр сілкіндірмей айтқанын және басылымның сегіз беттік форматта жасалғанын айта кеткен жөн. ЭПР тәжірибесінде екі электронның спиндері өлшенеді. Егер өлшеу бір бағытта жүргізілсе, бір электронның спині жоғары, ал екіншісі төмен бағытталған. Егер өлшеу басқа бағытта жүргізілсе, мысалы, солдан оңға қарай, онда электрон спиндері қарама-қарсы бағытта бағытталады. Бұл әсер кванттық механикамен түсіндіріледі. Ол екі электрон бар «ажырамайтын» күймен байланысты. Бұл электрондар бір-бірінен үлкен қашықтықта болса да, бір электронның спинінің өзгеруі екіншісінің спиніне бірден әсер ететінін білдіреді. Бұл құбылыс кванттық корреляция деп аталады. Дегенмен, бұл электрондар арасындағы физикалық әрекеттесусіз қалай болатыны анық емес. Сондықтан бұл құбылысты түсіндіруде қандай да бір парадокс бар және оны шешуде әлі күнге дейін біртұтас көзқарас жоқ [3].

Бастапқыда бұл мәселені Ирландиядан келген дарынды физик шешті, оның есімі, өкінішке орай, қалың жұртшылыққа онша танымал емес. Джон Стюарт Еуропалық ядролық зерттеулер орталығында жұмыс істеді, онда элементар бөлшектер теориясын дамытуға және үдеткіштерді жасауға үлкен үлес қосты. 1964 жылы Белл кванттық механиканың негіздерін,

соның ішінде ЭПР парадоксын зерттей бастады және нәтиже эксперименттерде түйіскен күйлердің бар екендігі туралы гипотезаны сынау мүмкіндігінің математикалық дәлелі болды. Бұл дәлелді кейде Белл теоремасы деп атайды, дегенмен Беллдің өзі бұл терминді өз мақаласында қолданбаған.

Нәтижелер

Оның алғашқы жұмысының математикасы өте қиын болмаса да, ол әлі де танымал мәтіндерге сәйкес келмейді. Алайда оның тұжырымдарын техникалық мәліметтерсіз жеткізуге болады. Белл ЭПР ойлау экспериментінің негізінде шиеленіскен күйлердің шындығын қалай растауға немесе жоққа шығаруға болатындығын көрсетті. Бұл үшін ерікті бұрыштарда орналасқан кем дегенде үш, жақсырақ төрт магниттік детекторды пайдалану қажет. Эксперимент жалпы спині нөлге тең электрон жұптарының көзін пайдаланудан, бөлшектерді қарама-қарсы бағытта жіберуден және сигналдарды тіркеу үшін детекторларды орналастырудан тұрады. Көзді әрбір «қосудан» кейін бір сол және бір оң детектор іске қосылады, бірақ қандай детекторлардың іске қосылғаны алдын ала белгісіз [4,5].

Белл теоремасын тексеруге арналған алғашқы тәжірибелер поляризацияланған фотондармен жүргізілді. Ортақ спині нөлге тең шатасқан электрон жұптарының орнына альтернативті поляризация режимдері бар жарық кванттарының жұптары (мысалы, тік және көлденең), ал магниттік детекторлардың орнына поляризация сүзгілері қолданылды. Осыған ұқсас эксперименттер 1970 жылдары бірнеше рет жасалды. Ең қызықты нәтижелерді 1972 жылы Джон Клаузер және оның он жыл бұрын қайтыс болған аспирант Стюарт Фридман алған. Олар екі жыл бойы өзгертілген нұсқада болса да, [6] мақаласында сипатталған схеманы іс жүзінде жүзеге асыратын оптикалық жүйені құруға жұмсады. Олардың тәжірибесінде қоздырылған кальций атомдары шығаратын жарық кванттары қолданылды. Жарық көзі оптикалық орындыққа орнатылған эксперименттік қондырғының ортасында орналасқан. Фотондар орындықтың қарама-қарсы ұштарына бағытталды және бір-біріне әртүрлі бұрыштарда бағытталған жұп поляризаторлар арқылы өтті [7, 8].

Келесі қадамды 1981-82 жылдары Ален Аспек пен оның үш серіктесі жасады. Олардың лазерлік оптикамен тәжірибелік қондырғысы алдыңғы зерттеушілердің жабдығынан

әлдеқайда тиімді және жылдам шатастырылған фотондарды жасады. Сонымен қатар, ол фотондарды әр 10 наносекунд сайын әртүрлі поляризаторлар мен детекторларға бағыттауға мүмкіндік беретін жоғары жиілікті оптоакустикалық қосқыштармен жабдықталған. Нәтижесінде, Aspect және оның серіктестері бұрынғыларға қарағанда Белл теңсіздігінің бұзылуын әлдеқайда сенімді көрсете алды. Атап айтқанда, олардың бұл теңсіздік нұсқасында, егер S функциясының мәндері нөлден минус бірге дейінгі аралықта болса, кванттық механиканың постулаттарына күмән келтіруге болады [9-12].

КТ құбылысы классикалық есептеуіш құрылғыларға қол жетімді емес сандардың үлкен санымен жұмыс істей алатын кванттық компьютерлерді құру мүмкіндігін ашады. Мұның бір себебі – кванттық компьютерлерде түйіскен күйлерді пайдалану. Екі логикалық күйдің біреуінде ғана болатын классикалық компьютерлердің элементар ұяшықтарынан айырмашылығы, кванттық компьютердегі кубит күйі екі негізгі күйдің суперпозициясы болып табылады: нөл және бір. Кубиттер бір-бірімен қосылып, көптеген түйіскен күйлерді жасай алады. Кубиттердің саны артқан сайын компьютердің мүмкін күйлерінің саны экспоненциалды түрде артады. Кванттық компьютердің есептеу жылдамдығы қандай да бір арнайы логикаға тәуелді емес, кубиттер саны мен өзара байланысқан күйлер санына байланысты [13-15].

Қорытынды

Кванттық физикада бөлшектер бір уақытта әртүрлі нүктелерде орналасып қана қоймайды, сонымен бірге олардың болуы ықтимал кеңістік бөлшектің мінез-құлқына әсер етеді. Бұл ықтималдық нөлге тең болуы мүмкін болса да. Сонымен қатар, бөлшектер үлкен қашықтықта бір-біріне әсер ете алады. Кейбір жағдайларда ол жергілікті болуы мүмкін, басқаларында жергілікті емес болуы мүмкін. Мұның бәрі мидың жарылысы. Мұның бәрі қондырғыларда, мысалы, мюонды, электронды немесе мезонды дәл тіркейтінімізге әкеледі. Біз зерттегендердің барлығы осы уақытқа дейін 100% сенімді түрде зерттелгеніне кепілдік қайда? Біз тіркейтін және зерттейтін нәрсе оның шын

мәнінде қандай екенін анықтау нұсқаларының бірі болуы мүмкін (жүйенің ықтимал күйі). Өйткені, кванттық физика бір бөлшектің әртүрлі күйде болуы мүмкін екенін мойындайды. Мүмкін, біз туралы ештеңе білмейтін белгілі бір жағдайларда бөлшек өзін басқаша ұстауы мүмкін немесе бізге белгілі бір бөлшек түрінде «көрінуі», ал басқа жағдайларда басқа бөлшекке айналуы мүмкін. Кванттық физикада бұл мүмкін емес деп ешкім 100% сенімділікпен айта алмайды.

Енді, мысалы, электронды алайық. Атомда электрон бір уақытта атомның белгілі бір орбитасының әртүрлі нүктелерінде болады. Ал егер бос күйде электрон басқаша әрекет етсе ше? Біз бөлшекті электрон ретінде білеміз. Бірақ электронның өзі басқа белгісіз бөлшектің ықтимал күйі болып шығуы мүмкін. Ал бұл бөлшектің электрон болуы ықтималдығы ең жоғары. Үлкен ықтималдығы бар электрон сияқты әрекет ететін бөлшек бар делік. Бұл ықтималдық 1-ге жақын, бірақ 1 емес делік. Басқа жағдайларда бұл бөлшек, мысалы, позитрон болуы мүмкін. Әлемде позитрондарға қарағанда электрондар көп екенін ескерсек, бұл опция бәсекеге қабілетті болуы мүмкін.

Екінші мысал – мюондар. Мюонның өзі бірдей электрон, бірақ массасы үлкен. Кванттық әлемде жергілікті жерде белгілі бір жағдайларда электронның осы аймақтағы барлық мүмкін күйлерінің жалпы массасы сақталған кезде «кемшілік» немесе «әсер» болады деп болжауға болады. Анау. электрон бір уақытта әртүрлі нүктелерде болады және бұл нүктелердің массасы сақталады. Бұл жергілікті жерде бөлшектер бір болғанымен, массасы бірнеше электрондардың массасына ұқсайды. Ал біз бұл аймақты нысандарға мюон ретінде тіркейміз. Егер жағдайды одан да күрделендіретін болсақ, онда бұл аймақта электрон тек электрон түрінде ғана емес, сонымен қатар позитрон ретінде де болуы мүмкін. Ал массасын ғана емес, зарядын да сақтауға мүмкіндік бар. Тек енді заряд $-e$, 0 және $+e$ болуы мүмкін.

Қазіргі уақытта бұл жорамалдар мен гипотезаларды тексеруге мүмкіндік жоқ, өйткені біздің технологияларымыз бұл үшін жеткілікті түрде дамымаған. Мүмкін жақын болашақта ғалымдар міндетті түрде анықтайтын шығар. Әзірге мұндай мүмкіндік бар деп болжау керек.

Әдебиеттер

1. Christopher Gordon Timpson (2004) *Quantum Information Theory and the Foundations of Quantum Mechanics*. Oxford, GB: Oxford University Press.
2. Albert Einstein, Boris Podolsky, Nathan Rosen (1935) Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality Be Considered Complete? // *Physical Review* (47):777-780.
3. Watrous John. (2018) *The Theory of Quantum Information*. University of Waterloo, Ontario Cambridge University Press. ISBN:9781316848142 <https://doi.org/10.1017/9781316848142>
4. Bell J. S. (1964). On the Einstein Podolsky Rosen paradox // *Physics*, 1(3), 195-200. <https://journals.aps.org/physics/pdf/10.1103/PhysicsPhysiqueFizika.1.195>
5. Aspect A. (1999) Bell's inequality test: more ideal than ever // *Nature*, 398(6724), 189-190. <https://www.nature.com/articles/18318>
6. Clauser J. F., Horne M. A., Shimony A., Holt, R. A. (1969) Proposed experiment to test local hidden-variable theories // *Physical Review Letters*, 23(15), 880-884
7. <https://journals.aps.org/prl/pdf/10.1103/PhysRevLett.23.880>
8. S. J. Freedman, J. F. Clauser (1972) Experimental test of local hidden-variable theories // *Physical Review Letters* 28.14: 938.
9. N. Gisin and R. Thew (2007) Quantum communication // *Nature Photonics* 1.3: 165-171.
10. A. Aspect et al. (1982) Experimental Test of Bell's Inequalities Using Time-Varying Analyzers. *Physical Review Letters*, vol. 49, no. 25, pp. 1804-1807.
11. A. Aspect et al. (1982) Experimental Realization of Einstein-Podolsky-Rosen-Bohm Gedankenexperiment: A New Violation of Bell's Inequalities // *Physical Review Letters*, vol. 49, no. 2, pp. 91-94.
12. A. Zeilinger et al. (1998) An Experimental Test of Nonlocal Realistic Theories // *Physical Review Letters*, vol. 81, no. 23, pp. 5035-5038.
13. Weihs Gregor, Jennewein Thomas, Simon Christoph, Weinfurter Harald, Zeilinger Anton. (1998) Violation of Bell's Inequality under Strict Einstein Locality Conditions // *Physical Review Letters*. 81. 10.1103/PhysRevLett.81.5039.
14. Ladd T. D., Jelezko F., Laflamme R., Nakamura Y., Monroe C., O'Brien J. L. (2010) Quantum computers // *Nature*, 464(7285), 45-53.
15. Biamonte J. D., Love P. J. (2017) *Quantum information theory: an introduction*. Springer.
16. Harrow A. W., Hassidim A., Lloyd S. (2009) Quantum algorithm for linear systems of equations // *Physical Review Letters*, 103(15), 150502.

В.М. Сомсиков* , **И. Габитова** 

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

*e-mail: vmsoms@rambler.ru

СТРУКТУРНОСТЬ МАТЕРИИ И ЕЕ ЭВОЛЮЦИЯ

Обосновывается необходимость учета структурности материи при изучении эволюции природы в рамках фундаментальных законов физики. Обсуждаются существующие ограничения классической механики, термодинамики, статистической физики и кинетики, которые затрудняют эту возможность. Показано, что эти ограничения снимаются, если вместо ньютоновского уравнения движения материальной точки использовать уравнение движения системы потенциально взаимодействующих материальных точек. Приводятся и обосновываются физические принципы, вытекающие из представлений о симметрии и необходимые для получения такого уравнения движения. Одним из них является принцип дуализма симметрии. Согласно этому принципу, эволюция тел, их динамика определяются как пространственно-временными симметриями, так и симметриями самих тел. Опираясь на эти принципы предлагаются вытекающие из них уравнение движения и модифицированное уравнение Лиувилля, которые учитывают взаимосвязь динамики и изменения внутренних состояний тел. Они следуют из условия инвариантности полной энергии тела, представленной в виде суммы энергии движения в неоднородном поле сил и его внутренней энергии. Описаны их свойства. На их основе предлагается описание эволюции природных объектов. В 'волюция объектов материи обусловлена как их динамикой, так и изменениями внутренних состояний, что следует из условия структурности тел.

Ключевые слова: симметрия, необратимость, эволюция, принцип наименьшего действия, энтропия, квантовые системы, механика, динамика.

V.M. Somsikov*, I. Gabitova

Al-Farabi Kazakh National University, Kazakhstan, Almaty

*e-mail: darhan_13@physics.kz

The structurality of matter and its evolution

The necessity of taking into account the structurality of matter in the study of the evolution of nature within the framework of the fundamental laws of physics is substantiated. The existing limitations of classical mechanics, thermodynamics, statistical physics and kinetics that make this possibility difficult are discussed. It is shown that these restrictions are removed if, instead of the Newtonian equation of motion of a material point, the equation of motion of a system of potentially interacting material points is used. The physical principles arising from the concepts of symmetry and necessary for obtaining such an equation of motion are presented and substantiated. One of them is the principle of symmetry dualism. According to this principle, the evolution of bodies and their dynamics are determined by both space-time symmetries and the symmetries of the bodies themselves. Based on these principles, the resulting equation of motion and the modified Liouville equation are proposed, which take into account the relationship between dynamics and changes in the internal states of bodies. They follow from the condition of invariance of the total energy of the body, represented as the sum of the energy of motion in an inhomogeneous field of forces and its internal energy. Their properties are described. Based on them, a description of the evolution of natural objects is proposed. B ' the volution of objects of matter is conditioned by both their dynamics and changes in internal states, which follows from the condition of the structurality of bodies.

Key words: symmetry, irreversibility, evolution, the principle of least action, entropy, quantum systems, mechanics, dynamics.

В.М. Сомсиков*, И. Габитова

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

*e-mail: vmsoms@rambler.ru

Материяның құрылымы және оның эволюциясы

Физиканың іргелі заңдары шеңберінде табиғат эволюциясын зерттеу кезінде материяның құрылымын ескеру қажеттілігі негізделеді. Бұл мүмкіндікті қиындататын классикалық механика, Термодинамика, статистикалық физика және кинетиканың қолданыстағы шектеулері талқыланады. Егер материалдық нүкте қозғалысының ньютондық теңдеуінің орнына ықтимал өзара әрекеттесетін материалдық нүктелер жүйесінің қозғалыс теңдеуі қолданылса, бұл шектеулер алынып тасталатыны көрсетілген. Симметрия туралы идеялардан туындайтын және осындай қозғалыс теңдеуін алу үшін қажетті физикалық принциптер келтірілген және негізделген. Солардың бірі-симметрия дуализмінің принципі. Осы Қағидаға сәйкес, денелердің эволюциясы, олардың динамикасы кеңістіктік-уақыттық симметриялармен де, денелердің симметрияларымен де анықталады. осы принциптерге сүйене отырып, олардан туындайтын қозғалыс теңдеуі және денелердің ішкі күйлерінің динамикасы мен өзгеруінің өзара байланысын ескеретін модификацияланған Лиувилл теңдеуі ұсынылады. Олар күштер мен оның ішкі энергиясының біртекті емес өрісіндегі қозғалыс энергиясының қосындысы ретінде ұсынылған дененің толық энергиясының инварианттық жағдайынан туындайды. Олардың қасиеттері сипатталған. Олардың негізінде табиғи объектілердің эволюциясын сипаттау ұсынылады. В' зат объектілерінің волюциясы олардың динамикасына да, ішкі күйлердің өзгеруіне де байланысты, бұл денелердің құрылымдық жағдайынан туындайды.

Түйін сөздер: симметрия, қайтымсыздық, эволюция, ең аз әрекет принципі, энтропия, кванттық жүйелер, механика, динамика.

*Посвящается памяти
Валерия Васильевича Бурова*

Введение

Создание эволюционной картины мира – главная задача науки [1]. Термин «эволюция» вначале появился в биологии, где он означает адаптацию живых организмов к внешним условиям в результате естественного отбора. В физике ее можно определить, как возникновение и развитие природных систем в результате процессов, обусловленных изменяющимися в пространстве и во времени условиями.

Разработка физики процессов эволюции берет начало от возникновения термодинамики, статистической физики. Ключевые идеи, положенные в основу этих направлений, принадлежат Майеру, Гельмгольцу, Клаузиусу, Больцману, Пуанкаре, Пригожину, Эбелингу и многим другим выдающимся ученым [2-5]. В наше время строятся теории феномена жизни, открытых систем, синергетики и информации, фракталов и хаоса, физика процессов эволюции [6-10]. Однако, в рамках фундаментальных законов физики до последнего времени не удавалось описывать процессы эволюции природы [11-13]. В значительной степени эта проблема является следствием как

ограниченности разделов физики, так и их недостаточной взаимосвязанностью. Например, чтобы описать динамику тел, используется классическая механика [14, 15]. А чтобы описать их внутреннее состояние, используются статистическая физика, термодинамика, кинетика [2, 3]. Но в природе движение тел и изменение их внутренних состояний – взаимосвязанные процессы. Это видно на примере эволюции объектов Вселенной, структура которых меняется в результате их движения [16]. Взаимосвязь движения и изменения внутренних состояний мы постоянно наблюдаем при движении тел, когда в результате трения изменяется их внутреннее состояние.

Одна из ключевых проблем, которая лежит на пути объединения основополагающих разделов физики, связана с серьезным противоречием между классической механикой и термодинамикой. Так, согласно классической механике, природные процессы обратимы, что противоречит законам термодинамики. Многие ученые пытались разрешить противоречие между законами термодинамики, утверждающими, что энтропия всегда возрастает, и тем фактом, что эволюция представляет собой процесс усложнения. Один из способов разрешить это противоречие – принять вероятностное объяснение необратимости. Это объяснение

утверждает, что законы термодинамики применимы к среднему поведению больших систем, но поведение отдельных систем носит вероятностный характер. Это означает, что отдельные системы могут развиваться таким образом, что энтропия будет уменьшаться, но это очень маловероятно [11-13]. В его основе лежит гипотеза о существовании сколь угодно малых внешних флуктуаций. Они приводят к необратимости гамильтоновых систем из-за их экспоненциальной неустойчивости по Ляпунову. При таком решении проблемы необратимости нарушается принцип причинности, который лежит в основе познания природы. При этом природа эволюции остается не раскрытой [4, 7]. Более того, численные методы решения задач многих тел свидетельствуют о детерминизме движения системы.

В этой работе будет показано, что физика эволюции, изучающая процессы, приводящие к возникновению, развитию и распаду систем, должна учитывать тот факт, что работа внешних сил вызывает не только движение тела, но и меняет свое внутреннее состояние. То есть, для описания эволюции необходимо учитывать взаимосвязь динамики тела и изменения его внутреннего состояния. Для этого рассмотрим проблемы классической механики, статистической физики и термодинамики, которые стоят на пути описания процессов эволюции. Покажем, как учет структурности тел при движении обеспечивает взаимосвязь изменений внутренних состояний этих тел с их динамикой, как такой учет снимает отмеченные противоречия между термодинамикой и классической механикой. Рассмотрим, как модифицируются принципы симметрии, лежащие в основе вывода уравнения движения *структурированного тела (СТ)*, и как на их основе строится это уравнение. Рассмотрим, как это уравнение открывает возможность построения физики эволюции и развития метода описания процессов эволюции.

Проблемы классической механики, статистической физики и термодинамики

Классическая механика создана на основе уравнения движения Ньютона для тел, заданных в виде бесструктурной *материальной точки (МТ)* [14]. Исторически ее основные законы, например закон сохранения энергии, были связаны с уравнением движения Ньютона.

Однако, согласно современным представлениям, симметрия, характеризующая геометрию пространства-времени, является первичным понятием. Из симметрии следуют инварианты, определяющие законы динамики тел. Так, закон сохранения энергии следует из симметрий пространства-времени, а из закона сохранения энергии вытекает уравнение движения тел [17, 18].

Модель тела в виде МТ недостаточно полно отображает свойства тел. Для такой модели учитывается только работа, которая идет на перемещение тела. Но для СТ часть работы идет и на изменение их внутренних состояний. Пренебречь этой частью работы означает пренебречь эволюцией, так как эта часть работы изменяет состояние тел.

Сегодня изучение динамики систем выполняется в рамках формализмов Лагранжа и Гамильтона. Они построены на основе законов Ньютона и принципа Даламбера при условиях голономности связей и потенциальности коллективных сил [3,4]. Использование этих условий привело к тому, что инвариантом движения системы является не сумма энергий МТ, а *энергия движения* центра масс системы, как если бы система была абсолютно твердым телом [4]. Поэтому формализмы классической механики не описывают процессы эволюции систем.

В то время как классическая механика обратима, термодинамика, которая используется для изучения внутренних свойств тел в равновесном состоянии, необратима [5, 6]. Обоснование ее эмпирических методов приводится в статистической физике [5]. Изучение процессов установления равновесия выполняется в рамках кинетики [19]. Кинетика, статистическая физика, описывающие диссипативные процессы, строятся для моделей тел в виде статистических ансамблей, где в качестве частиц выступают равновесные подсистемы [6]. Ограничением их использования является то, что они развиты для покоящихся тел, когда инвариантом является *внутренняя энергия*. В целом статистические методы, как правило, применимы для описания равновесных систем или систем, незначительно удаленных от равновесия. Это существенно ограничивает возможность их использования для описания процессов эволюции, которые характерны для систем далеких от равновесия. Но, пожалуй, наибольшие трудности в использовании этих методов для описания

эволюции обусловлены тем, что они не учитывают того, что в природе эволюция связана с относительным движением взаимодействующих систем. В результате современная физика отвечает на вопрос, каковы могут быть стационарные структуры материи, но не описывает их эволюцию [1, 4, 11]. Таким образом, для описания эволюции необходимы такие уравнения, которое описывает динамику тел во взаимосвязи с изменениями их внутренних структур. Ниже рассмотрим, как строятся такие уравнения.

Уравнение движения структурированного тела

Связь между динамикой тела и изменением его внутреннего состояния наиболее ярко проявляется при трении. Трение возможно для систем, но невозможно для бесструктурных тел. Это определяет их качественное отличие. Оно заключается в том, что СТ обладает внутренней энергией и энергией движения. Движение каждой МТ из СТ определяется ее радиус-вектором и скоростью в лабораторной системе координат. Такое движение можно представить, как сумму движения МТ относительно центра масс СТ и движения вместе с центром масс СТ. Отсюда *работа внешних сил, изменяющая энергию движения каждой МТ, распадется на работу по изменению энергии движения и внутренней энергии СТ*. Назовем это дуализмом работы внешних сил. Изменение энергии движения СТ, определяемое симметриями пространства, пропорционально изменению суммы скоростей МТ. Изменение внутренней энергии, определяемое структурой СТ, связано с изменением относительных скоростей МТ. Следовательно, изменение энергии движения систем, и изменение их внутренних состояний – взаимосвязанные процессы [17, 18]. Поэтому уравнения, описывающие эволюцию, необходимо выводить с учетом общности и полноты законов для системы и окружающей среды. Назовем это *принципом эквивалентности законов физики для тела и окружающей среды*. К примеру, согласно этому принципу, прямые и обратные потоки вещества, энергии систем и окружающих их сред, а также определяющие их силы, подчиняются общим принципам, которые следуют из их симметрий.

2. Эволюция тел определяется не только симметриями пространства, но и их собственными симметриями. Это утверждение было названо *принципом дуализма симметрии*.

3. *Эволюция определяется нелинейной взаимосвязью симметрий пространства и симметрий тела*. Это видно на примере движения тела с трением, где работа внешних сил, идет как на увеличение его *энергии движения*, определяемой симметриями пространства, так и на увеличение его *внутренней энергии*, определяемой симметриями тела. Отсюда полный дифференциал работы внешних сил для системы из N элементов равен сумме работ по изменению ее энергии движения и внутренней энергии соответственно:

$$d\mathfrak{S}_N = dE_N^{tr} + dE_N^{int}. \quad (A)$$

Поэтому уравнение движения системы следует выводить из закона сохранения ее *полной энергии*. Это позволяет учитывать роль структурности тел в их динамике, а также взаимосвязь внутренней энергии и энергии движения СТ.

В соответствии с (A) *полную энергию* тела необходимо представить суммой *внутренней энергии* и *энергии движения*. Будем называть это *дуальным представлением энергии*. Оно реализуется переходом от переменных, определяющих *полную энергию* СТ в лабораторной системе координат, к независимым переменным, определяющих *полную энергию*, как сумму *внутренней энергии* и *энергии движения* СТ [20, 21].

Переменные, определяющие *внутреннюю энергию*, назовем *микрпеременными*, а переменные, определяющие *энергию движения* СТ – *макрпеременными*. Уравнение движения СТ следует из условия инвариантности дуального представления полной энергии путем ее дифференцирования по времени. Для системы потенциально взаимодействующих МТ оно имеет вид [20, 21]:

$$M_N \dot{V}_N = -F_N^0 - \mu V_N, \quad (1)$$

где $F_N^0 = \sum_{i=1}^N F_i^0$; F_i^0 – это сумма внешних сил, воздействующих на i -ю МТ; $F_{ij}^0 = F_i^0 - F_j^0$; $m_i = m_j = 1$; $M_N = Nm_i$; $V_N = (\sum_{i=1}^N v_i)/N$; $\dot{E}_N^{int} = \sum_{i=1}^{N-1} \sum_{j=i+1}^N v_{ij} (m\dot{v}_{ij} + F_{ij}^0 + NF_{ij}^0)$;

$\mu = \dot{E}_N^{\text{int}} / (V_N^{\text{max}})^2$; $V_N^{\text{max}} = -\dot{E}_N^{\text{int}} / F_N^0$; F_{ij} это сила взаимодействия между i -й и j -й МТ.

Уравнение (1) определяет движение СТ с учетом того, что часть работы внешних сил идет на изменение его внутреннего состояния.

Первый член правой части уравнения (1) равен сумме внешних сил. Он определяет ускорения СТ. Второй член билинеен. Он зависит от микро – и макропеременных и отвечает за изменение внутренней энергии системы за счет энергии движения. Он назван «эволюционной нелинейностью», поскольку характеризует нелинейную взаимосвязь энергии движения и внутренней энергии. Подобный член есть в эмпирическом уравнении движения, полученном на основе статистической теории флуктуаций [5]. Поскольку время связывают с законом сохранения энергии движения, то эволюционная нелинейность делает движение СТ инвариантным относительно обращения времени [21].

При $F_N^0 = -\mu V_N$ имеем $\dot{V}_N^{\text{max}} = 0$. Отсюда Аристотель заключил, что скорость тела пропорциональна силе [23]. При $\mu = 0$ или при малой скорости тела, уравнение (1) эквивалентно уравнению движения Ньютона.

Согласно уравнению (1), изменение энергии движения системы происходит за счет работы потенциальных сил. Потенциальные силы – это силы, которые хранятся в системе и могут быть высвобождены для совершения работы. Когда потенциальные силы совершают работу, они изменяют скорость системы.

Внутренняя энергия системы представляет собой сумму кинетической энергии и потенциальной энергии частиц в системе. Изменение внутренней энергии системы вызывается градиентами внешних сил, которые представляют собой изменения силы или направления внешних сил в пространстве. Эти градиенты могут заставлять частицы в системе двигаться быстрее или медленнее, а также могут вызывать столкновения частиц друг с другом.

Для систем частиц с равными массами изменение внутренней энергии возможно лишь при соизмеримости неоднородностей внешних сил с характерными масштабами СТ. Это означает, что градиенты внешних сил должны быть достаточно велики, чтобы преодолеть инерцию частиц в системе. Если эволюционная нелинейность велика, равновесие системы

может быть нарушено. В этом случае система должна быть представлена статистическим ансамблем.

Движение бесструктурного тела можно вывести из представлений о симметрии аналогично уравнению (1). В этом случае нужно воспользоваться тем, что бесструктурное тело не имеет внутренней энергии, а значит, имеет нулевую симметрию. Поэтому движение бесструктурного тела определяется только симметрией пространства-времени, а инвариантом движения бесструктурного тела является энергия движения, совпадающая с полной энергией.

В неравновесных и малых системах с неоднородными внешними силами энергия движения может увеличиваться за счет внутренней энергии. Это означает, что система может поглощать энергию из окружающей среды и использовать ее для увеличения своей энергии движения [20, 24].

Согласно условию (А) для систем в рамках классической механики можно ввести понятие D-энтропии, определив ее как относительное изменение внутренней энергии системы [24]. Понятия D-энтропии и энтропии являются мерами беспорядка в системе, и определяет меру изменения функции распределения элементов системы в результате внешних воздействий. Однако D-энтропия определяется в терминах функции распределения элементов системы, а энтропия определяется в терминах коллективных параметров. D-энтропия – это мера беспорядка в системе, которую можно применять как к большим, так и к малым системам, далеким от равновесия. Энтропия Клаузиуса – это частный случай D-энтропии, применимый только к большим системам, находящимся в равновесии. Энтропия Клаузиуса – это мера беспорядка в системе, которую можно использовать для количественной оценки эффективности преобразования работы покоящегося тела в тепло [6]. D-энтропия является мерой беспорядка в системе, которая может быть использована для количественной оценки эффективности преобразования энергии движения тела в его внутреннюю энергию.

Согласно расчетам, D-энтропия системы может быть отрицательной для систем с малым числом частиц. Это связано с тем, при числе частиц в системе $N < 100$ D-энтропия может быть не только положительной, но и отрицательной. Но уже при $N > 1000$ D-энтропия только

положительна [20]. Этот результат ранее был получен статистическим методом [32].

Эквивалентность законов физики означает, что законы физики одинаковы для всех наблюдателей, независимо от их движения или местоположения. Это означает, что механизм преобразования энергии между телом и окружающей средой также одинаков для всех наблюдателей.

Поскольку D-энтропия является мерой беспорядка в системе, а обратное преобразование внутренней энергии в энергию движения есть процесс, увеличивающий беспорядок в системе, то обратное преобразование должно быть процессом по крайней мере четвертого порядка.

Необратимость существует при положительности потенциала, имеющего вид [20, 25]:

$$H = \alpha\chi^2 - \beta\chi^4. \quad (2)$$

Здесь α , β – константы, определяемые уравнением (1), χ – малый параметр, например, приращение средней скорости элементов тела к ее величине. Подобное условие для потенциала, но полученное путем учета дополнительных малых членов гамильтониана, впервые использовалось Ландау при объяснении фазовых переходов [26, 27].

Величина $|\chi| < \chi_0$, где $\pm\chi_0$ – корни уравнения (2). В общем случае для $N \gg 1$, имеем: $H > 0$. Это соответствует второму закону термодинамики. Условие $H = 0$ – точка бифуркации. Согласно уравнению (1), состояние систем при $H = 0$ определяется детерминированным образом. А это означает, что динамика тел в точке бифуркации определяется микропараметрами.

Уравнение (1) представляет собой математическое уравнение, описывающее связь между динамикой тела и изменением его состояния. Динамика тела относится к тому, как тело движется и изменяется во времени. Изменение состояния тела относится к тому, как свойства тела, такие как его температура, давление и объем, изменяются с течением времени.

Модифицированный метод полного описания является необходимым инструментом для описания неравновесных систем, которые могут быть представлены как совокупность взаимодействующих равновесных подсистем, движущихся относительно друг друга.

Модифицированный метод полного описания является инструментом описания неравновесных систем, которые можно представить в виде множества взаимодействующих равновесных подсистем, движущихся относительно друг друга. В нем используются два математических уравнения: уравнение (1), описывающее связь между динамикой тела и изменением его состояния, и расширенное уравнение Лиувилля, описывающее эволюцию неравновесной системы.

Расширенное уравнение Лиувилля является обобщением уравнения Лиувилля, которое является фундаментальным уравнением классической механики. Уравнение Лиувилля описывает эволюцию системы, находящейся в равновесии. Расширенное уравнение Лиувилля учитывает взаимодействие между различными подсистемами в неравновесной системе и позволяет описать эволюцию системы во времени.

Оно было получено стандартным методом, но при его получении вместо уравнения Ньютона для МТ используется уравнение (1) для СТ. Отличие расширенного уравнения Лиувилля от канонического состоит в том, что в нем учитываются взаимодействия подсистем. Это и приводит к появлению отличной от нуля правой части. Оно имеет вид [31]:

$$\begin{aligned} \frac{df_i}{dt} &= \frac{\partial f_i}{\partial t} + \sum_{i=1}^N \left(\dot{R}_i \frac{\partial f_i}{\partial R_i} + \dot{P}_i \frac{\partial f_i}{\partial P_i} \right) = \\ &= -f_i \sum_{i=1}^N \frac{\partial}{\partial P_i} F_i. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь f_i – функция распределения МТ в i -м СТ; F_i – сила, действующая на i -е СТ; R_i и P_i – координаты и импульс i -й СТ соответственно.

Уравнения (1, 3) описывают приближение системы к равновесному состоянию путем преобразования относительных энергий движения подсистем системы (ПС) в их внутренние энергии. Это делается при условии, что полная энергия системы равна сумме энергий СТ. Фазовый объем такой системы следует представлять в виде суммы внутренних энергий СТ и энергий их движения [25].

Важность уравнений (1, 3) легче всего продемонстрировать на примере описания движения взаимодействующих галактик с изменением их внутренней структуры при

наличии неоднородностей гравитационных сил с масштабами, соизмеримыми с масштабами галактики. Связь между относительной энергией движения двух подсистем и их внутренней энергией аналогична связи между обычным трением и кинетической энергией движущегося объекта. В обоих случаях энергия переходит из одной формы в другую, а полная энергия сохраняется. Преобразование энергии относительного движения во внутреннюю энергию в случае гравитационно взаимодействующих двух подсистем можно назвать гравитационным трением. Аналогично можно ввести понятие электромагнитного трения в случае движения плазмы в неоднородных электромагнитных полях. Однако масштаб электромагнитного трения значительно варьируется из-за разницы между силами гравитации и электромагнитными силами.

Учет гравитационного трения с помощью уравнения (1) позволяет объяснить формирование аттракторов во Вселенной в рамках фундаментальных законов физики. Действительно, рассмотрим двойную звезду, движущуюся в центральном поле какого-нибудь достаточно массивного объекта, например черной дыры. В рамках законов классической механики, если в начальный момент времени движение звезды было бесконечным, то оно и останется бесконечным. В рамках классической механики объект не может быть захвачен неоднородностью гравитационного поля, если его размер сравним с неоднородностью. Это связано с тем, что неоднородность не повлияет на движение объекта.

Однако в рамках механики СТ это не так. Механика СТ учитывает взаимодействие между внутренней энергией объекта и гравитационным полем. Это взаимодействие может привести к захвату объекта неоднородностью, даже если его размер сравним с неоднородностью.

Это можно показать с помощью уравнения (1). Уравнение (1) описывает связь между относительной энергией движения двух подсистем и их внутренней энергией. В случае движения объекта в неоднородном гравитационном поле энергия относительного движения объекта и поля может быть преобразована во внутреннюю энергию. Затем эту внутреннюю энергию можно использовать для замедления объекта, и в конечном итоге она может быть захвачена неоднородностью.

Механизм захвата обусловлен преобразованием энергии движения объекта во внутреннюю энергию за счет разности сил, действующих на различные его части. Это эквивалентно диссипации, приводящей к возникновению аттракторов. Конечные стационарные состояния системы определяются вариационными методами классической механики. [14].

В целом, основные положения физики эволюции, могут уже сейчас быть использованы для решения следующих проблем Вселенной: образования материи из поля; образования структур; взаимосвязи материи и поля; расширения Вселенной; оценки энергетических потоков во Вселенной; вклада темной материи и скрытой энергии в ее эволюцию.

Заключение

Эволюция объектов материи обусловлена как их динамикой, так и изменениями внутренних состояний, что следует из условия структурности тел. Эти взаимосвязанные процессы описываются уравнениями (1, 3). Они обусловлены тем, что работа внешних сил идет как на движение объекта, так и на изменение его состояния. Уравнения следуют из характера симметрии объекта и среды при использовании нескольких положений. К ним относятся принцип эквивалентности законов физики для тела и его среды, принцип дуализма симметрии, и взаимосвязь симметрий тела и симметрий пространства.

Согласно принципу эквивалентности законов физики, тело и среду следует рассматривать, как взаимодействующие системы, подчиняющиеся общим законам физики.

Согласно *принципу дуализма симметрии*, эволюция систем определяется инвариантностью их *полной энергии*, представленной суммой *энергии движения* и *внутренней энергии*, соотношения которых меняется вследствие нелинейного взаимного преобразования энергии движения и внутренней энергии системы. Для больших систем это преобразование необратимо.

Из уравнений (1,3) следует, что эволюция невозможна для бесструктурных элементов. То есть, материя делима до бесконечности. Это свидетельствует о полевом происхождении материи.

Механика СТ позволяет обосновать эмпирические законы термодинамики на основе

фундаментальных законов физики и открывает возможность построения модифицированного метода полного описания систем. Суть метода состоит в описании эволюции систем с учетом взаимосвязи процессов динамики тел и изменения их внутренних состояний, что

необходимо для построения эволюционной картины мира.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Комитета науки Министерства науки и высшего образования Республики Казахстан (грант № AP09259554).

Литература

1. Penrose R. Path to reality or laws governing the Universe. Complete guide. M., Izhevsk, 2007;
2. Landau L.D., Lifshits E.M. Statistical Physics, M., Nauka, 1976;
3. Rumer Yu. B., Rivkin M. Sh. Thermodynamics, Stat. physics and Kinematics, M., Nauka, 1977;
4. Prigogine I., Stengers. Time is Chaos Quantum. Towards a solution to the paradox of time. M., URSS, 2001;
5. Poincare A. About science. M., Science. 1983;
6. Галимов Э.М. Феномен жизни. Между равновесием и нелинейностью. Происхождение и принципы эволюции. М., УРСС, 2001;
7. Климонтович Ю.Л. Статистическая теория открытых систем, М., Янус, 1995;
8. Чернавский Д.С. Синергетика и информация. М., Наука, 2001;
9. Шредер М. Фракталы, хаос, степенные законы (Миниатюры из бесконечного рая). R and C Dynamics, Ижевск, 2001;
10. Эбелинг В., Энгель А., Файстель Р. Физика процессов эволюции, УРСС, М., 2001;
11. Zaslavsky G. M. Stochasticity Dynamic Systems. M., Sci. Press, 1984;
12. Goldstein S. Boltzmann's Approach to Statistical Mechanics. arXiv:cond-mat/0105242 11 May 2001;
13. Gallavotti G. Reversibility, Irreversibility, Friction and nonequilibrium ensembles in N-S equations. arXiv:2210.05483v1 11 Oct 2022;
14. Lanczos C. The variational principles of mechanics, M., Mir, 1962;
15. Goldstein H. Classical Mechanics. M., Nauka, 1975;
16. Chandrasekhar S. Dynamical Friction III. a More Exact Theory of the Rate of Escape of Stars from Clusters. Astrophysical Journal. 98. 54–60. 1943;
17. Wigner E. Etudes on Symmetry. M., Nauka, 1971;
18. Mak Voy K. Symmetry groups in physics. UFN, 91, 1, 121-150, 1967;
19. Landau. LD., Lifshitz EM. Physical kinetics. M., Science, 1979;
20. Somsikov V. M. Fundamentals of Physics of Evolution. Almaty, KazNu Al-Farab, 2021;
21. Somsikov V. M. Limitation of classical mechanics and ways it's expansion. PoS (Baldin ISHEPP XXII-047), XXII International Baldin Seminar on High Energy Physics Problems, JINR, Dubna, Sept. 2014;
22. Prigogine I. Irreversibility as a Symmetry-breaking Process. Nature 246, 67–71 <https://doi.org/10.1038/246067a0>, 1973;
23. Aristotle. Works. In 4 volumes (Series "Philosophical Heritage"). M., Thought, 1975-1983;
24. Somsikov V.M., Denisnya V.I. Peculiarities of passage of an oscillator through a potential barrier. Russian Physics Journal, 56, 4, 463-472, 2013;
25. Somsikov V.M. D-Entropy in Classical Mechanics. In: Skiadas, C.H., Dimotikalis, Y. (eds) 14th Chaotic Modeling and Simulation International Conference. CHAOS 2021. Springer Proceedings in Complexity. Springer, Cham. https://doi.org/10.1007/978-3-030-96964-6_33 (https://link.springer.com/chapter/10.1007/978-3-030-96964-6_33), 2022;
26. Landau L.D. To the theory of phase transitions. I. JETP, 7, (1937). p.19; Landau L.D. To the theory of phase transitions. II JETP, 7, 627-632, 1937;
27. Shirkov D.V. 60 years of broken symmetries in physics (From Bogolyubov's theory of superfluidity to the Standard Model), UFN, 179, 6, 581-589, 2009;
28. Milgrom M. A modification of the Newtonian dynamics as a possible alternative to the hidden mass hypothesis. Astrophysical Journal, 270, 365-370. 1983;
29. Hobson A. There are no particles, there are only fields. American Journal of Physics 81, 211 <https://doi.org/10.1119/1.4789885>, 2013;
30. Bricmont J. Science of Chaos or Chaos in Science? arXiv:chao-dyn/9603009v1 22 Mar 1996;
31. Somsikov V.M. Equilibration of a hard disks system. International Journal of Bifurcation and Chaos. Vol.14, №. 11(2004) c. 4027-4033;
32. Aringazin A.K., Mazhitov M.I. Quasicanonical Gibbs distribution and Tsallis non-extensive statistics. Physica A 325 (2003) 409–425.

D.S. Korshikov* , E.S. Shevchenko 

Omsk State Technical University, Russia, Omsk

*e-mail: d.s.korshikov@mail.ru

MICROPROCESSOR DEVICE FOR RECORDING INFORMATION ABOUT TELLURIC CURRENTS

The research is relevant because it is important to record information about telluric currents flowing in the Earth and study them. When analyzing the results of the study of telluric currents, it is determined that abrupt changes occur in the telluric field before earthquakes, volcanic eruptions, or tsunamis. This suggests that the observation of telluric currents is a fairly weighty basis for their further study in terms of predicting upcoming natural phenomena. The volume of the research is significant because it has the potential to revolutionize the way we predict natural disasters. By studying telluric currents, we can gain a better understanding of how the Earth's crust behaves before and during these events. This information could be used to develop early warning systems that could save lives. The paper provides an overview of scientific and technical information about telluric currents flowing in the Earth, the nature of their manifestations, registration methods, and interpretation methods. An overview of scientific and historical materials on the study of telluric currents is given. The technology for performing the work is given from modern textbooks and scientific articles. A microprocessor device for recording information about telluric currents has been developed. A scientific experiment was conducted to confirm the operability of this device. The direction of telluric current flow was determined in an open area. Based on the results obtained, graphs of the dependences of signals from grounding conductors on time were constructed. An analysis of the numerical component of the graphs was conducted. By developing a device that can record telluric currents, scientists can gain a better understanding of how the Earth's crust behaves before and during these events. This information could be used to develop early warning systems that could save lives.

Key words: microprocessor device, telluric currents, grounding, earthquake.

Д.С. Коршиков*, Е.С. Шевченко

Омбы мемлекеттік техникалық университеті, Ресей, Омбы қ.
e-mail: d.s.korshikov@mail.ru

Теллуриялық токтар туралы ақпаратты жазуға арналған микропроцессорлық құрылғы

Зерттеу өзекті, өйткені жерде ағып жатқан теллуриялық токтар туралы ақпаратты жазып, оларды зерттеу маңызды. Теллуриялық ағымдарды зерттеу нәтижелерін талдау кезінде жер сілкінісі, жанартау атқылауы немесе цунами алдында теллуриялық өрісте күрт өзгерістер болатыны анықталды. Бұл теллуриялық ағымдарды бақылау оларды алдағы табиғи құбылыстарды болжау тұрғысынан одан әрі зерттеу үшін өте маңызды негіз болып табылады деп болжайды. Зерттеудің ауқымы айтарлықтай, өйткені ол табиғи апаттарды болжау жолында төңкеріс жасай алады. Теллуриялық ағымдарды зерттей отырып, біз жер қыртысының осы оқиғаларға дейін және сол кезде қалай әрекет ететінін жақсы түсінеміз. Бұл ақпарат өмірді сақтап қалуы мүмкін ерте ескерту жүйелерін жасау үшін пайдаланылуы мүмкін. Мақалада жердегі теллуриялық токтар, олардың көріністерінің табиғаты, тіркеу және түсіндіру әдістері туралы ғылыми-техникалық ақпаратқа шолу жасалады. Теллуриялық токтарды зерттеу бойынша ғылыми және тарихи материалдарға шолу жасалды. Жұмысты орындау технологиясы заманауи оқулықтар мен ғылыми мақалалардан алынған. Теллуриялық токтар туралы ақпаратты жазу үшін микропроцессорлық құрылғы жасалды. Бұл құрылғының жұмысын растау үшін ғылыми эксперимент жүргізілді. Теллуриялық ток ағынының бағыты ашық жерде анықталды. Алынған нәтижелер негізінде сигналдардың жерге тұйықтау өткізгіштеріне уақытқа тәуелділігінің графиктері салынды. Графиктердің сандық компонентіне талдау жасалды. Теллуриялық токтарды тіркеуге қабілетті құрылғыны жасау арқылы ғалымдар жер қыртысының осы оқиғаларға дейін және сол кезде қалай әрекет ететінін жақсы түсіне алады. Бұл ақпарат өмірді сақтап қалуы мүмкін ерте ескерту жүйелерін жасау үшін пайдаланылуы мүмкін.

Түйін сөздер: микропроцессорлық құрылғы, теллуриялық токтар, жерге қосу, жер сілкінісі.

Д.С. Коршиков*, Е.С. Шевченко

Омский государственный технический университет, Россия, г. Омск

*e-mail: d.s.korshikov@mail.ru

Микропроцессорное устройство для записи информации о теллурических токах

Исследование актуально, поскольку важно зафиксировать информацию о теллурических токах, протекающих в Земле, и изучить их. При анализе результатов изучения теллурических течений установлено, что резкие изменения происходят в теллурическом поле перед землетрясениями, извержениями вулканов или цунами. Это говорит о том, что наблюдение теллурических течений является довольно весомой основой для их дальнейшего изучения с точки зрения прогнозирования предстоящих природных явлений. Объем исследования значителен, поскольку он потенциально может революционизировать то, как мы предсказываем стихийные бедствия. Изучая теллурические течения, мы можем лучше понять, как ведет себя земная кора до и во время этих событий. Эта информация могла бы быть использована для разработки систем раннего предупреждения, которые могли бы спасти жизни. В статье представлен обзор научно-технической информации о теллурических токах, протекающих в Земле, природе их проявлений, методах регистрации и интерпретации. Дан обзор научных и исторических материалов по изучению теллурических токов. Технология выполнения работы приведена из современных учебников и научных статей. Разработано микропроцессорное устройство для записи информации о теллурических токах. Для подтверждения работоспособности этого устройства был проведен научный эксперимент. Направление течения теллурического тока определялось на открытой местности. На основании полученных результатов были построены графики зависимостей сигналов от заземляющих проводников от времени. Был проведен анализ числовой составляющей графиков. Разработав устройство, способное регистрировать теллурические токи, ученые смогут лучше понять, как ведет себя земная кора до и во время этих событий. Эта информация могла бы быть использована для разработки систем раннего предупреждения, которые могли бы спасти жизни.

Ключевые слова: микропроцессорное устройство, теллурические токи, заземление, землетрясение.

Introduction

Telluric currents, also known as Earth currents, are weak, variable electric currents that flow through the Earth's surface. The magnitude, time, and direction of telluric currents vary depending on a number of factors, including the composition of the Earth, the geographical location, and the disturbance of the geomagnetic field. The amplitude of telluric currents is typically in the microampere range, but can be much higher during geomagnetic storms.

The volume of telluric currents is significant because they can be used to study the Earth's interior. By measuring the strength and direction of telluric currents at different locations, scientists can learn more about the Earth's composition, structure, and magnetic field. Telluric currents can also be used to monitor natural disasters, such as earthquakes and volcanic eruptions. There is no single theory that explains the origin of telluric currents. However, it is known that they are associated with a variety of phenomena occurring in

the Earth's crust, on its surface, and in the atmosphere.

Scientists believe that telluric currents are caused by a variety of phenomena, including [1, 2]:

- The electrical polarization of rocks: When rocks are subjected to stress, such as during an earthquake, they can become polarized. This polarization creates an electric field, which can give rise to telluric currents.
- Electromagnetic effects during rock cracking: When rocks crack, they can generate electromagnetic fields. These fields can induce telluric currents in the surrounding rock.
- Processes occurring in the ionosphere: The ionosphere is a layer of charged particles that surrounds the Earth. The ionosphere is constantly bombarded by charged particles from the sun. These charged particles can interact with the Earth's magnetic field to generate electric fields, which can give rise to telluric currents.
- Geomagnetic activity: The Earth's magnetic field is constantly changing. These changes can be

caused by a variety of factors, including the sun's activity, solar flares, and coronal mass ejections. Geomagnetic activity can induce telluric currents in the Earth's crust.

Currently, in some countries with high seismic activity, tectonic faults, or volcanic structures, scientists are collecting data to study telluric currents. Telluric currents are weak, variable electric currents that flow through the Earth's surface. They are caused by a variety of factors, including the Earth's rotation, the sun's activity, and lightning strikes. Scientists are interested in studying telluric currents because they can be used to monitor natural disasters, such as earthquakes and volcanic eruptions. By measuring the strength and direction of telluric currents, scientists can get early warning of these events. The volume of data being collected is significant because it will allow scientists to better understand telluric currents and how they can be used to monitor natural disasters. This information could be used to develop early warning systems that could save lives. Analysis of the results of observations of telluric currents in regions with high seismic activity or volcanic activity has shown that abnormal changes in currents occur before earthquakes or volcanic eruptions. These changes can be detected by monitoring the strength and direction of telluric currents [3, 4]. The behavior of telluric currents before earthquakes and volcanic eruptions is a sufficiently weighty basis for organizing observations of them in terms of predicting upcoming natural phenomena. The research on telluric currents is still in its early stages, but it has the potential to revolutionize the way we study and predict natural disasters. By developing early warning systems for earthquakes and volcanic eruptions, we can save lives and protect property. The research task involves registering telluric currents in order to study their properties and how they are affected by physico-chemical processes in the Earth's crust and atmosphere. This research could lead to a better understanding of the Earth's interior and atmosphere, and it could also be used to develop early warning systems for natural disasters such as earthquakes and volcanic eruptions. To perform the research task of registering telluric currents, it is required to develop a universal analog information recorder that is capable of operating in the field from an autonomous power source. This is because telluric currents can be measured in remote and difficult-to-access locations, where it may not be possible to connect to a power grid. The

development of this recorder is a significant challenge, but it is essential for the advancement of research into telluric currents. By developing a recorder that is capable of operating in the field, scientists will be able to collect data on telluric currents in a wider range of locations, which will lead to a better understanding of these phenomena. The recorder will also be useful for other applications, such as monitoring natural disasters and studying the Earth's atmosphere. By developing this recorder, we can make significant advances in our understanding of the Earth and its environment.

In this regard, it seems most appropriate to develop a specialized device that can record analog signals and convert them into digital code. The device would be based on a microcontroller, which would be responsible for pre-processing the input signals and transferring the processed data to a computer. The computer would then be responsible for performing more complex data processing tasks, such as analysis and visualization.

Materials and Methods

Development of a microprocessor device and the methodology of the experiment

The peculiarity of the registration of telluric currents is that the recorder must operate continuously for long periods of time in the field. This factor imposes additional requirements on the recorder circuit, which must be compact, micro-powerful, and have a large amount of memory. The recorder must also be powered by an autonomous power source.

The structural and functional diagram of the recorder is shown in Figure 1. The recorder consists of the following main components:

- Analog-to-digital converter (ADC): The ADC converts the analog input signal into a digital signal.
- Microcontroller: The microcontroller controls the operation of the recorder and performs data processing tasks.
- Memory: The memory stores the data that is recorded by the recorder.
- Power supply: The power supply provides power to the recorder.

The recorder is a complex device that must meet a number of requirements in order to be able to record telluric currents. The recorder must be compact, micro-powerful, have a large amount of memory, and be powered by an autonomous power

source. The recorder must also be able to operate continuously for long periods of time in the field.

The structural and functional diagram of the recorder shows how these components are interconnected. The ADC converts the analog input signal into a digital signal, which is then processed by the microcontroller. The microcontroller stores the processed data in the memory, and the power supply provides power to the recorder. The recorder is a valuable tool for scientists who study telluric currents. The recorder can be used to collect data on telluric currents in a variety of locations, which can be used to improve our understanding of these phenomena.

The task of determining the values and directions of the currents under study can be reduced to measuring and continuously recording the potential difference between two pairs of electrodes mounted on two mutually perpendicular directions.

The potential difference between the electrodes is proportional to the strength of the current flowing through the electrodes. The direction of the current can be determined by the polarity of the potential difference. The electrodes can be mounted on two mutually perpendicular directions to measure the components of the current in two different directions. This allows us to determine the magnitude and direction of the current. The potential difference between the electrodes can be measured using a variety of devices, such as a voltmeter or an oscilloscope. The data can be recorded continuously using a data logger. The data from the data logger can be analyzed to determine the values and directions of the currents under study. This information can be used to study the Earth's interior and atmosphere, and to develop early warning systems for natural disasters such as earthquakes and volcanic eruptions.

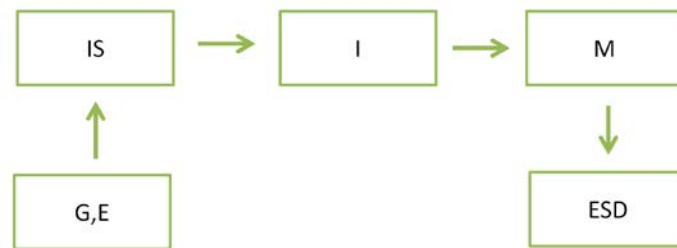


Figure 1 – Structural and functional diagram of the telluric current recorder:
 G, E – grounding electrodes of the ground loop (East-West); IS – input stage;
 I – integrator; M – microcontroller; ESD – external storage device

The input stage of the IR is a circuit that adds two signals together and then converts the signal to a lower frequency. The input stage also suppresses high-frequency interference up to frequencies of several Hertz. The pulse integrator and pulse counter are two important components of the electricity quantity dispenser. The pulse integrator is responsible for measuring the total amount of electricity that has been consumed, and the pulse counter is responsible for counting the number of pulses that have been generated by the electricity meter. The pulse integrator works by adding up the individual pulses that are generated by the electricity meter. The pulse counter works by counting the number of pulses that are generated by the electricity meter.

The data from the pulse integrator and pulse counter is used to calculate the total amount of

electricity that has been consumed [5]. The control unit is responsible for synchronizing the operation of the complex. Before starting work, all registers and counters are reset to zero. After starting, the timer generates a periodic sequence of pulses with a specified period, ΔT . During this period of time, the pulse counter accumulates information proportional to the amount of electricity measured in the ground loop circuit. The information accumulated by the pulse counter is then used to calculate the total amount of electricity that has been consumed.

When the next pulse arrives, the control unit generates a signal to transfer the data from the pulse counter to the external memory. The contents of the pulse counter are then reset to zero and the accumulation of new information begins. The address counter register is incremented by one after each procedure of writing data to an external storage

device. While working in the field, the VSU unit is used to collect data. When the external memory of the VSU unit is filled, it is replaced with another VSU unit. The data from the filled VSU unit is then read into a PC in the laboratory. The PC is used to process the data, perform necessary calculations, and plot the data.

Earth currents can only be measured by observing signals from grounding electrodes that are placed in the ground and spaced far apart. When the potential difference between the grounding electrodes is measured, an electrical circuit is formed. This circuit is a closed loop that includes the Earth as a conductive medium. The circuit is completed by connecting the grounding electrodes to the IR input stage via a communication line. The electrodes of the grounding circuit are typically located in the cardinal directions (north, south, east, and west) to make it easier to find the direction of the resulting vector. For example, consider a contour in which the grounding electrodes are located along an east-west line.

The electrodes of the grounding circuit are typically located in the cardinal directions (north, south, east, and west) to make it easier to find the direction of the resulting vector. For example, consider a contour in which the grounding electrodes are located along an east-west line. According to the calculation of the contour parameters carried out using the dependencies [6], the active resistance between two cylindrical earthing devices in the ground at a distance of 100 m between them is about 30 ohms, the inductive component at a frequency $f_C = 50$ Hz is 0.02 ohms, and the active resistance of the communication line is approximately 2 ohms. The total resistance of the circuit is the sum of the active resistances of the grounding electrodes, the inductive component, and the active resistance of the communication line. In this case, the total resistance is about 32.02 ohms.

The input stage of the recorder has a very high input resistance. This means that it draws very little current from the circuit. The resistance of the communication line is much less than the resistance of the ground between the electrodes. This means that the current flowing through the communication line is much greater than the current flowing through the ground. As a result, the voltage at the input of the recorder will be equal to the voltage at the grounding electrodes. This is because the voltage drop across the communication line is negligible.

$$u_1 = u_{B3} + (\Delta u_B - \Delta u_3) + u_{II} = u_{B3} + \Delta u_3 + u_{II} \quad (1)$$

where u_{B3} – instantaneous value of informative signal from grounding conductors;

u_{II} – instantaneous value of interference voltage of various nature;

$\Delta u_3 = \Delta u_B - \Delta u_3$ – quantity characterized by the difference of potential jumps Δu_B и Δu_3 at the electrode-electrolyte interface of both ground electrodes and heterogeneity of electrolytes filling wells with electrodes [7, 8, 9].

The integrator can only operate in unipolar mode, meaning that the input signal must be positive. If the input signal is negative, it must be offset by a positive voltage before it is applied to the integrator. This offset voltage is typically chosen to be slightly larger than the maximum negative value of the input signal. In this case, the offset voltage is $\approx +0.4$ V.

Thus, the integrator input receives a total signal, which can be represented as follows:

$$u_{1\Sigma} = u_1 + u_0 = u_{B3} + \Delta u_3 + u_{II} + u_0 \quad (2)$$

The integrator in this scheme is used to average the values of input signals at regular intervals. The averaging is done over a time interval of ΔT . The averaged values are then converted to binary codes and written to external memory.

The data entered into computer memory arrays are presented in the form of binary codes. Each binary code represents a certain number of pulses. The number of pulses is proportional to the value of the input signal. The input signal is sampled at regular intervals of time. The sampling period is denoted by τ . The value of each parameter is the average value of the input signal over the sampling period. To determine the value of the desired signal, the average value of the input signal over the period, it is necessary to subtract the offset from the total value. The offset is a constant value that is added to the input signal before it is sampled. The offset is used to compensate for the bias in the sampling process.

$$\underline{u}_1 = \underline{u}_{1\Sigma} - u_0 = \underline{u}_{B3} + \Delta u_3 \quad (1.3)$$

The parameter characterizing the average minute value of the difference in potential jumps

between the electrodes corresponds to the value of the number of pulses equal to the average value of the input signal over a period of one minute.

$$\Delta N_i = N_i - N_0, \quad (1.4)$$

where N_0 – number of pulses proportional to the offset u_0 .

This information can be conveniently analyzed using graphs. The ordinate axis of the graph shows the values of the current, taking into account the sign. The abscissa axis of the graph shows the time in hours. The transition to the parameter can be carried out by the formula:

$$\begin{aligned} \underline{u}_{1i} = u_{1\Sigma i} - u_0 &= \frac{S_0}{\Delta T} \cdot (N_i - N_0) = \\ &= \frac{S_0}{\Delta T} \cdot \Delta N_i = K_{np} \cdot \Delta N_i \end{aligned}, \quad (1.5)$$

where $K_{np} = \frac{S_0}{\Delta T} \approx 0,56$ mV/imp. — proportionality factor;

$S_0 = 3,355 \cdot 10^{-2}$ V·s/imp. – quantum of volt-second area;

$\Delta T = 60$ s – averaging time.

If the averaging interval is 1 minute, then 1440 samples of data are entered into the computer's memory per day. This is because there are 24 hours in a day and 60 minutes in an hour, so there are $24 * 60 = 1440$ minutes in a day.

Results and discussion

The choice of the integration time interval, ΔT , depends directly on the frequency range of the information that needs to be received. A shorter integration time interval will allow for the detection of higher frequencies, while a longer integration time interval will allow for the detection of lower frequencies. The choice of the integration time interval, ΔT , depends directly on the frequency range of the information that needs to be received. A shorter integration time interval will allow for the detection of higher frequencies, while a longer

integration time interval will allow for the detection of lower frequencies.

With the help of an integrator, the analog signal u_1 is quantized over the volt-second area S_0 (Figure 2). This means that the integrator converts the analog signal into a series of discrete values, each of which represents a certain amount of charge. The values are then stored in the computer's memory.

This means that as the accumulation of a given quantum of area (S_0) under the curve $u_1(t)$ during Δt_{qii} , a sequence of rectangular pulses is formed at the output of the integrator. This is because the integrator output is proportional to the area under the input signal curve, and the input signal curve is a series of rectangular pulses.

The total signal u_1 is converted in real time into a sequence of pulses in the integrator. These pulses are then summed up in digital counters, which turns them into a code having a weight proportional to the average voltage u_1 for the averaging time interval $T=10$ seconds.

At the output of the pulse integrator, the number of pulses at the maximum input signal level for 1 minute should not exceed 999. This means that no more than 16.66 pulses should be formed in one second.

$$N/\Delta T = 999/60 \approx 16,65 \text{ (imp/s)}$$

The frequency of fluctuations of the output voltage for a functional generator of this type is typically in the range of 100 Hz to 1 MHz. This means that the output voltage of the functional generator may vary slightly from its nominal value over a period of time. The amount of variation depends on the specific functional generator and the settings that are used.:

$$f = \frac{(R1 + R2) \cdot U_0}{4R1RCU_{\text{МАКС}}}, \quad (1.9)$$

where U_0 – maximum input voltage.

$$U_{\text{макс}} = U_{\text{num}} - \text{supply voltage. } U_{\text{num}} = 7,4 \text{ V.}$$

The hardware part of the device is implemented on the Arduino Nano platform, (Figure 3).

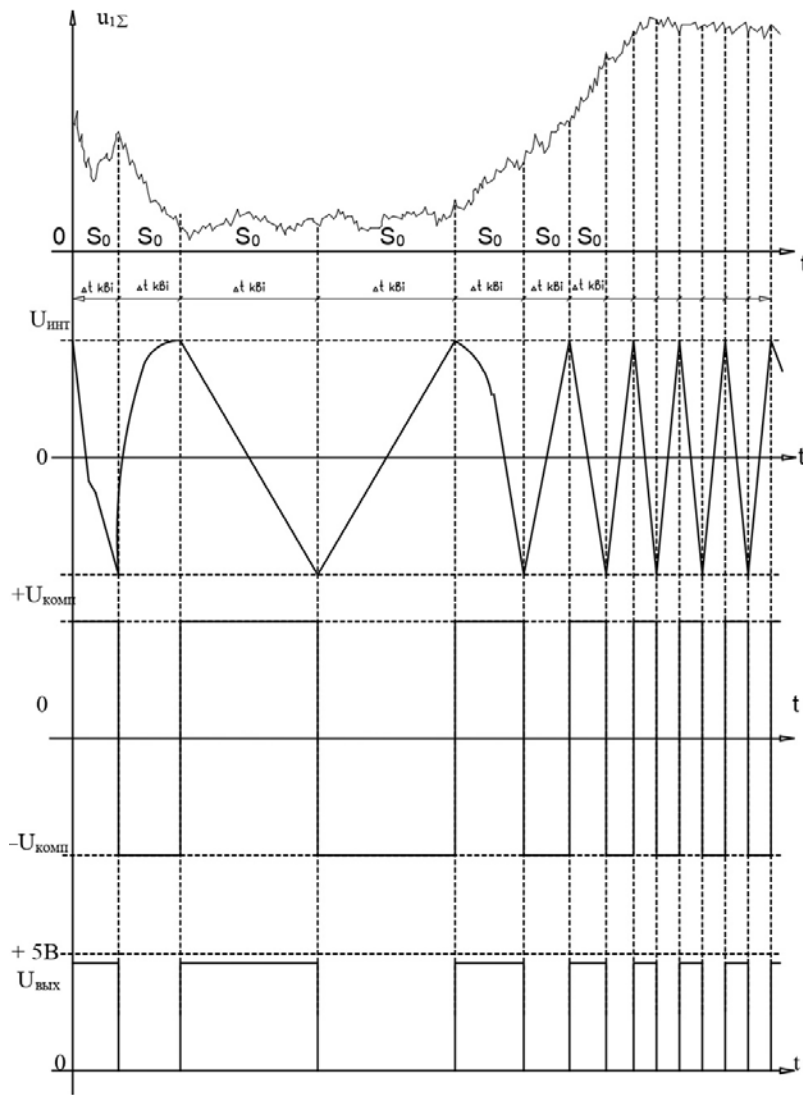


Figure 2 – The nature of the change in the input signal $u_{1\Sigma}(t)$ with a demonstration of the operation of the pulse integrator



Figure 3 – Appearance of the Arduino Nano

This platform includes the ATmega328P microcontroller from the Atmel family, as well as a TTL-USB converter on a CH340G chip. These components are necessary for connecting and programming the module via the USB port of a personal computer [10].

In addition, a clock module is installed to measure the date and time. The clock module is a board based on the DS1307 chip, which has a battery backup to protect against accidental power outages (Figure 4). This chip is a real-time clock and a calendar.



Figure 4 – Appearance of the time module

The device interacts with the time module and receives data from it in the form of: [hours; minutes; seconds; date; month; year; day of the week]. The type of transmitted data is int. The days of the week take values from 1 to 7, where 1 is

Monday and 7 is Sunday. The microSD card module is used to store and output information to portable drives. It supports SDHC memory cards up to 32GB (Figure 5).

The module includes a voltage regulator to convert the 5V power supply to 3.3V, which is what the memory card requires. It also has a logic level converter to convert the 5V logic levels from the microcontroller to 3.3V logic levels, which is what the memory card expects.



Figure 5 – Appearance of the memory module

The device is made in a small, plastic case (Figure 3). It has a switch and three LEDs on the device body. The switch is used to turn on and off the external power supply to the device. The appearance of the device assembly is shown in Figure 6.



Figure 6 – Device appearance

Conducting an experiment to determine the direction of flow of telluric currents. The determination of the direction of telluric current flow was carried out in an open area in the city of

Omsk at the coordinates of 55.023°N. and 73.292° E. The experiment was carried out using rod steel electrodes, divided into 8 points every 45° in a circle with a diameter of 100m, Figure 7.



Figure 7 – Places for installing electrodes in open areas

To connect the electrodes to the recording device, a geophysical wire of the GSP 0.5 brand was used. The potential difference and resistance between the electrodes were measured using a universal digital multimeter with the ability to register a constant voltage in millivolts. The diagram of the electrode installation relative to the directions South-North (S-N), East-West (V-Z), South-Southeast (SZ-SE), and South-Southwest (SV-SW).

After determining the potential difference between the electrodes and the soil resistance, the current strength was calculated. The results of the study are presented in table 1.

After determining the potential difference, a microprocessor device was installed and connected. The measurements were carried out in a similar way to the measurements of the potential difference, in the directions: S-Y, V-Z, NW-SE, SW-SW. In each direction, six minutes of information was recorded, i.e. six values of the interrupt count counter. The results of the study are presented in table 2.

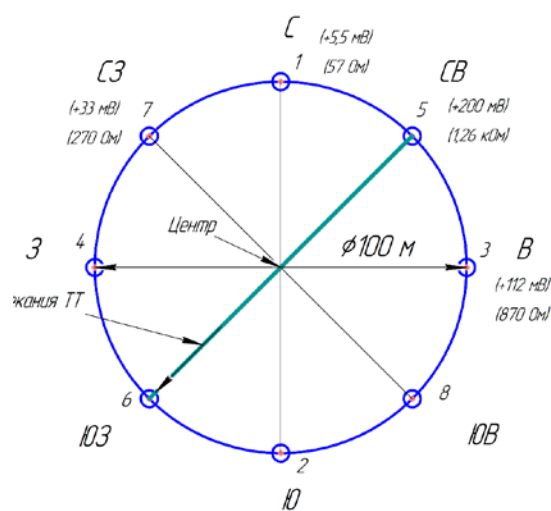
Based on the data, the greatest potential difference was observed between electrodes 5 and 6 in the SW-SW direction. This indicates a pronounced increase in the number of interruptions and the greatest potential difference between the electrodes, which corresponds to the direction of flow of telluric currents (Figure 8).

Table 1 – Results of the study

electrodes	Расстояние	Potential difference	Сопротивление	Current strength
№	М	mV	Om	mA
1-2	100	5,5	57	0,0965
3-4	100	112	870	0,1287
5-6	100	200	1260	0,1587
7-8	100	33	270	0,1222

Table 2 – Results of the study

№	№ directions	Time, t	Number of interrupts, Ni	ΔU , mV	R, kOm
t1	1-2	18:33	208	5,5	0,057
		18:34	205		
		18:35	204		
		18:36	206		
		18:37	208		
		18:38	208		
t2	3-4	18:57	731	112	0,87
		18:58	732		
		18:59	719		
		19:00	721		
		19:01	726		
		19:02	727		
t3	5-6	19:18	928	200	1,26
		19:19	936		
		19:20	917		
		19:21	905		
		19:22	897		
		19:23	893		
t4	7-8	19:38	280	33	0,27
		19:39	279		
		19:40	281		
		19:41	272		
		19:42	272		
		19:43	271		

**Figure 8** – Direction of flow of telluric currents

Conclusion

In this project, a recorder of digital information about telluric currents has been developed. The device is made in a compact package, relatively small size.

A scientific experiment was carried out confirming the operability of this device. The direction of telluric current flow was determined in open areas. Based on the results obtained, graphs of the dependences of signals from ground electrode systems on time were plotted.

Advantages of the designed device:

1. It is capable of automating the process of recording and processing signals when measuring stray and telluric currents.

2. Can work in the field from an autonomous 12.6V power supply (car battery).

3. Workable for long periods of time (2 weeks).

4. Equipped with a USB interface for recording information to external memory.

5. It has high reliability and noise immunity, which positively affects the accuracy of measurements.

The device is designed for short-term collection of information about stray currents in order to detect dangerous effects on underground metal structures and structures.

It can also be used to monitor the flow of telluric currents in the earth for a long time in order to collect and accumulate information about the processes occurring in the earth for further forecasting of natural disasters, such as earthquakes, tsunamis and volcanic eruptions.

References

1. Frost Yu.F. On the method of searching for short-term precursors of strong earthquakes in a low-frequency telluric field in Kamchatka // *Physics of the Earth* / Yu.F. Moroz. – 1994. No.9. – pp. 88-90.
2. Sobolev G.A. Local disturbances of the electric field in Kamchatka and their connection with earthquakes / G.A. Sobolev, V.N. Morozov // *Physical foundations of the search for earthquake prediction methods*. – M.: Nauka, 1970. p.110.
3. Kraev A.P. Fundamentals geoelectrics / A.P. Kraev. – M.: Nedra, 1965.
4. Troitskaya V.A. Terrestrial currents / V.A. Troitskaya // *Nature*. -1955. №5.
5. Kolontarov P.A. Calculation of inductances: Reference book. – 3rd ed., reprint. and additional / P.A. Kolontarov, L.A. Tseitlin. – L.: Energoatomizdat. Leningr. department, 1986. – 488 p
6. Investigation of the causes of telluric currents in the Omsk region and their connection with anomalous phenomena in the Earth's crust and atmosphere: Research Report (final) Omsk State Technical University; hand. A.P. Popov. – No. GR 01.9.80 007412. – Omsk, 1999. – 64 p
7. Bagotsky V.S. Fundamentals of electrochemistry / V.S. Bagotsky. – M.: Chemistry, 1988. -400 p.
8. Frumkin A.N. Kinetics of electrode processes / A.N. Frumkin, V.S. Bagotsky, Z.A. Iofa, B.N. Kabanov. – M.: Publishing House of Moscow State University, 1952. – 319 p
9. Avakian, S.V. The influence of magnetic storms on the accident rate of electric power, automation and communication systems/ S.V. Avakian, N.A. Voronin, K.A. Dubarenko // *Scientific and Technical Bulletin of SPbPU*, 2012. – No. 154-2. – p. 253
10. Arduino hardware platform, modules and programs – URL: <https://www.arduino.cc/> (accessed: 01.03.2022).

МАЗМҰНЫ – CONTENTS – СОДЕРЖАНИЕ

<i>С.А. Болегенова, А.С. Аскарова, Ш.С. Оспанова, К.А. Болегенова</i> Әсерлесетін жүйелердегі изотермиялық емес сұйық бұрқулардың қалыптасуы мен даму динамикасын зерттеу	3
<i>Л.А. Алексеева</i> Бикватернионное представление уравнений Дирака и биспинорных полей	15
<i>Ю.П. Захаров</i> Постановка экспериментов с облаками лазерной плазмы для моделирования процессов генерации квазисферических бесстолкновительных ударных волн в космической плазме, на основе расчетов методом частиц (ионов) по гибридной модели	25
<i>С.С. Саутбеков, М.И. Пишиков, Н.Е. Башаров</i> Излучение магнитного диполя, движущегося со сверхсветовой скоростью в среде	31
<i>Ж.Б. Омарова, Д.Е. Ережес, А.У. Алдияров, Н.С. Токмолдин</i> Исследование влияния плотности дефектов на экологически чистый солнечный элемент с оптимальным выбором НТЛ	35
<i>Б.А. Искаков</i> Кванттық түйісу – белгісізге жол	43
<i>В.М. Сомников, И. Габитова</i> Структурность материи и ее эволюция	48
<i>D.S. Korshikov, E.S. Shevchenko</i> Microprocessor device for recording information about telluric currents	56