

Журнал проблем эволюции открытых систем

**НИИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ И ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ
КАЗАХСКОГО НАЦИОНАЛЬНОГО УНИВЕРСИТЕТА им. АЛЬ-ФАРАБИ**

**МЕЖДИСЦИПЛИНАРНЫЙ АКАДЕМИЧЕСКИЙ
РЕСПУБЛИКАНСКИЙ СЕМИНАР
“ОРГАНИЗАЦИИ И ЭВОЛЮЦИИ ПРИРОДНЫХ СТРУКТУР”**

**ИНСТИТУТ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК**

**ЖУРНАЛ
ПРОБЛЕМ ЭВОЛЮЦИИ ОТКРЫТЫХ СИСТЕМ
(Журнал ПЭОС)**

Выпуск двадцать первый

**Том 2
(Июль-декабрь)**

Алматы
2019

Редакционная коллегия:

Главный редактор:	<i>Казахстан</i>	<i>Академик НАН РК</i>	Рамазанов Т.С.
Зам.главного редактора:	<i>Казахстан</i> <i>Казахстан</i>	<i>Проф., д.ф-м.н.</i> <i>к.ф-м.н.</i>	Сомсиков В.М. Лаврищев О.А.
Ответственные секретари:	<i>Казахстан</i> <i>Россия</i>	<i>к.ф.-м.н.</i> <i>к.б.н.</i>	Нұрғалиева Қ.Е. Садовская Г.М.
Технический редактор:	<i>Казахстан</i>		Андреев А.Б.

Члены редакционной коллегии:

<u>Физика</u>	<i>Казахстан</i> <i>Россия</i> <i>Испания</i>	<i>Проф., д.ф-м.н.</i> <i>Проф., д.ф-м.н.</i> <i>Проф., д.ф-м.н.</i>	Жанабаев З.Ж. Чашечкин Ю.Д. Pisarchik A.N.
<u>Математика</u>	<i>Казахстан</i> <i>Россия</i> <i>Россия</i>	<i>Проф., д.ф-м.н.</i> <i>Проф., д.ф-м.н.</i> <i>к.ф.-м.н.</i>	Алексеева Л.А. Горбань Н.А. Еганова И.А.
<u>Космос, Земля</u>	<i>Казахстан</i> <i>Казахстан</i>	<i>Член.-корр. НАН РК</i> <i>д.ф-м.н.</i>	Жантаев Ж.Ш. Хачикян Г.Я.
<u>Химия</u>	<i>Казахстан</i> <i>Россия</i>	<i>Академик НАН РК</i> <i>Проф., д.х.н.</i>	Ергожин Е.Е. Быков В.И.
<u>Биология, Медицина</u>	<i>Казахстан</i> <i>Казахстан</i> <i>Казахстан</i> <i>Россия</i> <i>Россия</i> <i>Казахстан</i>	<i>Проф., д.м.н.</i> <i>Проф., д.б.н.</i> <i>Проф., д.б.н.</i> <i>Проф., д.б.н.</i> <i>Проф., д.б.н.</i> <i>Проф., д.б.н.</i>	Байназарова А.А. Иващенко А.Т. Нуртазин С.Т. Печуркин Н.С. Сомова Л.А. Тулеуханов С.Т.
<u>Прикладные исследования</u>	<i>Казахстан</i>	<i>к.ф.-м.н.</i>	Алдияров А.У.

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

Журнал входит в список рекомендованных для публикации научных статей ККСОН (Комитет по контролю в сфере образования и науки) МОН РК.

Адрес офиса: Республика Казахстан, г. Алматы, пр. аль-Фараби д.71, корпус физико-технического факультета НИИ экспериментальной и теоретической физики (НИИ ЭТФ) для Нұрғалиевой Қ.Е.

E-mail: kdungen@gmail.ru и vmsoms@rambler.ru

Сайт: <http://peosjournal.org/>

Печатается без редакторской и коррекционной правки

ISSN2617-7609

e-ISSN2617-7595

От редколлегии	Памяти Байымбетова Фазылхана Байымбетовича. К 80-летию дня рождения	5
	ФИЗИКА	
Сүбебекова Г.Р., Амантаева А.Е., Хохлов С.А. Молдабеков Ж.А., Исмагамбетова Т., Рамазанов Т.С.	IRAS 20090+3809 жұлдызының спектралды өзгерулері	
Молдабеков Ж.А.	Экранированный ион-ионный потенциал взаимодействия в плотной плазме	7
Усеинов Б.М., Солодовник А.А., Алимова Н.М., Жукешов А.М., Ибраев Б.М., Амренова А.У., Габдуллина А.Т., Молдабеков Ж.М.	Двумерная юкава-жидкость с дополнительным слабым диполь - дипольным межчастичным взаимодействием	
Abdirakhmanov A.R., Ussenov Ye.A., Moldabekov Zh.A., Dosbolayev M.K., Kodanova S.K., Ramazanov T.S.	Модель солнечной вспышки в рамках управляемого термоядерного реактора «Плазменный фокус».	
Кудышев Ж.А., Давлетов А.Е., Еримбетова Л.Т., Мухаметкаримов Е.С., Курбанов Ф.	Probe and optical diagnostics of stratified glow discharge in a magnetic field	
Досболаев М.Қ., Әбдірахманов А.Р.	Термодинамические свойства многокомпонентной пылевой плазмы	13
Сомсиков В.М.	Влияние катодного распыления на свойств плазмы газового разряда постоянного тока	18
Бериков Д.Б., Копач Ю.Н., Новицкий В.В., Ахмадов Г.С., Гагарский А.М., Жумадилов К.Ш., Данилян Г.В., Хутану В., Кленке Й, Масалович С.	Принцип максимума энтропии и принцип наименьшего действия	30
	Эффект вращения делящегося ядра в угловых распределениях мгновенных нейтронов и γ -квантов деления ^{235}U в резонансе 0.3 эв на горячем источнике поляризованных нейтронов	37

МАТЕМАТИКА

Проняев В.В.

В поисках эффективных подходов в решении проблем турбулентности жидкости с позиции разных разделов математики

ГЕОФИЗИКА

Солодовник А.А., Усеинов Б.М., Кожахметова А.Н., Жукешов А.М., Амренова А.У

Информационное моделирование кратковременных лунных явлений как средство развития методов их регистрации

45

Для авторов

56

**Памяти Байымбетова Фазылхана Байымбетовича
К 80-летию дня рождения**



В этом году исполнилось бы 80 лет со дня рождения одного из выдающихся ученых – физика, основателя Школы Физики плазмы в Казахстане, академика НАН РК, доктора физико-математических наук, профессора Казахского Национального университета им.аль-Фараби, Учителя – Баимбетова Фазылхана.

Баимбетов Ф. родился и вырос в простой семье в поселке Жота Джангельдинского района Костанайской области. После окончания средней школы в 1957 году поступил на физико-математический факультет КазПИ им.Абая, будучи отличником учебы в 1959 году перевелся в организованный тогда Новосибирский государственный университет. В НГУ Баимбетов Ф. получил фундаментальное образование по физике и математике. Стал Ленинским стипендиатом и по окончании получил диплом НГУ с отличием. В 1965 году он поступил в аспирантуру Тбилисского государственного университета по специальности «теоретическая физика» и в 1969 году защитил кандидатскую, а в 1985 году защитил докторскую диссертацию. С 1973 года Баимбетов Ф. работал в КазНУ им.аль-Фараби сначала доцентом, позже профессором, заведующим кафедрой оптики и физики

плазмы, деканом физического факультета, проректором по учебной работе, проректором по научной работе и международным связям университета. За высокие достижения в науке он был избран академиком национальной академии наук, награжден почетным знаком МОН РК. Байимбетов Ф. являлся известным ученым в области физики плазмы не только нашей республики, но и далеко за ее пределами. Им опубликовано свыше 300 научных трудов, в том числе в рейтинговых международных журналах. Он неоднократно выступал с докладами на международных конференциях. Ученые всего мира признали его как руководителя созданной им научной школы в Казахстане. За вклад в развитие науки Казахстана в 2001 году Ф.Байимбетову была присуждена независимая премия меценатов Республики Казахстан «Тарлан».

Ф. Байимбетов много работал со студентами и молодыми учеными, за многогранную научно-педагогическую деятельность в 2006 и 2011 годах ему присуждались государственные гранты МОН РК «Лучший преподаватель ВУЗа». Исследования по физике плазмы продолжили его ученики, следствием чего стали защиты при его непосредственном участии 5 докторских и 19 кандидатских диссертаций и одной диссертации Ph.D. За значительный вклад в развитие КазНУ им.аль-Фараби Ф. Байимбетов в 2009 году был награжден серебряной медалью университета. В последние годы академик неустанно работал в науке, являясь примером для молодых исследователей, до последних дней генерируя новые научные идеи. Ф. Байимбетов активно поддерживая развитие в Казахстане новых перспективных научных направлений. Он принимал участие в работе междисциплинарного научного семинара по проблемам эволюции открытых систем и долгое время публиковался и входил в редакцию нашего журнала, поддерживая проведение по этой тематике международных конференций.

24 апреля 2011 года на 72 году, после продолжительной болезни Фазылхан Байимбетович ушел из жизни, однако его ученики сегодня продолжают научные исследования, у истоков которых он стоял.

Г.Р.Сүбебекова, А.Е. Амантаева, С.А. Хохлов
ал-Фараби атындағы Қазақ Ұлттық университеті,
Алматы, 050040, Қазақстан
**E-mail: amantayeva.94@gmail.com*

IRAS 20090+3809 ЖҰЛДЫЗЫНЫҢ СПЕКТРАЛДЫ ӨЗГЕРУЛЕРІ

Аннотация. Бұл жұмыста Аққу шоқжұлдызында орналасқан ($l=75^\circ.3$, $b=+2^\circ.6$) В[e] феномені бар, яғни спектрінде тыйым салынған эмиссиялық сызықтарының болуы, көрінетін жұлдыздық шамасы $V \sim 11.0$ mag тең, IRAS 20090+3809 жұлдызы зерттелген. Объекттің оптикалық спектрін талдау нәтижесінде IRAS 20090+3809 жұлдыз спектріндегі жұтылу сызықтары $T_{\text{eff}}=11,000 \pm 500\text{K}$ тиімді температурасына ие, В-типті жұлдыздың болуын көрсетеді. IRAS 20090+3809 жұлдызының спектріндегі жұтылу және сәулелену сызықтарының жылдамдығының тұрақты радиалды өзгерістері келесі орбиталық параметрлермен анықталады: $P_{\text{orb}}=131.274 \pm 0.090$ тәулік, нөлдік фаза (В-типті компонент жақсы байланыста болған уақытта) $JD_0=JD\ 2,455,025.6 \pm 1.5$, RV (сәулелік жылдамдық) қисығының жартылай амплитудасы $K_1=51.7 \pm 3.0$ км с⁻¹ және жүйелік жылдамдығы $\gamma=-31.8 \pm 2.6$ км с⁻¹ тең. IRAS 20090+3809 жұлдызының спектріндегі жұтылу сызықтарының жылдамдығының кезеңдік радиалды өзгерістері оның қос жүйелі екенін көрсетеді. 2009 жылдың қараша айынан бастап 2017 жылдың қараша айына дейінгі кезеңі аралығында жүргізілген бақылаулар кезінде, біздің зерттелген жиырма жеті оптикалық спектрде ($3600-10,500 \text{ \AA}$) IRAS 20090+3809 жұлдызының спектралды ажыратылымдылық қабілеті $R=18,000-65,000$ болатын және орташа сигнал / шу қатынасы ~ 100 тең екінші компоненттің іздері табылған жоқ.

Түйін сөздер: В-типті жұлдыз, В[e] феномен, FS CMa типті жұлдыздар.

Кіріспе

В[e] құбылысы, В-типті жұлдыз спектрінде ыстық жанама шаң әсерінен үлкен инфрақызыл шығынға ие тыйым салынған эмиссия сызықтарының болуынан анықталады [1]. Сондай қасиеттерге ие 65 галактикалық объектілер ұсынылып, В[e] құбылысының байқалуын келесідей түсіндіруге тырысты: ғаламшарлық тұмандықтың пайда болуы (PN); OB жұлдызының суық серіктесімен байланысы; OB массивті жұлдыздың тікелей зат тасымалдауы. Бірақ бастапқы тізімдегі жарты объектілер эволюциялық статусы белгілі топ мүшесіне енбеді. Олар В[e] феномені бар классификацияланбаған объектілер деп аталды [2].

Көптеген классификацияланбаған объектілер [3] Ae/Be Хербиг (HAeBe), В[e] аса алыптар қатарына да емес, бинарлы жүйелер қатарына еніп, FS CMa

типті объектілер деп аталды. FS CMa типті объектілердің жарықтылығының үлкен диапазоны [$2.5 \leq (\log L/L_\odot) \leq 4.5$] бастапқы массаларының кең диапазондарын, Галактикадағы шаңның үлкен мөлшерін шығару мүмкін деп меңзейді. Сондықтан объектілерді кешенді зерттеу сызбасы жұлдыздардың эволюциясын және олардың жанама материалдарын түсінуде маңызды орын алады.

Бұл мақалада Аққу шоқжұлдызында ($l=75^\circ.3$, $b=+2^\circ.6$) орналасқан IRAS 20090+3809 жұлдызын, $V \sim 11.0$ mag зерттеуге арналған. Спектрінде $H\alpha$ сәулелену сызығының бар болуы алғаш рет [4] және жақында [5] жұмыстарында расталған, жұлдызды 10.7 mag көрнекі жарықтылығы бар В түріндегі жұлдыз ретінде көрсетті. 1999 жылдың қыркүйек-желтоқсан айларында 115 күнге созылатын ауытқушылықты зерттеу (NSVS, сүзгісі бар оптикалық

фотометриясыз) [6] 0.15mag амплитудаға тең өзгерістерді анықтады.

IRAS 20090+3809 ИҚ-артылуын [7] оптикалық Tycho2 [8] және IR Center Space Space Experiment (MSX) каталогында [9] позиционалды сәйкестендіру кезінде анықтады. Біз бұл нысанды NOMAD каталогында [10] дерлік жақын ИҚ аймағындағы үлкен артықшылығы бар [11] ерте түрдегі жұлдыз ретінде анықтадық және оны [B] құбылысына ие үміткер объект ретінде қарастырдық.

Бұл жұмыста IRAS 20090+3809 жұлдызының іргелі параметрлерімен табиғатын түсіну жолында жоғары ажыратылымды спектроскопия нәтижелері көрсетілген.

Бақылаулар мен мәліметтер дерекқорының мұрағаты

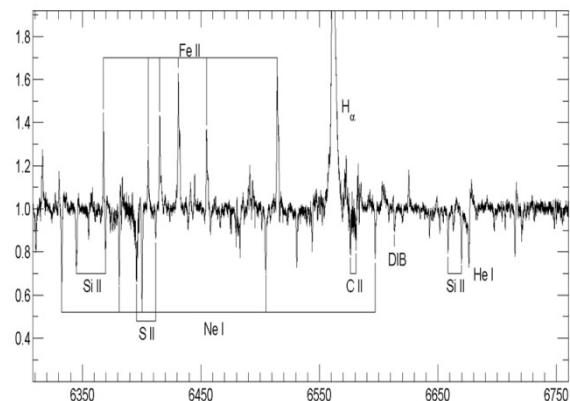
IRAS 20090+3809 жұлдызының жоғарғы ажыратылымды оптикалық спектроскопиялық бақылаулары McDonald обсерваториясында (Texas, USA, R = 60, 000), Observatorio Astronómico Nacional San Pedro Martir (OAN SPM, Baja California, Mexico, R = 18,000) және CFHT (Hawaii, USA, R = 65,000) жүргізілген.

Спектроскопиялық нәтижелер

IRAS 20090+3809 жұлдызының оптикалық спектрі В кеш спектралды типті көрсетеді. Сонымен қатар спектр Si, S, N және Ne сияқты элементтермен мейлінше қамтылған(1-сурет).

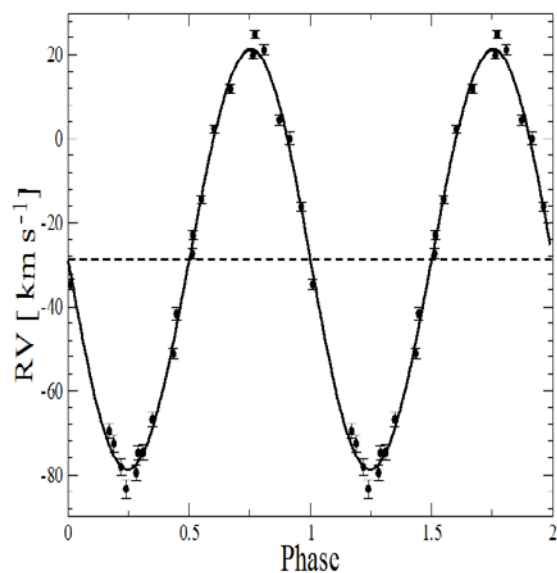
Барлық спектрлердің орналасуы (жұлдызаралық объектілерді ескермегенде) бірдей амплитудамен және фазада айтарлықтай өзгермелі, ол өз кезегінде қос жүйенің белгісін білдіреді. Біз RV(сәулелік жылдамдық) деректерінде периодтарды іздеуге Lomb-Scargle периодограмма талдауын [12] қолдандық. Жүйенің орбиталды периоды $P_{orb}=131.290\pm 0.080$ тәулік. Келесі элементтерге ие дөңгелек орбитаға сәйкес келеді: орбиталды период мәні $P_{orb}=131.274\pm 0.090$ күн, дәуірдің нөлдік

фазасы (В-типті серіктеспен) $JD_0=JD\ 2,455,025.6\pm 1.5$, RV қисығының жартылай амплитудасы $K=51.7\pm 3.0$ км с⁻¹, және жүйелік жылдамдығы $\gamma=-31.8\pm 2.6$ км с⁻¹. Орбиталды периодпен қалыптасқан RV (сәулелік жылдамдық) қисығы, 2-суретте көрсетілген.



Қарқындылық континуумға нормаланған, толқын ұзындығының шкаласы гелиоцентрлік және Ангстреммен берілген.

1 сурет – IRAS 20090+3809 жұлдызының жоғарғы ажыратылымды спектр бөлігі.



Нүктелі сызық жүйелік RV(сәулелік жылдамдық) сызығын көрсетеді, тұтас сызық мәтінде сипатталған орбиталды параметрлермен сәйкес келеді

2-сурет. – IRAS 20090+3809 спектрінен алынған орбиталды периодпен қалыптасқан RV(сәулелік жылдамдық) қисығы.

//Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2005. – Т. 363. – №. 4. – С. 1111-1124.

8. Høg E. et al. Construction and verification of the Tycho-2 Catalogue //Astronomy and Astrophysics. – 2000. – Т. 357. – С. 367-386.

9. Egan M. P. et al. VizieR Online Data Catalog: MSX6C Infrared Point Source Catalog. The Midcourse Space Experiment Point Source Catalog Version 2.3 (October 2003) //VizieR Online Data Catalog. – 2003. – Т. 5114.

10. Zacharias N. et al. VizieR Online Data Catalog: I/297. – 2005.

11. Kuratova A. K. et al. A Search for New Objects with the B [e] Phenomenon //The B [e] Phenomenon: Forty Years of Studies. – 2017. – Т. 508. – С. 229.

12. Scargle J. D. Studies in astronomical time series analysis. II-Statistical aspects of spectral analysis of unevenly spaced data //The Astrophysical Journal. – 1982. – Т. 263. – С. 835-853.

13. Lennon D. J., Dufton P. L., Fitzsimmons A. Galactic B-supergiants. II-Line strengths in the visible: Evidence for evolutionary effects? //Astronomy and Astrophysics Supplement Series. – 1993. – Т. 97. – С. 559-585.

14. McErlean N. D., Lennon D. J., Dufton P. L. Galactic B-supergiants: A non-LTE model atmosphere analysis to estimate atmospheric parameters and chemical compositions //Astronomy and Astrophysics. – 1999. – Т. 349. – С. 553-572.

15. Markova N., Puls J. Bright OB stars in the Galaxy-IV. Stellar and wind parameters of early to late B supergiants //Astronomy & Astrophysics. – 2008. – Т. 478. – №. 3. – С. 823-842.

16. Miroshnichenko A. et al. Spectroscopic criteria for luminosity calibration of massive B5-A5 stars //Massive Stars: From alpha to Omega. – 2013.

04.04.2019 басылымға қабылданды

Г.Р.Сүбебекова, А.Е. Амантаева, С.А. Хохлов
ал-Фараби атындағы Қазақ Ұлттық университеті,
Алматы, 050040, Қазақстан
**E-mail: amantayeva.94@gmail.com*

IRAS 20090+3809 ЖҰЛДЫЗЫНЫҢ СПЕКТРАЛДЫ ӨЗГЕРУЛЕРІ

Аннотация. Бұл жұмыста Аққу шоқжұлдызында орналасқан ($l=75^{\circ}.3$, $b=+2^{\circ}.6$) В[e] феномені бар, яғни спектрінде тыйым салынған эмиссиялық сызықтарының болуы, көрінетін жұлдыздық шамасы $V \sim 11.0$ mag тең, IRAS 20090+3809 жұлдызы зерттелген. Объектінің оптикалық спектрін талдау нәтижесінде IRAS 20090+3809 жұлдыз спектріндегі жұтылу сызықтары $T_{\text{eff}}=11,000 \pm 500\text{K}$ тиімді температурасына ие, В-типті жұлдыздың болуын көрсетеді. IRAS 20090+3809 жұлдызының спектріндегі жұтылу және сәулелену сызықтарының жылдамдығының тұрақты радиалды өзгерістері келесі орбиталық параметрлермен анықталады: $P_{\text{orb}}=131.274 \pm 0.090$ тәулік, нөлдік фаза (В-типті компонент жақсы байланыста болған уақытта) $JD_0=JD\ 2,455,025.6 \pm 1.5$, RV (сәулелік жылдамдық) қисығының жартылай амплитудасы $K_1=51.7 \pm 3.0$ км с⁻¹ және жүйелік жылдамдығы $\gamma=-31.8 \pm 2.6$ км с⁻¹ тең. IRAS 20090+3809 жұлдызының спектріндегі жұтылу сызықтарының жылдамдығының кезеңдік радиалды өзгерістері оның қос жүйелі екенін көрсетеді. 2009 жылдың қараша айынан бастап 2017 жылдың қараша айына дейінгі кезеңі аралығында жүргізілген бақылаулар кезінде, біздің зерттелген жиырма жеті оптикалық спектрде (3600-10,500 Å) IRAS 20090+3809 жұлдызының спектралды ажыратылымдылық қабілеті $R=18,000-65,000$ болатын және орташа сигнал / шу қатынасы ~ 100 тең екінші компоненттің іздері табылған жоқ.

Түйін сөздер: В-типті жұлдыз, В[e] феномен, FS CMa типті жұлдыздар.

Г.Р.Сүбебекова, А.Е. Амантаева, С.А. Хохлов
Казахский национальный университет имени аль-Фараби,
Алматы, 050040, Казахстан
*E-mail: amantayeva.94@gmail.com

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ ЗВЕЗДЫ IRAS 20090+3809

Аннотация. Настоящая работа посвящена исследованию объекта с В[e] феноменом IRAS 20090+3809 ($V \sim 11.0$ mag), в спектре которой присутствуют запрещённые эмиссионные линии. Данный объект является звездой северного полушария в созвездии Лебедя ($l=75^\circ.3$, $b=+2^\circ.6$). Линии поглощения в спектре звезды IRAS 20090+3809 указывают на поздний подкласс спектрального класса В, с эффективной температурой $T_{\text{eff}}=11,000 \pm 500$ К. В данной работе были обнаружены регулярные изменения лучевых скоростей линий поглощения и излучения со следующими орбитальными параметрами: $P_{\text{orb}}=13.274 \pm 0.090$ дня, нулевая фаза (звезда спектрального класса В находится за невидимым компонентом) $JD_0=JD\ 2,455,025.6 \pm 1.5$, полуамплитуда кривой RV (лучевая скорость) $K_1=51.7 \pm 3.0$ км с⁻¹, а так же системная скорость $\gamma=-31.8 \pm 2.6$ км с⁻¹. Периодические изменения лучевых скоростей линий поглощения в спектре звезды IRAS 20090+3809 указывают на ее бинарный характер. В наших двадцати семиоптических спектрах (в период с ноября 2009 года по ноябрь 2017 года) высокого разрешения ($R=18,000-65,000$) звезды IRAS 20090+3809 и средним отношением сигнал / шум ~ 100 в спектральном диапазоне 3600-10,500 Å не было обнаружено следов вторичного компонента.

Ключевые слова: звезда В-типа, В[e] феномен, звезды типа FS CMa

G.R.Subebekova, A.E. Amantayeva, S.A. Khokhlov
al-Farabi Kazakh National university,
Almaty, 050040, Kazakhstan
*E-mail: amantayeva.94@gmail.com

THE SPECTRAL CHANGES OF THE STAR IRAS 20090+3809

Abstract: In this paper is devoted to the study of an object with the phenomenon B[e], in the spectrum of which there are forbidden emission lines, stars IRAS 20090+3809, with a magnitude $V \sim 11.0$ mag, located in the constellation Cygnus ($l=75^\circ.3$, $b=+2^\circ.6$). From the analysis of absorption lines in the IRAS 20090+3809 star spectrum, the optical spectrum shows the presence of a b-type star with an effective temperature of $T_{\text{eff}}=11,000 \pm 500$ K. Was discovered regular variations of the radial velocity of the absorption lines and emission, with the following orbital parameters: $P_{\text{orb}}=13.274 \pm 0.090$ days, a zero phase which is equal to the (component B is in a superb connection) $JD_0=JD\ 2,455,025.6 \pm 1.5$, poluamplitud curve RV (radial velocity) $K_1=51.7 \pm 3.0$ km s⁻¹, and a systemic velocity $\gamma=-31.8 \pm 2.6$ km s⁻¹. Periodic radial variations in the rate of absorption lines in the spectrum of the star IRAS 20090+3809 indicate its binary character. In our twenty-seven optical spectra of high resolution (3600-10,500 Å) IRAS 20090+3809 with a spectral resolution of $R=18,000-65,000$ and an average signal / noise ratio of ~ 100 in the period from November 2009 to November 2017, no trace of the secondary component was detected.

Key words: B-type star, B [e] phenomenon, FS CMa-type stars

Ж.А. Молдабеков, Т. Исмагамбетова, Т.С. Рамазанов
Казахский Национальный Университет имени аль-Фараби
Научно-исследовательский институт экспериментальной и теоретической физики,
050040, Алматы, Казахстан
zhandos@physics.kz

ЭКРАНИРОВАННЫЙ ИОН-ИОННЫЙ ПОТЕНЦИАЛ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЕ

Аннотация. Квантовая плазма является объектом активных теоретических и экспериментальных исследований последние несколько десятилетий. Развитие лазерной и ускорительной техники, в скором времени ожидается получение плотной плазмы с квантовыми ионами. В связи с этим, в этой статье представлен экранированный потенциал взаимодействия ионов с учетом их волновой природы, т.е. с учетом эффекта дифракции. При рассматриваемых параметрах электроны сильно вырождены. Для учета электронного вырождения была использована квантовая функция отклика электронов в приближении случайных фаз. С учетом того, что электроны при рассматриваемых плотностях идеальны, было использовано разложение электронной функции отклика плотность-плотность, до в третьего члена включительно, в длинноволновом пределе. Представлены графики полученного потенциала ион-ионного взаимодействия при различных параметрах плазмы. Полученный потенциал взаимодействия ионов имеет конечное значение на малых расстояниях за счет эффекта дифракции, т.е. волновой природы ионов проявляющееся в нелокальности. На больших расстояниях выведенный потенциал экранирован, при этом экранирование отличается от экранирования Томаса-Ферми. Обсуждена связь использованного метода диэлектрической проницаемости на основе функции отклика плотность-плотность от других методов, таких как квантовая гидродинамика и теория функционалов плотности.

Ключевые слова: Квантовая плазма, экранирование, эффект дифракции, ион-ионное взаимодействие, плотная плазма, функция отклика плотность-плотность.

Введение

Квантовая гидродинамика и использование уравнения Пуассона с распределением электронов в приближении локальной плотности, на основе которых были получены потенциал Акбари-Муханжоухи [1] и потенциал Стентона и Мурилло [2], не позволяют получить эффективный потенциал взаимодействия ионов с учетом их волновой природы (квантового эффекта дифракции) на малых расстояниях. Учет волновой природы ионов должен привести к конечному значению эффективного потенциала на нуле, то есть без кулоновской сингулярности. Такой потенциал позволил бы реализовать квазиклассическое описание ионной подсистемы.

Эффективный потенциал взаимодействия с учетом волновой природы иона на малых межчастичных расстояниях может быть получен методом функции диэлектрического отклика. Для этого необходимо

вместо потенциала Кулона использовать квазиклассический микропотенциал, который имеет конечное значение при $r = 0$. В качестве такого потенциала выберем потенциал Дойча [3-7]:

$$\varphi_{ii}^{Deutsch}(r) = \frac{Q_i^2}{r} \left(1 - \exp\left(-\frac{r}{\lambda_{ii}}\right) \right), \quad (1)$$

где $\lambda_{ii} = \hbar / \sqrt{\pi m_i k_B T}$ тепловая длина волны иона. Далее рассматривается водородная плазма. В этом случае ионом является протон, для описания которого можно использовать тепловую длину волны λ_{ii} в квазиклассическом приближении. В случае иона, который состоит из нескольких нуклонов использование (1) с тепловой длиной волны λ_{ii} требует обоснования. Вопрос о квазиклассическом микропотенциале взаимодействия ионов, которые состоят из нескольких нуклонов, остается открытым.

Параметры плазмы

Для описания состояния плазмы используем безразмерный параметр плотности $r_s = a/a_B$, который определяет отношение среднего межчастичного расстояния $a = (4/3\pi)^{-1/3}$ к первому радиусу Бора $a_B = \hbar^2/m_e e^2$, и параметр вырождения электронов $\theta = k_B T / E_F$ - отношение тепловой энергии электрона $k_B T$ к энергии Ферми $E_F = \hbar^2 k_F^2 / 2m_e$. Будем рассматривать плотную плазму с параметром плотности равным или меньшим единицы $r_s \leq 1$.

Квазиклассический микропотенциал (1) применим для описания полностью ионизованной плазмы. При рассматриваемых плотностях плазмы, $r_s < 1$, вследствие ионизации давлением (переход Мотта) в плазме не образуются связанные состояния [6]. Квазиклассичность ионной подсистемы означает, что параметр вырождения ионов (протонов) θ_i должен быть достаточно большим. Далее рассматриваем случай при $\theta_i \geq 0.5$. С другой стороны квазиклассическое описание ионов требуется, когда параметр вырождения ионов порядка единицы $\theta_i \sim 1$. При этом параметр вырождения электронов $\theta = \theta_i \times m_e / m_i \ll 1$, то есть электронная подсистема полностью вырождена. Вследствие этого химический потенциал электронов можно брать равным энергии Ферми электронов, где интегралы Ферми-Дирака заменяются известными предельными значениями при $\eta \rightarrow \infty$. Также отметим, что при $\theta_i \geq 0.5$ и $r_s < 1$ эффективный параметр связи ионной подсистемы всегда $\Gamma_{ii}^* \leq 1$, где $\Gamma_{ii}^* = Q_i^2 / ak_B T \times \exp(-ak_Y)$ определяется как отношение энергии взаимодействия ионов с учетом экранирования на среднем межчастичном расстоянии на их тепловую энергию [8]. Это означает, что ионная подсистема слабосвязанная и при необходимости можно учесть экранирование за счет ионов в рамках приближения случайных фаз (ПСФ).

Ион-ионный потенциал взаимодействия квантовой плазмы

Статическая диэлектрическая проницаемость в ПСФ имеет следующий вид:

$$\varepsilon_{RPA}(k, \omega = 0) = 1 - \frac{4\pi e^2}{k^2} \Pi_{RPA}^e(k, 0) - \frac{4\pi Q_i^2}{k^2} \Pi_{RPA}^i(k, 0) \quad (2)$$

где Π_{RPA}^e - поляризационная функция электронов и Π_{RPA}^i - поляризационная функция ионов.

Используя разложение в длинноволновом пределе поляризационной функции (2) [9], которое применимо так же в случае протонов при замене массы электронов массой ионов, и Фурье образ микропотенциала Дойча

$$\tilde{\varphi}_{ii}^{Deutsch}(k) = \frac{4\pi Q_i^2}{k^2 + k^4 \lambda_{ii}^2} \quad (3)$$

находим из уравнения

$$\Phi_{ii}(\vec{r}) = \int \frac{d^3k}{2\pi^2} \frac{Q_i^2}{(k^2 + k^4 \lambda_{ii}^2)} \frac{\exp(i\vec{k}\vec{r})}{\varepsilon(\vec{k}, \omega = 0)} \quad (4)$$

следующий эффективный квазиклассический потенциал взаимодействия ионов в плотной двухкомпонентной плазме с вырожденными электронами:

$$\Phi_{ii}(r) = \frac{Q_i^2}{r} \times [\xi \exp(-r/\lambda_{ii}) + \gamma \exp(-Cr) + \alpha \exp(-Ar) + \beta \exp(-Br)] \quad (5)$$

где постоянные $\xi, \alpha, \beta, \gamma, A, B, C$ зависят от плотности и температуры плазмы:

$$\xi(n, T) = \frac{\lambda_{ii}^4}{(\tilde{a}_2^e / \tilde{a}_0^e)(\tilde{a}_2^i / \tilde{a}_0^i)} \frac{1}{(1 - \lambda_{ii}^2 A^2)(1 - \lambda_{ii}^2 B^2)(1 - \lambda_{ii}^2 C^2)} + \quad (6)$$

$$+ \frac{\lambda_{ii}^2 \left((\tilde{a}_2^e / \tilde{a}_0^e)^{-1} + (\tilde{a}_2^i / \tilde{a}_0^i)^{-1} \right) - 1}{(1 - \lambda_{ii}^2 A^2)(1 - \lambda_{ii}^2 B^2)(1 - \lambda_{ii}^2 C^2)}$$

$$\gamma(n, T) = \frac{1}{(\tilde{a}_2^e / \tilde{a}_0^e)(\tilde{a}_2^i / \tilde{a}_0^i)} \frac{1}{(1 - \lambda_{ii}^2 C^2)(A^2 - C^2)(B^2 - C^2)} - \quad (7)$$

$$- \frac{C^2 \left((\tilde{a}_2^e / \tilde{a}_0^e)^{-1} + (\tilde{a}_2^i / \tilde{a}_0^i)^{-1} \right) + C^4}{(1 - \lambda_{ii}^2 C^2)(A^2 - C^2)(B^2 - C^2)}$$

$$\alpha(n, T) = \frac{1}{\frac{(\tilde{a}_2^e / \tilde{a}_0^e)(\tilde{a}_2^i / \tilde{a}_0^i)}{(1 - \lambda_{ii}^2 A^2)(A^2 - B^2)(A^2 - C^2)}} - \frac{A^2 \left((\tilde{a}_2^e / \tilde{a}_0^e)^{-1} + (\tilde{a}_2^i / \tilde{a}_0^i)^{-1} \right) + A^4}{(1 - \lambda_{ii}^2 A^2)(A^2 - B^2)(A^2 - C^2)}, \quad (8)$$

$$\beta(n, T) = \frac{1}{\frac{(\tilde{a}_2^e / \tilde{a}_0^e)(\tilde{a}_2^i / \tilde{a}_0^i)}{(1 - \lambda_{ii}^2 B^2)(A^2 - B^2)(B^2 - C^2)}} + \frac{B^2 \left((\tilde{a}_2^e / \tilde{a}_0^e)^{-1} + (\tilde{a}_2^i / \tilde{a}_0^i)^{-1} \right) - B^4}{(1 - \lambda_{ii}^2 B^2)(A^2 - B^2)(B^2 - C^2)}, \quad (9)$$

$$A^2(n, T) = l - (B^2 + C^2), \quad (10)$$

$$B^2(n, T) = \frac{1}{2}(l - c^2) + \frac{1}{2}\sqrt{(l - c^2) - \frac{4c}{C^2}}, \quad (11)$$

$$C^2(n, T) = \tau - \frac{p}{3\tau} + \frac{l}{3}, \quad (12)$$

где $l = \tilde{a}_2^e / \tilde{a}_0^e + \tilde{a}_2^i / \tilde{a}_0^i$,

$$b = \frac{(1 + \tilde{a}_2^e / \tilde{a}_0^e k_{ye}^2 + \tilde{a}_2^i / \tilde{a}_0^i k_{yi}^2)}{(\tilde{a}_2^e / \tilde{a}_0^e)(\tilde{a}_2^i / \tilde{a}_0^i)},$$

$$c = \frac{k_{ye}^2 + k_{yi}^2}{(\tilde{a}_2^e / \tilde{a}_0^e)(\tilde{a}_2^i / \tilde{a}_0^i)}, \quad p = b - l^2 / 3,$$

$$\tau = \left(-q/2 - \sqrt{q^2 + (4p^3/27)/2} \right)^{1/3},$$

$$q = 2l^3/27 + lb/3 - c.$$

Полученный экранированный квазиклассический потенциал (5) всегда вещественен и однозначен при всех значениях температуры и плотности плазмы, несмотря на то, что комплексные числа могут появиться в промежуточных расчетах. Поэтому, в принципе, нет смысла дополнительно выражать (5) через тригонометрические функции. Отметим, что в случае использования эффективного потенциала (5) в моделировании ионной подсистемы плазмы методами молекулярной динамики или Монте-Карло необходимо положить $k_{yi} = 0$ и $\tilde{a}_2^i / \tilde{a}_0^i = 0$ во избежание двукратного учета экранирования ионами. Это означает, что надо отбросить третий член в

статической диэлектрической функции (2). В этом случае потенциал (5) принимает следующий вид:

$$\Phi_{ii}(r) = \frac{Q_i^2}{r} \times \left[\xi' \exp(-r/\lambda_{ii}) + \alpha' \exp(-A'r) + \beta' \exp(-B'r) \right], \quad (13)$$

с коэффициентами

$$A'^2(n, T) = \frac{1}{2} \left((\tilde{a}_2^e / \tilde{a}_0^e)^{-1} + k_{ye}^2 \right).$$

$$\left(1 + \sqrt{1 - \frac{4k_{ye}^2}{(\tilde{a}_2^e / \tilde{a}_0^e)^2 \left((\tilde{a}_2^e / \tilde{a}_0^e)^{-1} + k_{ye}^2 \right)^2}} \right), \quad (14)$$

$$B'^2(n, T) = \frac{1}{2} \left((\tilde{a}_2^e / \tilde{a}_0^e)^{-1} + k_{ye}^2 \right).$$

$$\left(1 - \sqrt{1 - \frac{4k_{ye}^2}{(\tilde{a}_2^e / \tilde{a}_0^e)^2 \left((\tilde{a}_2^e / \tilde{a}_0^e)^{-1} + k_{ye}^2 \right)^2}} \right), \quad (15)$$

$$\xi'(n, T) = \frac{\lambda_{ii}^2 (\tilde{a}_2^e / \tilde{a}_0^e)^{-1} - 1}{(1 - \lambda_{ii}^2 A'^2)(1 - \lambda_{ii}^2 B'^2)}, \quad (16)$$

$$\alpha'(n, T) = \frac{(\tilde{a}_2^e / \tilde{a}_0^e)^{-1} - A'^2}{(B'^2 - A'^2)(1 - \lambda_{ii}^2 A'^2)}, \quad (17)$$

$$\beta'(n, T) = \frac{B'^2 - (\tilde{a}_2^e / \tilde{a}_0^e)^{-1}}{(B'^2 - A'^2)(1 - \lambda_{ii}^2 B'^2)}. \quad (18)$$

В пределе $\lambda_{ii} \rightarrow 0$ эффективный потенциал (13) переходит в потенциал Стентона и Мурилло [2]. Если дополнительно пренебречь градиентной поправкой и положить $\tilde{a}_2 = 0$ получим экранированный потенциал типа Юкавы. На рисунке 1 приведены эффективный квазиклассический потенциал (5), который учитывает квантовый эффект дифракции и экранированный потенциал не учитывающий волновую природу частиц при $\theta_i = 0.5$ и $r_s = 0.5$. Как видно из рисунка, потенциал (5) имеет конечное значение при $r = 0$, напротив, потенциал не учитывающий волновую природу частиц при $r \rightarrow 0$ стремится к бесконечности как $1/r$. Видно, что на дальних расстояниях эффективный квазиклассический потенциал (5) экранирован слабее чем

потенциал не учитывающий волновую природу частиц.

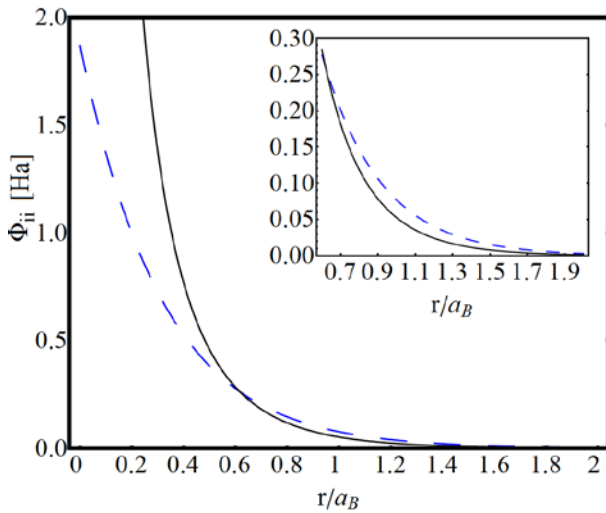


Рисунок 1 - Эффективный квазиклассический потенциала (5) (пунктирная линия) и потенциал не учитывающий волновую природу частиц (сплошная линия)

На рисунке 2 приведены графики эффективного квазиклассического потенциала (5) при различных значениях параметра плотности. Видно, что с увеличением параметра плотности на дальних расстояниях экранирование становится сильнее, а значение потенциала на нуле увеличивается. В случае взаимодействия электрона с положительным ионом, это интерпретируется как снижение потенциала ионизации под влиянием микрополя плазмы.

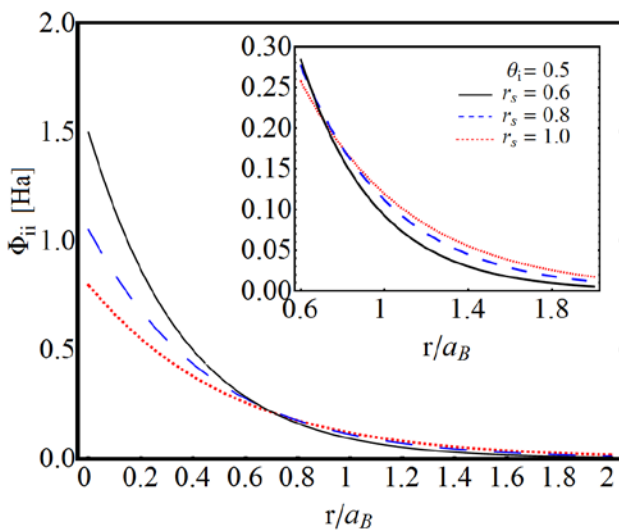


Рисунок 2 – Эффективный квазиклассический потенциала (5)

На рисунке 3 приведены графики эффективного квазиклассического потенциала (5) при различных значениях параметра вырождения ионов. С уменьшением параметра вырождения, то есть с уменьшением температуры, значение эффективного потенциала на нуле уменьшается вследствие увеличения тепловой длины волны иона.

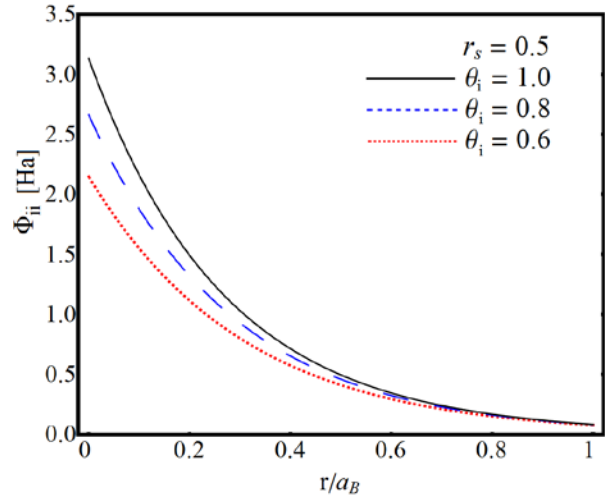


Рисунок 3 - Эффективный квазиклассический потенциала (5)

Заключение

В рамках настоящей работы получен статически экранированный потенциал взаимодействия ионов в плотной плазме с учетом волновой природы ионов (эффекта дифракции) и экранирования на основе разложение диэлектрической проницаемости в длинноволновом пределе. Изучен полученный статически экранированный потенциал взаимодействия ионов в плотной плазме. Выведенный эффективный потенциал взаимодействия ионов имеет конечное значение на малых расстояниях за счет эффекта дифракции, т.е. волновой природы ионов проявляющееся в нелокальности. На больших расстояниях полученный потенциал экранирован слабее чем в случае экранирования Томаса-Ферми.

Эта работа была выполнена в рамках гранта на проект №AP05134366 Министерства образования и науки Республики Казахстан.

Литература

- 1 Akbari-Moghanjoughi M. Hydrodynamic limit of Wigner-Poisson kinetic theory:

Revisited //Phys. Plasmas-2015.-Vol.22.-P.022103.

2 Stanton L.G. and Murillo M.S. Unified description of linear screening in dense plasmas //Phys. Rev. E-2015.-Vol.91.-P.033104.

3 Kelbg G. Theorie des Quanten-Plasmas //Ann. Phys.-1963.-Vol.12.-P. 219.

4 Dunn T. and Broyles A. A. Method for Determining the Thermodynamic Properties of the Quantum Electron Gas //Phys. Rev.-1967.-Vol.157.-P.156.

5 Deutsch C. Nodal Expansion in a Real Matter Plasma //Phys. Lett. A.-1977.-Vol.60.-P.317.

6 Filinov A.V., Bonitz M., and Ebeling W. Improved Kelbg potential for correlated

Coulomb systems //J. Phys. A: Math. Gen.-2003.-Vol.36.-P.5957-5962.

7 Moldabekov Zh.A., Ramazanov T.S., and Dzhumagulova K.N. Pair Interaction Potential of Particles for Two-Component Plasma //Contrib. Plasma Phys.-2012.-Vol.52.-P.207-210.

8 Khrapak S.A. and Thomas H.M. Practical expressions for the internal energy and pressure of Yukawa fluids //Phys. Rev. E.-2015.-Vol.91.-P.023108.

9 Moldabekov Zh., Schoof T., Ludwig P, Bonitz M., and Ramazanov T. Statically screened ion potential and Bohm potential in a quantum plasma //Phys. Plasmas-2015.-Vol.22.-P.102104.

Принято к печати 30.07.2019

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

Казахский Национальный Университет имени аль-Фараби

Научно-исследовательский институт экспериментальной и теоретической физики,

050040, Алматы, Казахстан

zhandos@physics.kz

ЭКРАНИРОВАННЫЙ ИОН-ИОННЫЙ ПОТЕНЦИАЛ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЕ

Аннотация. Квантовая плазма является объектом активных теоретических и экспериментальных исследований последние несколько десятилетий. Развитие лазерной и ускорительной техники, в скором времени ожидается получение плотной плазмы с квантовыми ионами. В связи с этим, в этой статье представлен экранированный потенциал взаимодействия ионов с учетом их волновой природы, т.е. с учетом эффекта дифракции. При рассматриваемых параметрах электроны сильно вырождены. Для учета электронного вырождения была использована квантовая функция отклика электронов в приближении случайных фаз. С учетом того, что электроны при рассматриваемых плотностях идеальны, было использовано разложение электронной функции отклика плотность-плотность, до в третьего члена включительно, в длинноволновом пределе. Представлены графики полученного потенциала ион-ионного взаимодействия при различных параметрах плазмы. Полученный потенциал взаимодействия ионов имеет конечное значение на малых расстояниях за счет эффекта дифракции, т.е. волновой природы ионов проявляющееся в нелокальности. На больших расстояниях выведенный потенциал экранирован, при этом экранирование отличается от экранирования Томаса-Ферми. Обсуждено связь использованного метода диэлектрической проницаемости на основе функции отклика плотность-плотность от других методов, таких как квантовая гидродинамика и теория функционалов плотности.

Ключевые слова: Квантовая плазма, экранирование, эффект дифракции, ион-ионное взаимодействие, плотная плазма, функция отклика плотность-плотность.

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

Al-Farabi Kazakh National University,

Institute of Experimental and Theoretical Physics, 050040, Almaty, Kazakhstan

zhandos@physics.kz

SCREENED ION-ION INTERACTION POTENTIAL IN DENSE PLASMAS

Annotation. Quantum plasma has been the subject of active theoretical and experimental research over the past few decades. The development of laser and accelerator technology, it is soon expected to obtain a dense plasma with quantum ions. In this regard, this article presents the screened potential of the interaction of ions, taking into account their wave nature, i.e. taking into account the diffraction effect. At the considered parameters, the electrons are strongly degenerate. To take into account electron degeneracy, we used the quantum electron response function in the random-phase approximation. Given that the electrons at the densities under consideration are ideal, we used the expansion of the electron density-density response function, up to and including the third term, in the long-wavelength limit. The graphs of the obtained ion-ion interaction potential for various plasma parameters are presented. The obtained ion interaction potential has a finite value at small distances due to the diffraction effect, i.e. wave nature of ions manifested in non-locality. At large distances, the derived potential is screened, and the screening differs from the Thomas-Fermi screening. The relationship of the used dielectric permittivity method based on the density-density response function to other methods, such as quantum hydrodynamics and the theory of density functionals, is discussed.

Key words: quantum plasma, screening, diffraction effect, ion-ion interaction, dense plasma, density-density response function.

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

Әл-Фараби атындағы Қазақ Ұлттық Университеті,

Экспериментальды және теориялық физика ғылымы зерттеу институты,

0500400, Алматы, Қазақстан.

zhandos@physics.kz

ТЫҒЫЗ ПЛАЗМАДАҒЫ ЭКРАНДАЛҒАН ИОН-ИОН ӘСЕРЛЕСУ ПОТЕНЦИАЛЫ

Аннотация. Кванттық плазма соңғы онжылдық уақыт мезетінде теориялық және эксперименттік тұрғыдан белсенді түрде зерттелініп келе жатырған ғылыми объекті болып табылады. Лазерлік және үдеткіш техниканың дамуына байланысты жақын арада кванттық иондары бар тығыз плазманы алу жоспарланған. Сол себепті осы мақалада кванттық иондардың толқындық табиғаты, яғни дифракция эффектісі ескерілген экрандалған әсерлесу потенциалы ұсынылады. Қарастырылып отырған параметрде электрон азғындалған күйде. Электронның азғындалған күйін ескеру мақсатында кездейсоқ фазадағы электрондардың кванттық сарқындалу функциясы қолданылды. Қарастырылып отырған тығыздықта электрондардың идеальды екені ескерілгендіктен электрондардың тығыздық-тығыздық сарқындылығынан бастап ұзынтолқынды шекте, яғни үшінші мүшеге дейінгі таралуы қолданылды. Плазманың әртүрлі параметріндегі ион-ион әрекеттесу потенциалының графигі көрсетілген. Иондардың әрекеттесу потенциалы аз арақашықтықта дифракция эффектісі әсерінен, яғни локальды болмауының салдарынан иондардың толқындық табиғаты байқалуына байланысты шектік мәнге ие. Алыс қашықтықта алынған потенциал экрандалған және алынған экрандалу Томас-Ферми экрандалуынан ерекшеленеді. Тығыздық-тығыздық үндесу функциясының негізінде диэлектрлік өтімділік әдісінің кванттық гидродинамика және тығыздықтар функциясының теориясы тәрізді басқа әдістермен байланысының қолданылуы талқыланды.

Түйін сөздер: Кванттық плазма, экрандалу, дифракция эффектісі, ион-ион әсерлесуі, тығыз плазма, тығыздық-тығыздық сарқындалу функциясы.

Ж.А. Молдабеков

*Казахский Национальный Университет имени аль-Фараби
Научно-исследовательский институт экспериментальной и теоретической физики,
050040, Алматы, Казахстан
Институт прикладных наук и информационных технологий,
050040 г.Алматы, ул. Шашкина 40-48, Казахстан
zhandos@physics.kz*

ДВУМЕРНАЯ ЮКАВА-ЖИДКОСТЬ С ДОПОЛНИТЕЛЬНЫМ СЛАБЫМ ДИПОЛЬ - ДИПОЛЬНЫМ МЕЖЧАСТИЧНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

Аннотация. Система заряженных частиц, взаимодействующих посредством экранированного потенциала Юкавы называют в современной научной литературе Юкава-системой. Если эта система сильно коррелирована и в этой системе имеется ближний порядок, то ее называют Юкава-жидкостью. В экспериментах по пылевой плазме реализуются Юкава системы с дополнительным диполь-дипольным взаимодействием между частицами. Дополнительный дипольный момент может быть индуцирован фокусировкой ионов за счет стационарного потока ионов и притяжения отрицательно заряженной пылевой частицей. Используя молекулярную динамику (МД), в данной работе представлены результаты расчета парной корреляционной функции двухмерной системы пылевых частиц с дополнительным диполь-дипольным взаимодействием. Сравнение с экспериментальными данными указывает на то, что использованная модель может быть применима для объяснения экспериментальных наблюдений. Так же, представлены результаты расчета коэффициента диффузии. Для расчета коэффициента диффузии было использовано соотношение Грина-Кубо и данные автокорреляционной функции скоростей частиц из МД моделирования двухмерной системы. Показано, что дополнительное диполь-дипольное взаимодействие ведет к уменьшению значения коэффициента диффузии. Проведено обсуждение экспериментальной реализации двухмерной Юкава системы с дополнительным контролируемым диполь-дипольным взаимодействием между пылевыми частицами в комплексной плазме.

Ключевые слова: пылевая плазма, двумерные системы, Юкава системы, дипольное взаимодействие, газовый разряд, плазма.

Введение

В комплексной плазме, реализуемой в высокочастотном газовом разряде [1], потенциал заряженной пылевой частицы экранирован ионами и электронами, вследствие чего реализуется Юкава система. В данной работе рассмотрим тот случай, когда все пылевые частицы расположены на двумерной плоскости, образуя двухмерную Юкава жидкость. Отметим, что при этом пылевая плазма, которая состоит из электронов, ионов и атомов в целом трехмерная. Только движение пылинок ограничено двумерной плоскостью. Именно поэтому некорректно говорить о двумерной пылевой плазме. Пылевые частицы левитируют в результате равновесия между силой

притяжения и силой внешнего электрического поля. Если пылевая компонента состоит из частиц одинакового размера и из одного и того же материала, то они все имеют равновесное положение на одной и той же высоте [2].

В газовом разряде присутствует постоянный поток ионов в области, где расположены пылевые частицы. Часть этих ионов попадают на поверхность частицы и рекомбинируют с электронами, другая часть рассеивается отрицательно заряженной пылинкой. Поскольку имеется дрейф ионов в вертикальном направлении, в среднем число ионов рассеянных в направлении скорости дрейфа больше, чем число ионов рассеянных в других направлениях. Эти

рассеянные ионы, однако, не могут оставаться вблизи пылинки, вследствие закона сохранения момента импульса налетающего иона. Здесь нужно вспомнить, что в комплексной плазме также присутствуют нейтральные атомы. При соударении иона, рассеянного в область вблизи пылевой частицы с нейтральным атомом, налетающий ион теряет часть своей кинетической энергии и становится захваченным полем пылинки [3, 4]. Таким образом, за пылевой частицей в направлении дрейфа ионов появляется облако сфокусированных полем самой пылинкой ионов [3,4]. Через некоторое время захваченный ион падает на поверхность пылинки. Однако, на его место приходит новый ион, рассеянный пылинкой и захваченный его полем после соударения с атомом. В целом картина динамичная, но облако сфокусированных ионов стационарное. Можно говорить о составной частице с ненулевым полным зарядом и ненулевым дипольным моментом, которая состоит из отрицательно заряженной пылинки и положительно заряженного облака сфокусированных ионов. Из описанной микроскопической картины понятно, что появление такой составной частицы возможно только вследствие открытости системы, так как в плазму постоянно подается энергия извне.

Теперь мы видим, что неидеальную двумерную систему из заряженных частиц можно описать в рамках модели однокомпонентной Юкава жидкости с дополнительным диполь - дипольным взаимодействием. Здесь учтено, что вклад монополь - дипольного взаимодействия равен нулю, поскольку дипольные моменты составных частиц параллельны. Важно учесть экранирование дополнительного диполь - дипольного взаимодействия ионами и электронами. Для описания вышеуказанной системы составных частиц можно использовать эффективный экранированный потенциал полученный в работе [5] из мультипольного разложения потенциала типа Юкавы. Далее, для простоты будем называть описанные составные частицы просто пылинками, поскольку именно пылинки создают облако сфокусированных ионов и содержат в себе основную массу. К тому же

облако сфокусированных ионов имеет заряд, не превышающий половины абсолютного значения заряда пылинки [6].

Модель взаимодействия

Далее введем безразмерные параметры связи для описания взаимодействия заряд-заряд (монополь-монополь)

$$\Gamma = Q^2 / (ak_B T) \text{ и } \text{диполь-диполь}$$

$$\Gamma_d = d^2 / (a^3 k_B T), \text{ здесь } d - \text{дипольный момент}$$

частицы, $a = (\sqrt{\pi n})^{-1}$ - среднее межчастичное расстояние и $k_B T$ характеризует кинетическую энергию теплового движения частиц. Отметим, что речь идет о поступательном движении пылевой частицы как целого. Берем $\Gamma_d \ll \Gamma$ поскольку в рассматриваемом случае, взаимодействие монополь-монополь доминирует и относительно него диполь - дипольное взаимодействие слабо. Используя эти параметры, запишем потенциал взаимодействия частиц в следующем безразмерном виде [5]:

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

где расстояние выражено в единицах среднего межчастичного расстояния $R = r/a$ и параметр экранирования определен как отношение среднего межчастичного расстояния к длине экранирования $k_s = a/\lambda_s$.

Для исследования влияния дополнительного слабого диполь-дипольного взаимодействия на свойства двумерной Юкава жидкости, экранированный потенциал взаимодействия (1) использован в качестве парного межчастичного взаимодействия при моделировании методом молекулярной динамики (МД). Время задавалось в единицах обратной плазменной частоты пылинок. В процессе МД моделирования решались уравнения движения 1528 частиц. В начальные 10^5 плазменных периодов система приводилась в требуемое состояние с параметрами Γ и Γ_d путем постоянной перенормировки скоростей частиц. Уравнения движения частиц решались с помощью алгоритма Бимана

Парной корреляционной функции позиции частиц

Влияние дополнительного слабого диполь-дипольного взаимодействия на структурные свойства Юкава жидкости исследовано на основе парной корреляционной функции позиции частиц (ПКФ). ПКФ описывает среднее по времени моделирование отклонения плотности от его среднего значения на данном расстоянии от частицы, часто говорят, что ПКФ определяет "вероятность" нахождения одной частицы от другой на данном расстоянии (однако ПКФ не нормирована на единицу). Немонотонный характер ПКФ указывает на существование корреляции между частицами. Если высота пиков ПКФ спадают с расстоянием экспоненциально $\sim \exp(-R)$, то система находится в жидкофазном состоянии. Если же высота пиков ПКФ спадает с расстоянием по степенному закону со степенью меньше 1/3, то имеет место кристаллическое состояние. По этим признакам было установлено, что при параметрах экранирования $k_s = 1$ и $k_s = 2$ фазовый переход происходит при $\Gamma \approx 188$ и $\Gamma \approx 350$, соответственно. Мы будем рассматривать жидкофазное состояние далеко от точки кристаллизации.

На рисунках 1 и 2, ПКФ Юкава-жидкости с дополнительным диполь-дипольным взаимодействием и без него приведена в сравнении с данными эксперимента [7].

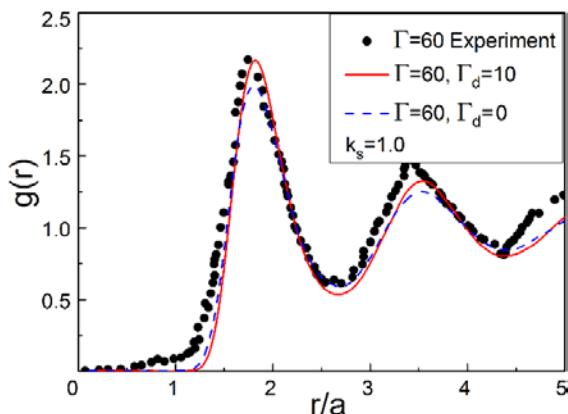


Рисунок 1 – Парная корреляционная функция Юкава-жидкости с дополнительным диполь-дипольным взаимодействием и без него в сравнении с данными эксперимента [7]

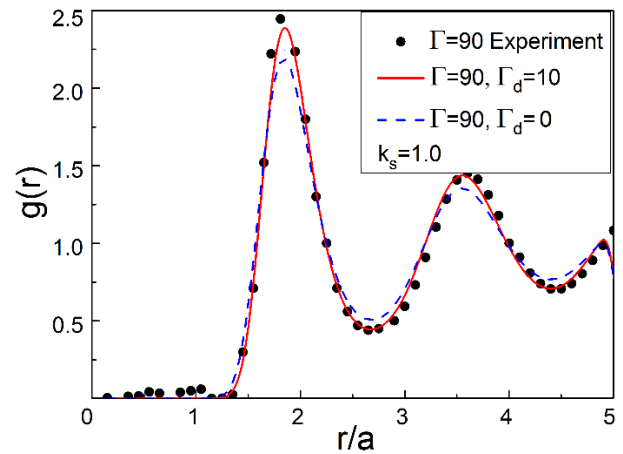


Рисунок 2 – Парная корреляционная функция Юкава-жидкости с дополнительным диполь-дипольным взаимодействием и без него в сравнении с данными эксперимента [7]

Видно, что дополнительное диполь-дипольное взаимодействие приводит к улучшению согласия структурных характеристик пылевой компоненты комплексной плазмы с данными эксперимента.

Коэффициента диффузии

Влияние дополнительного слабого диполь-дипольного взаимодействия на колебания плотности в Юкава жидкости исследовано на основе автокорреляционной функции скоростей частиц (АКФ) [8]. Площадь под АКФ пропорциональна коэффициенту диффузии. Немонотонный характер АКФ указывает на присутствие колебаний плотности в системе. Частоту этих колебаний можно определить, рассматривая Фурье образ АКФ. Исследование влияния дипольного взаимодействия на АКФ и спектр колебаний частиц было представлено в работе [9]. В этой работе представлены результаты исследования коэффициента диффузии.

Как было отмечено, согласно известным соотношениям Грина-Кубо, площадь под кривой АКФ пропорциональна значению коэффициента диффузии. На рисунке 3 приведены значения отношения D/D_Y коэффициента диффузии Юкава жидкости с дополнительным диполь-дипольным взаимодействием D к коэффициенту диффу-

зии Юкава жидкости без дипольного взаимодействия D_y . Интегрирование АКФ проводилось в интервале от нуля до 100 плазменных периодов. Видно, что дополнительное диполь-дипольное взаимодействие ведет к уменьшению значения коэффициента диффузии.

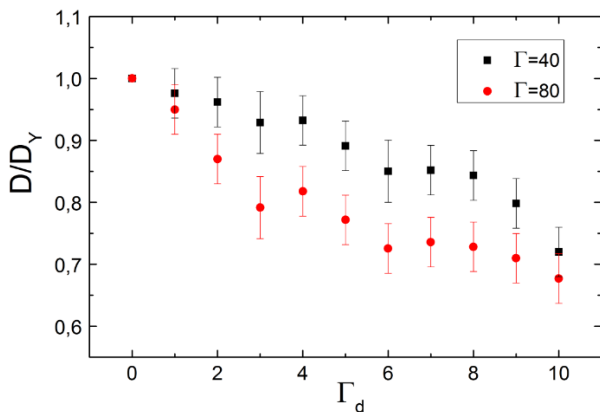


Рисунок 3 – Отношение коэффициентов диффузии Юкава жидкости с дополнительным диполь-дипольным взаимодействием и без него

Заключение

Реализация исследований по определению дополнительного диполь-дипольного взаимодействия между частицами в двумерной системе заряженных пылинок в комплексной плазме может быть проведена в пылевой плазме высокочастотного разряда. Для контроля значения дипольного момента может быть использовано дополнительное постоянное напряжение. Изменение значения постоянного внешнего электрического поля позволит увеличивать, либо уменьшать значение дипольного момента составной частицы "пылинка + захваченное ионное облако". Решение кинетических уравнений для ионов близи поверхности пылевой частицы показало, что значение коэффициента поляризуемости составной частицы порядка ϵ , где λ_D – длина Дебая ионов [3, 6]. Причем значение дополнительного постоянного электрического поля может быть относительно слабо, так, что разряд все еще существует только за счет переменного высокочастотного внешнего поля. Результаты этой работы указывают на то, что модель взаимодействия (1) может быть использовано для

экспериментального и теоретического исследования Юкава жидкости с дополнительным диполь-дипольным взаимодействием в описанных выше экспериментах по получению пылевой плазмы в высокочастотном разряде с дополнительным внешним постоянным электрическим полем.

Работа сделана в рамках гранта AP05133536 Министерства образования и науки республики Казахстан.

Литература

- Ott T., Stanley M., and Bonitz M. Non-invasive determination of the parameters of strongly coupled 2D Yukawa liquids //Phys. Plasmas-2011.-Vol.18.-P.063701.
- Vaulina O.S., Vasilieva E.V., Petrov O.F., Fortov V.E. Equilibrium structural properties of two-dimensional nonideal systems //Euro Physics Letters -2011.-Vol.96.-P.65003.
- Sukhinin G. I., and Fedoseev A. V. Formation of a Trapped-Ion Cloud Around a Dusty Particle in Low-Density Plasma //IEEE Transactions on plasma science-2010.-Vol.38, №6.-P.2345-2352.
- Reocker T.B., Zhdanov S. K., Ivlev A.V., Lampe M., Joyce G., and Morfill G.E. Effective dipole moment for the mode coupling instability: Mapping of self-consistent wake models //Phys. Plasmas-2012.-Vol.19.-P.073708.
- Ramazanov T. S., MoldabekovZh. A., and Gabdullin M. T. Multipole expansion in plasmas : Effective interaction potentials between compound particles // Physical Review E. – 2016. – Vol. 93. – P. 053204.
- Sukhinin G.I., Fedoseev A.V., Antipov S.N., Petrov O.F., and Fortov V.E. Dust particle radial confinement in a dc glow discharge //Phys. Rev. E-2013.-Vol.87.-P.013101.
- Vaulina O.S., Vasilieva E.V., Petrov O.F., Fortov V.E. Equilibrium structural properties of two-dimensional nonideal systems //Euro Physics Letters -2011.-Vol.96.-P.65003.
- Баимбетов Ф. Б., Рамазанов Т.С. Математическое моделирование в физике неидеальной плазмы.-Алматы: Ғылым, 1994.- 212 с.

10 Ramaznov T.S., Gabdulin A. Zh.,
Moldabekov Zh.A. Effect of dipole-dipole in-
teraction on the compressional oscillations in

two-dimensional Yukawa liquids //Contrib.
Plasma Phys. doi: 10.1002/ctpp.201500125.

Принято к печати 13.08.2019

Ж.А. Молдабеков

*Казахский Национальный Университет имени аль-Фараби
Научно-исследовательский институт экспериментальной и теоретической физики,
050040, Алматы, Казахстан
Институт прикладных наук и информационных технологий,
050040 г.Алматы, ул. Шашкина 40-48, Казахстан
zhandos@physics.kz*

ДВУМЕРНАЯ ЮКАВА-ЖИДКОСТЬ С ДОПОЛНИТЕЛЬНЫМ СЛАБЫМ ДИПОЛЬ - ДИПОЛЬНЫМ МЕЖЧАСТИЧНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

Аннотация. Система заряженных частиц, взаимодействующих посредством экранированного потенциала Юкавы называют в современной научной литературе Юкава-системой. Если эта система сильно коррелирована и в этой системе имеется ближний порядок, то ее называют Юкава-жидкостью. В экспериментах по пылевой плазме реализуются Юкава системы с дополнительным диполь-дипольным взаимодействием между частицами. Дополнительный дипольный момент может быть индуцирован фокусировкой ионов за счет стационарного потока ионов и притяжения отрицательно заряженной пылевой частицей. Используя молекулярную динамику (МД), в данной работе представлены результаты расчета парной корреляционной функции двухмерной системы пылевых частиц с дополнительным диполь-дипольным взаимодействием. Сравнение с экспериментальными данными указывает на то, что использованная модель может быть применима для объяснения экспериментальных наблюдений. Так же, представлены результаты расчета коэффициента диффузии. Для расчета коэффициента диффузии было использовано соотношение Грина-Кубо и данные автокорреляционной функции скоростей частиц из МД моделирования двухмерной системы. Показано, что дополнительное диполь-дипольное взаимодействие ведет к уменьшению значения коэффициента диффузии. Проведено обсуждение экспериментальной реализации двухмерной Юкава системы с дополнительным контролируемым диполь-дипольным взаимодействием между пылевыми частицами в комплексной плазме.

Ключевые слова: пылевая плазма, двумерные системы, Юкава системы, дипольное взаимодействие, газовый разряд, плазма.

Zh.A. Moldabekov

*Al-Farabi Kazakh National University,
Institute of Experimental and Theoretical Physics, 050040, Almaty, Kazakhstan
Institute of Applied Sciences and Information Technology, 050040 Almaty, Shashkin str., 40-48, Ka-
zakhstan
zhandos@physics.kz*

TWO-DIMENSION YUKAWA-LIQUID WITH AN ADDITIONAL WEAK DIPOLE - DIPOLE INTERPARTICLE INTERACTION

Abstract. The system of charged particles interacting through the screened potential of the Yukawa is called the Yukawa system in the modern scientific literature. If this system is highly correlated and there is a short range order in this system, then it is called a Yukawa liquid. In dusty plasma experiments, Yukawa systems with an additional dipole-dipole interaction between particles

are realized. An additional dipole moment can be induced by ion focusing due to the stationary ion flux and attraction by a negatively charged dust particle. Using molecular dynamics (MD), this paper presents the results of calculation of the pair correlation function of a two-dimensional system of dust particles with an additional dipole-dipole interaction. Comparison with experimental data indicates that the model used can be applied to explain experimental observation. Also, the results of computation of the diffusion coefficient are presented. To calculate the diffusion coefficient, the Green-Kubo relation and the data of the autocorrelation function of particle velocities from the MD simulation of a two-dimensional system were used. It is shown that an additional dipole – dipole interaction leads to a decrease in the diffusion coefficient. A discussion of the experimental realization of a two-dimensional Yukawa system with an additional controlled dipole-dipole interaction between dust particles in a complex plasma is given.

Keywords: dusty plasma, two-dimensional systems, Yukawa systems, dipole interaction, gas discharge, plasma.

Ж.А. Молдабеков

Әл-Фараби атындағы Қазақ Ұлттық Университеті,

Экспериментальдыжәнеттеориялық физика ғылымизерттеу институты,

0500400, Алматы, Қазақстан.

Қолданбалы ғылымдар және ақпараттық технологиялар институты, 050040 Алматы қ., Шашкин к., 40-48, Қазақстан.

zhandos@physics.kz

ЕКІ ӨЛШЕМДІ ӘЛСІЗ ҚОСЫМША ДИПОЛЬ-ДИПОЛЬ ӨЗАРА ӘРЕКЕТТЕСУІ БАР ЮКАВА - СҰЙЫҚТЫҚ

Аннотация. Юкаваның экрандалған потенциалы арқылы өзара әрекеттесетін зарядталған бөлшектер жүйесі қазіргі заманғы ғылыми әдебиетте Юкава-жүйе деп аталады. Егер бұл жүйе күшті корреляцияланған болса және бұл жүйеде жақын құрылым болса, онда оны Юкава-сұйықтық деп атайды. Тозанды плазма бойынша эксперименттерде бөлшектер арасындағы қосымша диполь-дипольдық өзара әрекеттесуі бар Юкава жүйесі орын алады. Қосымша дипольді момент иондардың тұрақты ағыны және теріс зарядталған тозан бөлшектің есебінен иондарды фокустаумен индуцирленуі мүмкін. Молекулалық динамиканы (МД) пайдалана отырып, бұл жұмыста қосымша диполь-дипольдық өзара әрекеттесуі бар екі өлшемді тозан бөлшектерінің қос корреляциялық функциясын есептеу нәтижелері келтірілген. Эксперименталды деректермен салыстыру қолданылған модель эксперименталды бақылауды түсіндіру үшін қолданылуы мүмкін екендігін көрсетеді. Сонымен қатар, диффузия коэффициентін есептеу нәтижелері келтірілген. Диффузия коэффициентін есептеу үшін Грин-Кубо қатынасы және екі өлшемді жүйені МД модельдеуінен бөлшектердің жылдамдығының автокорреляциялық функциясының деректері қолданылды. Қосымша дипольды әсерлесу диффузия коэффициентінің мәнінің азаюына әкеледі. Тозанды плазмадағы тозан бөлшектері арасындағы қосымша бақыланатын диполь-дипольдық өзара әрекеттесумен екі өлшемді Юкава жүйесін эксперименттік іске асыру талқыланды.

Түйін сөздер: тозанды плазма, екі өлшемді жүйе, Юкава жүйе, дипольдік өзара әрекеттесу, газ разряды, плазма.

¹Усеинов Б.М., ¹Солодовник А.А., ¹Алимова Н.М., ²Жукешов А.М., ²Ибраев Б.М.,
²Амренова А.У., ²Габдуллина А.Т., ²Молдабеков Ж.М.

¹Северо-Казахстанский государственный университет им. М. Козыбаева,
Казахстан, г. Петропавловск

²Казахский Национальный университет им. аль-Фараби, Казахстан, г. Алматы
e-mail: amrenova.asem77@gmail.com

МОДЕЛЬ СОЛНЕЧНОЙ ВСПЫШКИ В РАМКАХ УПРАВЛЯЕМОГО ТЕРМО- ЯДЕРНОГО РЕАКТОРА «ПЛАЗМЕННЫЙ ФОКУС».

Аннотация. В работе на основе анализа теоретических моделей образования солнечных вспышек, предлагается концептуальный модельный подход, основанный на протекании солнечной вспышки с процессами в электрической цепи. Одним из наиболее близких по ряду параметров к солнечным вспышкам являются процессы эволюции плазменных объектов в установке «Плазменный фокус». На основе физически обоснованного сходства процессов, протекающих в плазменном фокусе и солнечной вспышке выявлены закономерности, позволяющие проследить изменение температуры плазмы в зависимости от изменения рабочих параметров установки. В итоге получены параметры модели соответствующие максимальному приближению к реальным условиям. С использованием программного языка C++ приведены расчёты и анализ зависимости температуры от параметров установки: массы газа и скорости налетающих частиц, сопротивления нагрузки в плазменном фокусе. Доказано, что физическую модель солнечной вспышки «Электрическая цепь» возможно реализовать на существующей материальной базе установки плазменного фокуса с учётом масштабирования вспышечного процесса. Графики зависимости температуры вспышек от скорости частиц, сопротивления контура свидетельствуют об идентичности солнечной вспышки и плазменного фокуса. Полученные данные не противоречат реальным данным и имеют относительное совпадение в процессе протекания нестационарных процессов, процессах формирования энергетического всплеска.

Ключевые слова: солнечные вспышки, плазменный фокус, разрядный ток, индуктивность контура, скорость налетающих частиц, температура, энерговыделение, электрическая цепь, давление.

Введение

Солнце как центральное тело нашей Солнечной Системы всегда привлекало научный интерес человека. Являясь, по сути, источником жизни на Земле, Солнце модулирует различные процессы, протекающие в атмосфере и в магнитном поле Земли, посредством солнечно-земных связей. Энергетическим источником осуществления последних, являются такие процессы как солнечные вспышки, эруптивные протуберанцы, корональные выбросы. Это обстоятельство обуславливают **актуальность** нашего исследования, которую дополнительно усиливает отсутствие такой физически точной модели происхождения и формирования солнечных вспышек, которую можно было бы реализовать

экспериментально. Наиболее перспективны в этом отношении импульсные плазменные ускорители, представляющие интерес для экспериментаторов не только как объекты прикладных исследований, но и в качестве модельных установок для исследования процессов, происходящих в космических объектах. В данной работе предлагается использовать экспериментальный термоядерный реактор "плазменный фокус" для изучения процессов образования солнечных вспышек.

Модель исследования

Для того чтобы физически адекватно изучать недостижимые в земных условиях процессы, важно создать идеальную модель процесса, которая бы соответствовало его объяснению с точки зрения известных

физических законов, а позже усложняя и совершенствуя эту модель, приближать ее к реальным условиям.

Поставив целью обобщить модель солнечной вспышки, и приняв во внимание особенности управляемого термоядерного реактора «Плазменный фокус», имеет смысл провести сравнительный анализ на физическую совместимость по определенным параметрам этих двух объектов исследования. Для критериального сравнения мы рассмотрели четыре ключевых параметра: механизм протекания процесса, рабочий материал, наличие нейтронного выхода, параметрических данных, необходимых для протекания процесса образования плазмы [1-3]. Результат сравнительного анализа представлен в таблице 1.

Таблица 1. Взаимосвязь ПФ и солнечной вспышки.

Плазменный фокус	Солнечная вспышка
Механизм образования	
При разряде конденсаторной батареи по изолятору между электродами проходит электрический ток и образуется токоплазменная оболочка. Эта оболочка «всхлопывает» в плотное пинчевое образование при контакте с веществом	Конвергентные течения способствуют сжатию фотосферной плазмы, а сдвиговые течения – растянуть. В результате такого взаимодействия образуется свободная магнитная энергия, «способствующая» вспышечному процессу – «всхлопывания» плазмы.
Параметры	
$I_{max}=10^6$ А, $T=10^6$ К, $v=10^8$ см/с, $n=10^{18}$ см ⁻³	$I_{max}=10^6$ А, $T=10^7$ К, $v=10^7$ см/с, $n=10^{17}$ см ⁻³
Нейтронный выход	
присутствует	присутствует
«Рабочий материал»	
дейтерий или дейтерий-тритиевая смесь	водородная плазма

Как видим, параметры установки плазменного фокуса очень близки к параметрам солнечных вспышек, что дает все

основания утверждать о возможности использования её в изучении солнечных вспышек.

Если проводить аналогию механизма образования солнечной вспышки с электрической цепью, то следует обратить внимание на два обстоятельства, о которых упоминается в источнике [4]:

- вспышка – это нестационарный процесс, для описания энерговыделения которого нельзя использовать закон Ома в его классическом выражении:

$$j = s \cdot E \quad (1)$$

- важно учитывать, что главную роль в диссипации энергии электрического тока во время вспышки принадлежит нейтральной компоненте плазмы, за счёт, соударения ионов с нейтралами.

Рассмотрим модель корональной магнитной арки, в узлах конвективных структур которой, расположены основания ячеек супергранул с характерным размером $R_0 \approx 30$ тыс. км и со скоростью конвекции порядка 0.1-0.3 км/с. Появляющаяся благодаря конвективным движениям в фотосфере ЭДС поддерживает электрический ток, протекающий в арке от одного основания до другого и замыкающийся над фотосферой. Расчеты показывают, что при скорости конвекции около 0.1 км/с радиус сформировавшейся трубки приближается к 10^3 км, магнитное поле на высоте 500 км над фотосферой на оси арки характеризуется индукцией около 2×10^3 Гс, а ток 3×10^{11} А. Индуктивность вспышечной арки, определяемая ее геометрией, достигает величины большей 10 Гн. Энергия электрического тока, запасенная в её контуре составляет величину порядка $5 \times 10^{22} - 5 \times 10^{24}$ Дж [5-9]. Это вполне соответствует энерговыделению вспышки, причиной которой является желобковая неустойчивость хромосферы. Схема корональной арки представлена на рисунке 1.

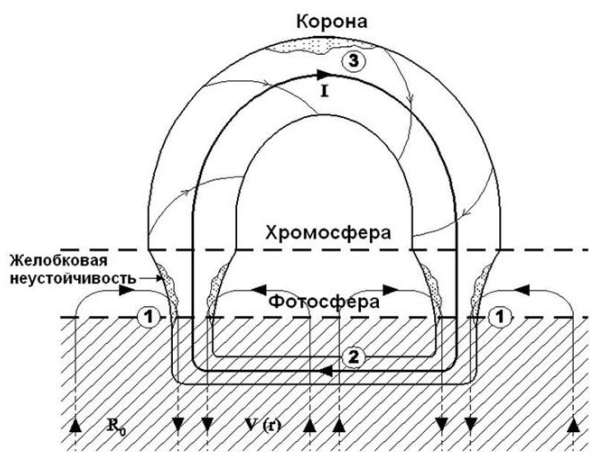


Рисунок 1 – Модель корональной арки с током

Магнитная арка с током обладает активным сопротивлением R , индуктивностью L , и ёмкостью C . Поэтому малые колебания тока в арке можно описать на языке колебаний RLC-контура с ёмкостью, зависящей от величины электрического тока по закону:

$$C(I) = \frac{\pi * a^4 * \rho}{l * I^2} \quad (3)$$

где ρ – плотность плазмы, l – длина арки. Период колебаний определяется формулой:

$$P = 2 * \pi * \sqrt{L * C(I)} \approx 10lI_{11}C \quad (4)$$

Отсюда появляется возможность определения величины электрического тока во вспышке по периоду колебаний.

Поскольку, «плазменный фокус» это электрическая цепь, в которой энергетический запас сосредоточен в конденсаторной батарее, есть смысл утверждать о законе сохранения энергии в следующем виде:

$$\frac{C \cdot U^2}{2} = \frac{m \cdot v^2}{2} + k \cdot T \quad (5)$$

приняв $k=1$ и учитывая, что изменение скорости происходит по закону:

$$v = v_m \cdot (1 - e^{-\frac{t}{\tau}}) \quad (6)$$

где $\tau=R \cdot C$ (нагрузка).

Подставив значение (5) в (4) и выразив T , получим:

$$T = \frac{C \cdot U^2 - m \cdot v_m^2 \cdot (1 - e^{-\frac{t}{\tau}})^2}{2} \quad (7)$$

По данной закономерности, есть возможность проследить изменение температуры в зависимости от изменяющихся параметров установки и добиться максимального приближения к реальным условиям.

Результаты эксперимента

Реальные эксперименты проводились на управляемом термоядерном реакторе «Плазменный фокус» в Национальной нанотехнологической лаборатории открытого типа Физико-технического факультета КазНУ им.Аль-Фараби, а компьютерное моделирование проводилось на базе кафедры «Физика» СКГУ им.М.Козыбаева.

Для моделирования физики процесса солнечной вспышки мы использовали программный язык C++, который имеет, на наш взгляд, хорошие возможности для визуализации результатов и выполнение быстрых расчетов больших массивов данных и имеет понятный интерфейс.

Согласно выведенной формуле (6), было осуществлено компьютерное моделирование зависимости температуры плазмы от массы газа, скорости движения частиц, параметров установки «Плазменный фокус», результаты которого представлены на рисунках 2 и 3.

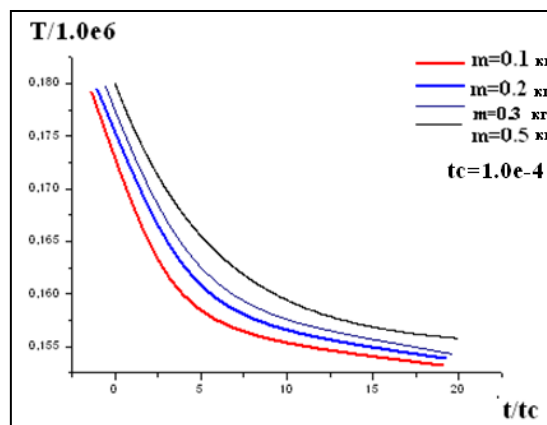


Рисунок 2 – Зависимость T от массы газа

Уменьшение массы газа «приводит» к стандартным размерам установки, а «поведение» температуры плазмы падает более реалистично и сходится с параметра действительной солнечной вспышки, то есть температура соответствует 10^3K .

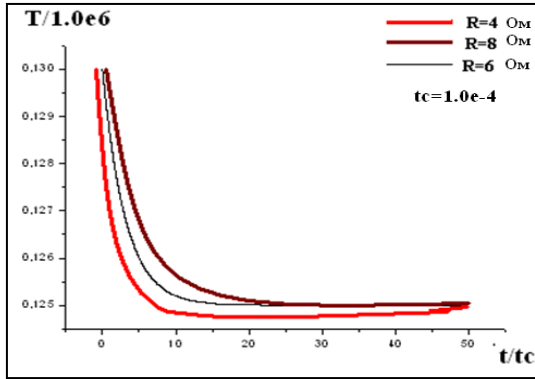


Рисунок 3 – Зависимость T от параметров установки

Увеличение значения сопротивления установки приводит к уменьшению температуры практически в 1,5 раза, что еще более сильно приближает значение температуры к реальным параметрам поверхностной температуры.

Изменяя параметры установки, мы задались вопросом, каким образом давление в плазменном фокусе будет влиять на значение скорости частиц и получили следующие результаты, представленные на рисунке 4

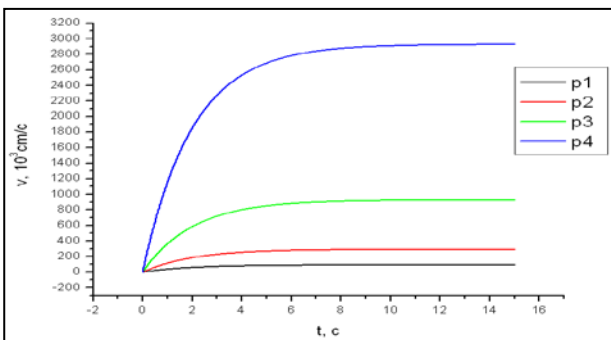


Рисунок 4 – Зависимости скорости плазменного сгустка от давления

Как видно из рисунка, значение скорости во всех случаях растет постепенно, достигая своего определенного насыщения,

подобно плазменным частицам в солнечной вспышке, в которой частицы за счет джоулевого тепла постепенно увеличивают свою скорость и в момент взрывного процесса достигают своей конечной скорости, улетая за пределы Солнца в виде солнечного ветра.

Используя значения полученной скорости, провели моделирование зависимости температуры плазменного сгустка от скорости частиц, которые будут взаимодействовать между собой. Результаты моделирования представлены на рисунке 5.

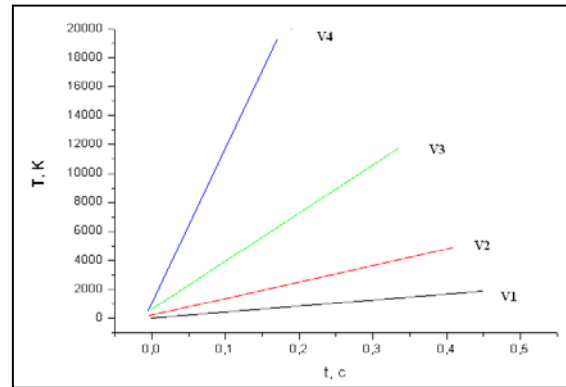


Рисунок 5 – Зависимость температуры плазменного сгустка от скорости налетающих частиц

Как видно из рисунка, температурный выход сильно зависит от скорости налетающих частиц. Самым оптимальным значением считается случай при скорости V_4 , что соответствует минимальному давлению в плазменном фокусе.

Поскольку плазменный фокус представляет собой колебательный контур, для идеализации физических процессов образования вспышки в плазменном фокусе, мы решили прибегнуть к масштабированию солнечной вспышки и размеров плазменного фокуса. Как уже отмечалось ранее для возникновения солнечной вспышки согласно модели «электрическая цепь» значение сопротивления должно быть практически равным нулю, то есть соответствовать размыканию цепи и явлению короткого замыкания, а индуктивность самой в такой модели должна быть не менее 10 Гн, что в реальных условиях конечно не осуществимо. Если считать, что наша цель не реализация масштабности вспышки, а лишь

исследование физических параметров плазменного фокуса для реализации моделирования солнечной вспышки, мы решили принять стандартные значения индуктивности катушки плазменного фокуса в пределах 10^{-9} Гн [10-13]. Результаты представлены на рисунке 6

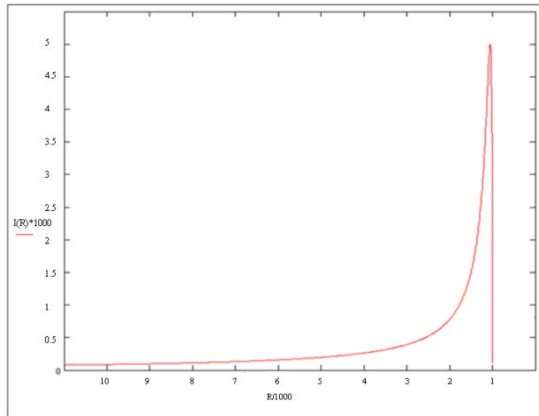


Рисунок 6 Зависимость силы тока от значения сопротивления контура

Как видно из рисунка 6 изменение значения сопротивления до нулевого значения приводит сначала к резкому возрастанию тока, а затем уменьшению его значения – размыкание тока, данный момент соответствует взрыву в токовом слое или ситуации короткого замыкания в цепи. Изменение значения индуктивности в катушки на 3 порядка приводит к уменьшению максимального тока в 2 раза и увеличению значения сопротивления в цепи на один порядок. На рисунке 6 представлена графическая зависимость этой ситуации. Из графика видно, что резкого прекращения тока не происходит, а наблюдается постепенное обнуление его значения, что подтверждает аналогию плазменного фокуса с солнечной вспышкой, когда наблюдается постепенный спад энергетического выхода, то есть когда происходит серия последовательных ослабевающих вспышек. Вычисления для зависимостей, представленных на рисунках 7 и 8, проводились по формулам:

$$I = \frac{E}{\sqrt{(R * f)^2 + (\omega * L - \frac{1}{\omega * C})^2}} \quad (8)$$

$$f = \frac{M * V * p}{R * T} \quad (9)$$

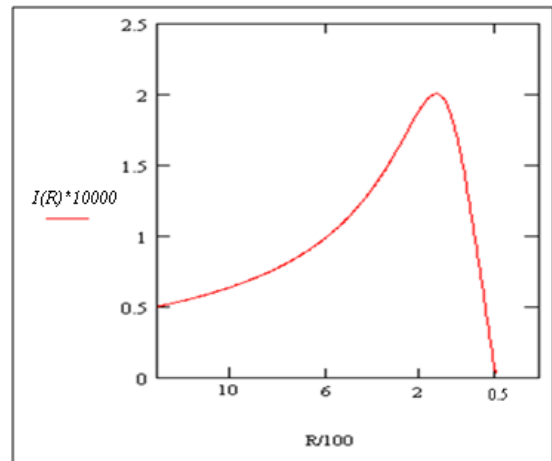


Рисунок 7 – Зависимость силы тока от параметров контура.

Анализ результатов исследования и выводы

В результате вариации различных ситуаций в основной модели «электрическая цепь» выраженных в изменении параметров установки: изменение сопротивления в плазменном фокусе, количество рабочего вещества и изменение скорости налетающих частиц, получены результаты, которые имеют место в идеализированной модели солнечной вспышки. Судить об этом можно, если провести сравнительный анализ следующих данных, полученных со спутников RHESSI и обработанных специалистами Астрофизического Института им. В. Г. Фесенкова и представленных на рисунке 8 [14-20].

Как видно из рисунка, выделено три области (временные отрезки отсчитываются по плазменному фокусу) от 0 до 7 секунд, от 7 до 25 секунд и от 25 секунд до 32 секунд. На этих участках наблюдаются наибольшие совпадения теоретических и реальных результатов. В данном случае происходит сравнение величин, различающихся наименованием, что может вызвать вопросы. Однако, и температурный показатель, и значение силы электрического тока напрямую связаны с энергетическим выходом. Поскольку задача моделирования ситуации сводилась к поиску процессов, сходных с природными и доказательству

возможности изучения солнечных вспышек на установке «Плазменный фокус», то сравнение именно этих параметров является правомерным.

Отметим, что средний период процессов, протекающих в области реальной вспышки составляет 65 с., а в плазменном фокусе 10 мкс. Разделив временной показатель солнечной вспышки на значение квазипериода для плазменного фокуса получаем значение так называемого коэффициента отличия $65 \cdot 10^5$. Поскольку размеры стандартного плазменного фокуса около 1 метра, то умножив коэффициент отличия на значение длины плазменного фокуса, можно получить приблизительные размеры солнечной вспышки около 6,5 тыс км, что вполне реально поскольку длина средней арки 10^{10} см.

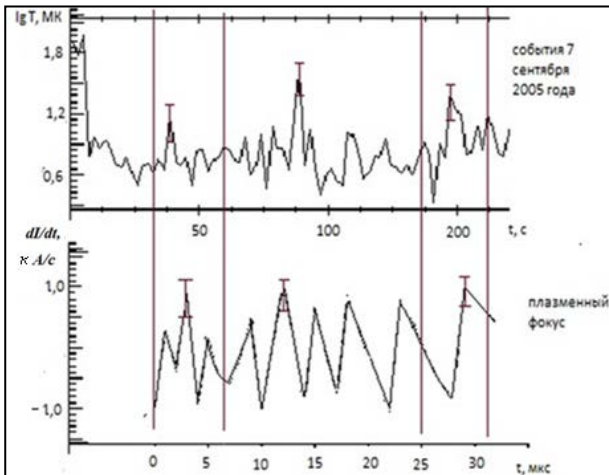


Рисунок 8 – Логарифмическая зависимость температуры солнечной вспышки 7 сентября 2005 года и осциллограмма производной силы тока плазменного фокуса

Кроме этого, сравнивались результаты, полученные от солнечной активности со 2 по 4 ноября 2003 года, представленные на рисунке 9 (Приложение А) часть а и теоретическая зависимость силы тока от изменяющегося сопротивления в плазменном фокусе [20]. На левой части рисунка представлены энергетические спектры для ионов четырех веществ Н, He, O, и Fe в предвспышечных и вспышечных потоках событий 2003 года. Поскольку рабочим ве-

ществом в плазменном фокусе в нашей модели был дейтерий, то мы сравниваем кривую соответствующую водороду. Как видно, в 8 часов 2 ноября значение частиц водорода (средняя часть графика) происходящих на см^2 колеблется в области значения 10, в 21 час это значение уже изменилось до значения 10^0 и 4 ноября в 3 часа (момент вспышки) это значение в области 10^{-1} , что говорит о постепенном накоплении энергии и формированию максимума при минимальном значении ионов вещества соударяющихся на единице площади, что может быть объяснено «желобковой неустойчивостью» модели солнечной вспышки «электрическая цепь», о которой мы говорили выше. В свою очередь, путем идеализации процессов протекающих в плазменном фокусе, мы получили результаты, которые близки к реальным данным в том, что изменяя количество рабочего вещества, получается максимум (короткое замыкание) значения силы тока [21-25].

Произведем оценку реальной близости представленных процессов: в результате перевода значения максимума силы тока в электронную температуру, пользуясь формулой

$$T = \frac{I^2}{2\pi c^2 a_1^2 k n_e} \quad (10)$$

Получим значение температуры порядка 10^6 К, при этом можно округлить значение энергии из расчета $1 \text{ эВ} \approx 10^4$ К. Тогда конечное значение будет соответствовать энергии 0,1 кэВ, коэффициент отличия составит 10^4 , такое расхождение опять можно объяснить масштабами происходящих процессов, но визуально прослеживается схожая морфология процессов накопления и выделения энергии в обоих процессах.

Таким образом, можно сделать вывод, что физически концептуальная модель солнечной вспышки «электрическая цепь» нашла свою возможность реализации на базе ПФ с учетом масштабирования вспышечного процесса к реальным установкам ПФ. В результате моделирования были получены данные, которые не противоречат реальным данным и имеют относительное совпадение в процессе протекания нестационарных процессов, процессах формирования энергетического всплеска.

Список литературы:

1. Hagen E.C., Lowe D., O'Brien R., Molnar S., Meehan B.T. // IEEE PPS 2013 Conf., San Francisco, California, USA. 2013. 7BB1
2. Zhukeshov A. M., Amrenova A.U., Gabdullina A.T., Ibraev B.M. A plasma Formation in Pulsed Coaxial Gun at Continuously Filling Regime // American Journal of Physics and Applications. – 2013. – Vol. 1, No. 1. – P. 5-9.
3. Eric J. Lerner, Syed M. Hassan, Ivana Karamitsos, and Fred Von Roessel // Confined ion energy >200 keV and increased fusion yield in a DPF with monolith tungsten electrodes and pre-ionization. Physics of Plasmas **24**, 102708 (2017); <https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.4989859>
4. A.M. Zhukeshov, B.M. Useinov, A.T. Gabdullina, A.U. Amrenova, K. Serik, г. Астана, с.90 // The 21st International Symposium on Heavy Ion Inertial Fusion | July 18-22, 2016 | Astana, Kazakhstan
5. A. Zhukeshov, A. Amrenova, A. Gabdullina, Z. Moldabekov . Pulsed plasma accelerator for steel samples surface modification // Thes. Of 43 Int. Conf. IEEE ICOPS–Banff, Canada June 19-23, 2016
6. А. Ю. Дидык, А. А. Ерискин, Г. Г. Бондаренко, В. Я. Никулин, П. В. Силин, И. В. Волобуев, А. Н. Тихонов, В. С. Куликаускас, В. Белоус, Я. Васяк, Е. Хаевска. «Распределение дейтерия и водорода в вольфрамовых фольгах при облучении импульсной высокотемпературной плазмой» // Перспективные материалы, - 2016 № 4, 28-35.
7. С. Н. Полухин, А. М. Джаманкулов, А. Е. Гурей, В. Я. Никулин, Е. Н. Перегудова, П. В. Силин, «Измерение лазерно-оптическим методом скорости плазменных струй, генерируемых в килоджоульном Плазменном фокусе для различных газов» // Физика плазмы, 2016, том 42, № 12, с. 54–60.
8. Майоров А.Н., Никулин В.Я., Огинов А.В., Жукешов А.М. Исследование аксиальных плазменных потоков в установке типа плазменный фокус ПФ-4 // Краткие сообщения по физике Физического института им. П.Н. Лебедева Российской Академии Наук. –2015. –№ 7. – С. 3-13.
9. В. Я. Никулин, В. Н. Колокольцев, В. С. Куликаускас и др. Изучение методом резерфордского обратного рассеяния распределения элементов в пленках, напыленных на установке типа «Плазменный Фокус». // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования - 2017, № 1, с. 1–6
10. Жукешов А.М., Ибраев Б.М., Гиниятова Ш.Г., Амренова А. У. Разработка разрядной камеры экспериментальной установки «Плазменный фокус» // Вестник ЕНУ, 2016, №2, с 386 - 389
11. Вихрев В.В., Суслин С.В. — В сб.: XLII Межд. Звенигородская конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу, 2015 г., с. 180.
12. Mikhalyaev B.B., Ruderman M.S., Naga Varun E. // Geomagnetism and Aeronomy, 2016, v. 56, № 8, p. 1040.
13. С.С. Ананьев, С.В. Суслин, А.М. Харрасов *Вопросы атомной науки и техники*, т. 39, вып. 2, с. 69 —80 (2016).
14. Мячин Д. Ю. «Структура и развитие внепятенных солнечных вспышек»: диссертация кан. Физ.-мат. Наук. Иркутск, 2015. 214 с.
15. Abramov-Maximov V., Borovik V., Oreikina L., Tlatov A. Solar. Phys., 290, 53, 2015.
16. Соловьев А.А. и др. Труды конф. ССЗФ-2017 (настоящий сборник), ГАО РАН, 2017.
17. Avakyan S.V., Garonov V.A., Nicol'skii G.A., Solov'ev A.A., Possibilities of the forecast of generation of the high energy solar protons for the safety of Mars mission // Acta Astronautica, 2017, 135, 1, 187–191.
18. Mittal N. et al., 2016, New Astronomy, 47, 64.
19. Abramov-Maximov V., Borovik V., Oreikina L., Tlatov A. Solar Phys., 290, 53, 2015.
20. GOES-15 // http://www.n3kl.org/sun/noaa_archive/
21. V.M. Bogod, L.V. Yasnov. Determination of the Structure of the Coronal Magnetic Field Using Microwave Polarization Measurements // Solar Phys., v. 291, N. 11, pp. 3317–3328 (2016).
22. Soto L. et al. — Physics of Plasmas, 2014, vol. 21, p. 122703.

23. Fossat, E., Boumier, P., Corbard, T. et al. (всего 14 авторов), Asymptotic g modes: Evidence for a rapid rotation of the solar core. (2017) A&A, 604, A40.

24. Strekalova P.V., Nagovitsyn Y.A., Riehoainen A, Smirnova V.V. Long-Period Variations in the Magnetic Field of Small-Scale Solar Structures // Ge&A., 2016, V. 56, P. 1–8.

25. Tlatov A.G.; Skorbehz N.N.; Ershov V.N. // ASP Conference Series, V. 504, p. 237, 2016.

Принято к печати 23.08.2019

Приложение А

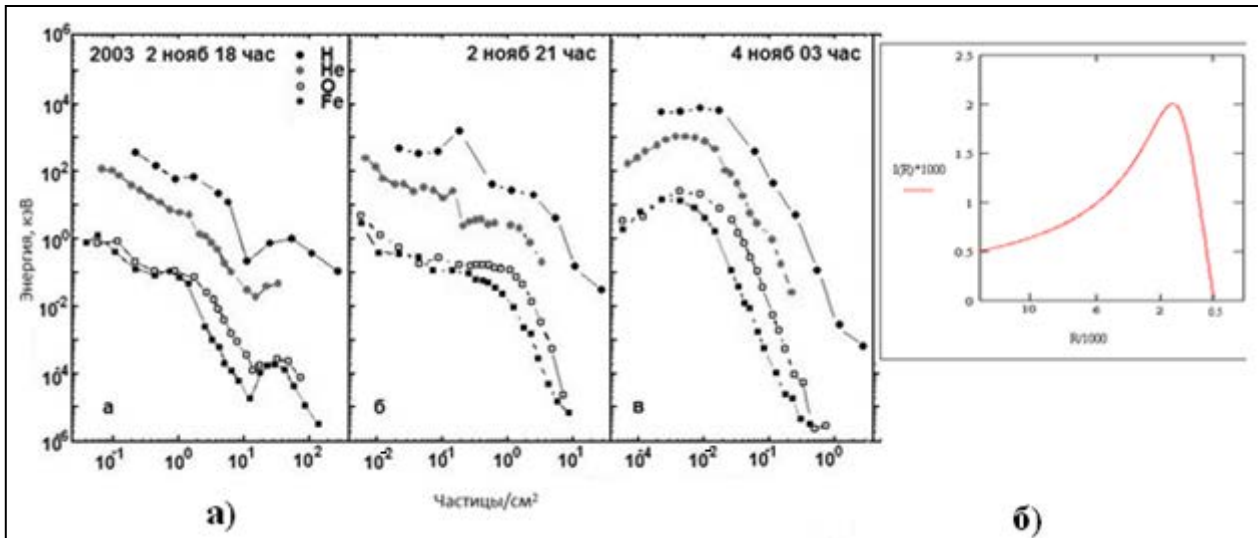


Рисунок 8. Энергетические спектры веществ в вспышечных потоках 2-4 ноября 2003 года и зависимость силы тока от параметров колебательного контура

(10)

¹Усеинов Б.М., ¹Солодовник А.А., ¹Алимова Н.М., ²Жукешов А.М., ²Ибраев Б.М.,
²Амренова А.У., ²Габдуллина А.Т., ²Молдабеков Ж.М.

¹Северо-Казахстанский государственный университет им. М. Козыбаева,
Казахстан, г. Петропавловск

²Казахский Национальный университет им. аль-Фараби, Казахстан, г. Алматы
e-mail: amrenova.asem77@gmail.com

МОДЕЛЬ СОЛНЕЧНОЙ ВСПЫШКИ В РАМКАХ УПРАВЛЯЕМОГО ТЕРМО-ЯДЕРНОГО РЕАКТОРА «ПЛАЗМЕННЫЙ ФОКУС».

Аннотация. В работе на основе анализа теоретических моделей образования солнечных вспышек, предлагается концептуальный модельный подход, основанный на протекания солнечной вспышки с процессами в электрической цепи. Одним из наиболее близких по ряду параметров к солнечным вспышкам являются процессы эволюции плазменных объектов в установке «Плазменный фокус». На основе физически обоснованного сходства процессов, протекающих в плазменном фокусе и солнечной вспышке выявлены закономерности, позволяющие проследить изменение температуры плазмы в зависимости от изменения рабочих параметров установки. В итоге получены параметры модели соответствующие максимальному приближению к реальным условиям. С использованием программного языка C++ приведены расчёты

и анализ зависимости температуры от параметров установки: массы газа и скорости налетающих частиц, сопротивления нагрузки в плазменном фокусе. Доказано, что физическую модель солнечной вспышки «Электрическая цепь» возможно реализовать на существующей материальной базе установки плазменного фокуса с учётом масштабирования вспышечного процесса. Графики зависимости температуры вспышек от скорости частиц, сопротивления контура свидетельствуют об идентичности солнечной вспышки и плазменного фокуса. Полученные данные не противоречат реальным данным и имеют относительное совпадение в процессе протекания нестационарных процессов, процессах формирования энергетического всплеска.

Ключевые слова: солнечные вспышки, плазменный фокус, разрядный ток, индуктивность контура, скорость налетающих частиц, температура, энерговыделение, электрическая цепь, давление.

¹**Useinov B.M., Solodovnik A.A., Alimova N.M., Zhukeshov A.M., Amrenova A.U.**
²**Moldabekov Zh.M.**

¹*M. Kozymbayev North Kazakhstan state university, Kazakhstan, Petropavlovsk*

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

*e-mail: buseinov@gmail.com

SOLAR FLARE MODEL IN A CONTROLLED FUSION REACTOR “PLASMA FOCUS”

Abstract. Based on the analysis of theoretical models of the formation of solar flares, a conceptual model approach based on the occurrence of a solar flare with processes in an electric circuit is proposed. One of the closest parameters to solar flares in a number of parameters is the evolution of plasma objects in the Plasma Focus setup. Based on the physically justified similarity of the processes occurring in the plasma focus and the solar flare, regularities are revealed that make it possible to trace the change in the plasma temperature depending on the change in the operating parameters of the setup. As a result, the model parameters corresponding to the maximum approximation to real conditions are obtained. Using the C++ programming language, calculations and analysis of the temperature dependence on the installation parameters are given: gas mass and speed of incident particles, load resistance in the plasma focus. It is proved that the physical model of the solar flare “Electric circuit” can be implemented on the existing material base of the plasma focus setup taking into account the scaling of the flare process. Graphs of the dependence of the temperature of the flashes on the particle velocity, circuit resistance indicate the identity of the solar flare and plasma focus. The data obtained do not contradict real data and have a relative coincidence in the process of unsteady processes, in the processes of formation of an energy surge.

Keywords: solar flares, plasma focus, discharge current, circuit inductance, speed of incident particles, temperature, energy release, electric circuit, pressure.

¹**Усеинов Б.М., Солодовник А.А., Алимова Н.М., Жукешов А.М., Амренова А.У.**
²**Молдабеков Ж.М.,**

¹*М. Қозыбаев атындағы Солтүстік Қазақстан мемлекеттік университеті, Қазақстан,
Петропавлов қ.*

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

*e-mail: buseinov@gmail.com

«ПЛАЗМАЛЫҚ ФОКУСТЫҚ» БАСҚАРЫЛАТЫН ТЕРМОЯДРОЛЫҚ РЕАКТОР ШЕҢБЕРІНДЕГІ КҮН АЛАУЫНЫҢ МОДЕЛІ

Аннотация. Күн жарығының пайда болуының теориялық модельдерін талдау негізінде электр тізбегіндегі процестермен күн жарығының пайда болуына негізделген

тұжырымдамалық модельдік тәсіл ұсынылған. Бірнеше параметрлердегі күн оттарына ең жақын параметрлердің бірі - бұл Плазма Фокус қондырғысындағы плазма нысандарының эволюциясы. Плазмалық фокуста және күн сәулесінің әсерінен болатын процестердің физикалық негізделген ұқсастығына сүйене отырып, қондырғының жұмыс параметрлерінің өзгеруіне байланысты плазма температурасының өзгеруін бақылауға мүмкіндік беретін заңдылықтар анықталды. Нәтижесінде нақты жағдайларға максималды жақындауға сәйкес келетін модель параметрлері алынады. C ++ бағдарламалау тілін қолдану арқылы есептеу параметрлеріне және қондырғы параметрлеріне температураның тәуелділігіне талдау жасалады: газ массасы және оқшауланған бөлшектердің жылдамдығы, плазмалық фокуста жүктеме кедергісі. «Электр тізбегі» күн жарығының физикалық моделін алау процесінің масштабын ескере отырып, плазмалық фокустық қондырғының қолда бар материалдық базасында қолдануға болатындығы дәлелденді. Жыпылықтайтын температураның бөлшектердің жылдамдығына, электр тізбегіне тұрақтылығының графикасы күн алауы мен плазмалық фокустың сәйкестігін көрсетеді. Алынған мәліметтер нақты мәліметтерге қайшы келмейді және тұрақсыз процестерде, энергетикалық толқындардың пайда болу процесінде салыстырмалы сәйкес келеді.

Түйін сөздер: күн жарқылы, плазмалық фокус, разряд тогы, тізбектің индуктивтілігі, оқшауланған бөлшектердің жылдамдығы, температура, энергияның шығуы, электр тізбегі, қысым.

**A.R. Abdirakhmanov, Ye.A.Ussenov, Zh.A. Moldabekov,
M.K.Dosbolayev, S.K.Kodanova, T.S.Ramazanov**

*Al-Farabi Kazakh National University,
Institute of Experimental and Theoretical Physics, 050040, Almaty, Kazakhstan*
abdirakhmanov@physics.kz

PROBE AND OPTICAL DIAGNOSTICS OF STRATIFIED GLOW DISCHARGE IN A MAGNETIC FIELD

Abstract. The article presents the results of an experimental study of the characteristics of a DC stratified glow discharge plasma in an external magnetic field. Single Langmuir probe and emissive spectrometer are used as diagnostics for the estimation of various plasma parameters. Using the current-voltage characteristic of the stratified glow discharge plasmas the main plasma parameters, such as electron temperature, concentration and floating potential were determined at different induction of magnetic field. Increasing the value of the magnetic field leads to an increase in the concentration of plasma particles and a decrease in the temperature of electrons. Also using the spectroscopic method it was found that the intensity of spectral line of the stratified glow discharge increases with an increase in the induction of magnetic field. After a literary review of the work of Bickerton&Engel [11], who using the Langmuir probe conducted a detailed study of the positive column in the longitudinal magnetic field, a simple interpretation was made to explain the our results of the experiment.

Keywords: glow discharge, plasma, magnetic field, Langmuir probe, spectrometer

Introduction

At the moment, it is difficult to overestimate the importance of studying plasma physics. A huge number of laboratories of universities around the world are engaged in research of plasma processes. In the future, these studies are widely used in the industrial sector in the form of technical applications: lighting, modern plasma nanotechnology; fine ion cleaning of the surface of materials, etc [1-2].

Low-temperature plasma is the subject of numerous studies. Interest in it is caused by the possibility of wide application in gas lasers, plasma chemical reactors, energy converters, voltage switches, etc. Successful application of plasma objects is impossible without a deep understanding and quantitative description of the processes occurring in them. The construction of physical models fully reflecting the behavior of plasma systems is based on the knowledge of the corresponding plasma parameters. In this regard, the development of plasma diagnostic methods is of great interest and practical importance [3].

Of particular interest is the study of plasma behavior in a magnetic field. Since plasma is an ionized gas consisting of charged particles, the

presence of a magnetic field has a significant effect on all processes occurring in plasma [4-9].

Methods of plasma diagnostics

Important plasma parameters are concentration, electron and ion temperature, and plasma potential. Also, the discharge parameters include its power and magnetic configuration, the pressure of the working gas and the like. To study the dynamics of dust particles depending on all the above parameters, it is necessary to be able to determine them.

The probe diagnostic method is a common method for determining the density of charged particles, as well as the energy of electrons in plasma. An electric probe is an electrode of small size placed in plasma and used to determine its local characteristics. Usually measured volt ampere characteristic (VAC, probe characteristic) of the system, including the measuring probe, reference electrode (probe) and voltage source. A probe immersed in plasma is surrounded by a double electrical layer (at the ozone layer) and, in fact, the probe's VAC is the VAC layer. The reference electrode can be either one of the electrodes of the gas-discharge system or a metal element of the gas-discharge chamber,

or a specially introduced reference probe. The main task of the theory is to establish a connection between the probe current and plasma parameters. A rigorous solution to this problem in general is very difficult and has not yet been achieved. For the correct interpretation of the results of probe measurements, it is necessary to construct theories corresponding to the given conditions of application of the method [10-13].

In this work, probe and optical diagnostics of a glow discharge in a magnetic field was carried out.

Description of Experimental setup & Results

The experiment was conducted on the basis of the laboratory of Dusty plasma and Plasma technology at the IETP. The scheme of the experimental setup is shown in figure 1. The gas pressure was 0.23 Torr. The operating discharge current was 1.3 mA. This condition was chosen to determine the parameters of the glow discharge plasma, which manifested an interesting behavior of dust structures not manifested in other similar experimental works [14]. The magnetic field is created by a Helmholtz coil. The induction of the magnetic field depends on the current flowing in the solenoid. When the current 1.9 A is set to the maximum magnetic field in the center of the solenoid $B=28$ mT. Probe and optical diagnostics were performed in the center of the solenoid (see figure 1).

The probe is made of nichrome wire with a diameter of 100 microns. To determine the electron temperature and concentration, as well as other plasma parameters, the current-voltage characteristic of the probe was used at different values of the magnetic field (figure 2). Detailed information of the probe and the method for determining the plasma parameters are shown in [15].

As can be seen from the graph, a significant difference in different magnetic fields does not appear. This suggests that the plasma parameters do not change at weak magnetic field values. A table of plasma parameters was constructed for different magnetic field inductions, which is shown in Appendix A (Table 1).

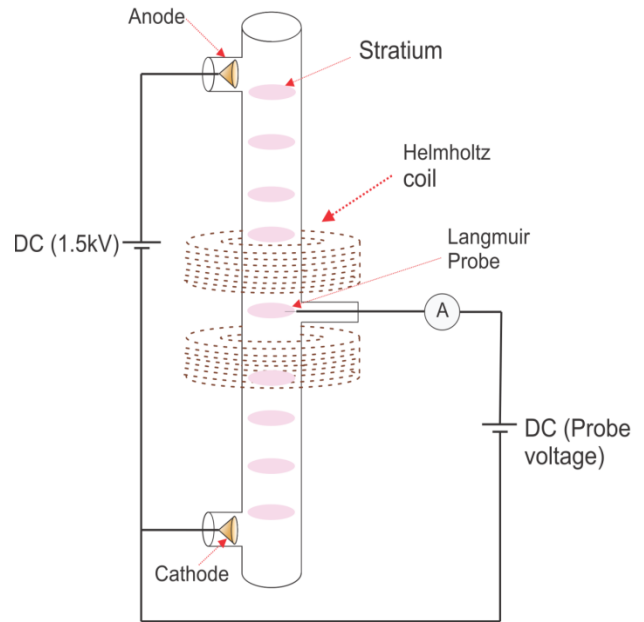


Figure 1 – Experimental setup for probe diagnostics.

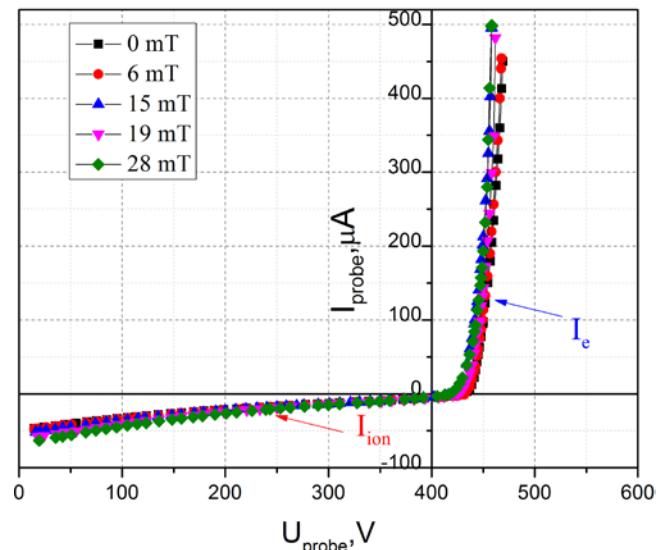


Figure 2 – Current-voltage characteristic of the probe under different magnetic field conditions. (Experiment parameters: $P=0.23$ torr, $I=1.3$ mA (Ar))

As can be seen from the table, the measurement was carried out at five points of magnetic field induction (0;6;15;19;28 mT), as The magnetic field increases, we see that the plasma concentration increases and the electron temperature drops. As the field increases, the ambipolar diffusion decreases in the direction perpendicular to the magnetic field. The probability of collision between electrons and atoms increases; therefore, ionization increases. As a result of this process electrons lose their

energy more due to ionizing collisions during their drift due to the $E \times B$ effect. This leads to a decrease in the value of the electron temperature from 4.1 to 3.45 eV. With increasing magnetic field floating potential takes less negative values. At higher relatively high magnetic fields, electrons become more and more restricted, and therefore the plasma potential becomes more negative to control the ion loss rate and maintain plasma quasi-neutrality.

In [11] the density of the ion current in the wall was measured. As the field increases, the ratio of the wall concentration to the axis density decreases with the growth of the magnetic field. For the number of electrons per unit length of the discharge to remain constant, the concentration must increase. It should be mentioned that we use a constant current (DC discharge) as a discharge.

Also using the spectrometer, information was obtained on the spectra of optical emission of stratified glow discharge at different magnetic fields (figure 3).

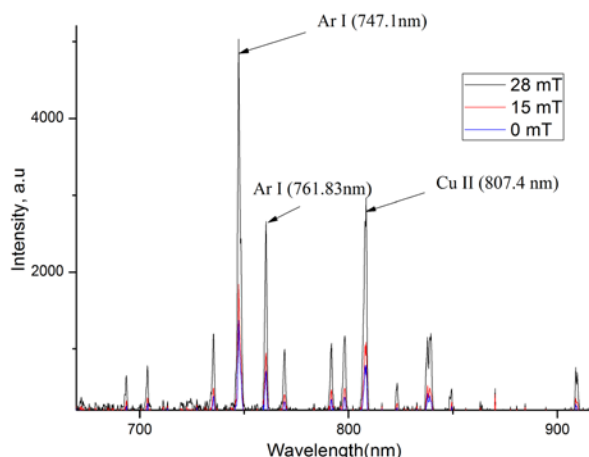


Figure 3 – Optical emission spectra of stratified glow discharge at different magnetic fields

As can be seen from the graph with increasing magnetic field increases the intensity of the spectral line. As mentioned above with increasing magnetic field due to diffusion increases the probability of collision which leads to increased ionization. Perhaps the number of excited atoms increases, leading to an increase in the intensity of the discharge.

Conclusion

To obtain information about the plasma of stratified glow discharge, probe and optical diagnostics were carried out and the article briefly describes the preliminary results. During the experiment it was found that with increasing magnetic field plasma parameters change. The change of these parameters is related to the processes of diffusion and collision of charged particles in $E \times B$ fields. Of course, the work requires further research in different conditions of the glow discharge.

The work was done with the support of the Ministry Education and Science of Republic Kazakhstan in the framework of the grant AP05133536.

Literature review

- 1 G. Bonizzoni, E. Vassallo (2002, January). Plasma physics and technology; Industrial applications. Vacuum 64, p.327-336
- 2 Roshan Shishoo (1996, July) Plasma Treatment—Industrial Applications and Its Impact on the C&L Industry. Journal of Industrial Textiles 26, p 0026-10
- 3 Francis F. Chen (1998, June) Industrial applications of low-temperature plasma physics. Physics of Plasmas 2, 2164
- 4 U. Konopka, D. Samsonov, A. V. Ivlev, J. Goree, V. Steinberg, and G. Morfill (2000, February). Rigid and differential plasma crystal rotation induced by magnetic fields. Phys. Rev. E 61, p.1890
- 5 P. K. Kaw, K. Nishikawa, and N. Sato (2002, February). Rotation in collisional strongly coupled dusty plasmas in a magnetic field. Phys. Plasmas 9, p.387
- 6 V. Y. Karasev, A. I. Eikhvald, E. S. Dzlieva, and A. Y. Ivanov (2006). Rotational motion of dusty structures in glow discharge in longitudinal magnetic field. Phys. Rev 74, p. 066403
- 7 M. M. Vasiliev, L. G. D'yachkov, S. N. Antipov, R. Huijink, O. F. Petrov, V. E. Fortov (2011, January). Dynamics of dust structures in a DC discharge under action of axial magnetic field. EPL 93, p. 15001
- 8 E. Jr. Thomas, B. Lynch, U. Konopka, R. L. Merlino, and M. Rosenberg (2015, March). Observations of imposed ordered structures in a dusty plasma at high magnetic field. Phys. Plasmas 122, pp. 030701

- 9 V. Y. Karasev, E. S. Dzlueva, S. I. Pavlov, L. Novikov, S. Maiorov (2018, April). The rotation of complex plasmas in a stratified glow discharge in the strong magnetic field. *Plasma IEEE Transactions on Plasma Science* 46, p. 727-730
- 10 I. Langmuir, C. G. Found, A. F. Dittmer (1924, October). A new type of electric discharge: the streamer discharge. *Science* 31, Vol. 60, Issue 1557, pp. 392-394.
- 11 R. J. Bickerton and A. von Engel (1956). *Proc. Phys. Soc. (London)* B69, 468
- 12 D. Bohm, in *The Characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Fields*, A. Guthrie and R. K. Wakerling, Eds. (McGraw-Hill Book Company, New York, 1949), Chaps. 2 and 3.
- 13 Juan Sanmartin (1970, January) Theory of a Probe in a Strong Magnetic Field. *Physics of Fluids* 13, p 22-41
- 14 A. R. Abdirakhmanov , Zh. A. Moldabekov, S. K. Kodanova , M. K. Dosbolayev , and T. S. Ramazanov, , *IEEE Transaction on Plasma Science* (2019), doi 10.1109/TPS.2019.2906051
- 15 T. S. Ramazanov, N. K. Bastykova, Y. A. Ussenov, S. K. Kodanova, K. N. Dzhumagulova, and M. K. Dosbolayev (2012, February). The behavior of dust particles near Langmuir probe,” *Contrib. Plasma Phys.*, vol. 52, p. 110

Accepted to print at 30.08.2019

Appendix A

Table 1. The parameters of the stratified glow discharge in different conditions of the magnetic field. The results were obtained using plasma probe diagnostics. (Experiment parameters: P=0.23torr, I=1.3 mA (Ar))

Induction of magnetic field	n_i, m^3	T_e, eV	V_f, V	$I_{saturation}, mA$
0 mT	$1.41 \cdot 10^{15}$	4.1	-17.8	2.35
6 mT	$1.48 \cdot 10^{15}$	4.07	-17.6	2.37
15 mT	$1.49 \cdot 10^{15}$	3.57	-15.6	2.59
19 mT	$1.58 \cdot 10^{15}$	3.58	-15.5	2.89
28 mT	$1.74 \cdot 10^{15}$	3.45	-14.9	3.16

A.R. Abdirakhmanov, Ye.A.Ussenov, Zh.A. Moldabekov,
M.K.Dosbolayev, S.K.Kodanova, T.S.Ramazanov

Al-Farabi Kazakh National University,

Institute of Experimental and Theoretical Physics, 050040, Almaty, Kazakhstan

abdirakhmanov@physics.kz

PROBE AND OPTICAL DIAGNOSTICS OF STRATIFIED GLOW DISCHARGE IN A MAGNETIC FIELD

Abstract. The article presents the results of an experimental study of the characteristics of a DC stratified glow discharge plasma in an external magnetic field. Single Langmuir probe and emissive spectrometer are used as diagnostics for the estimation of various plasma parameters. Using the current-voltage characteristic of the stratified glow discharge plasmas the main plasma parameters, such as electron temperature, concentration and floating potential were determined at different induction of magnetic field. Increasing the value of the magnetic field leads to an increase in the concentration of plasma particles and a decrease in the temperature of electrons. Also using the spectroscopic method it was found that the intensity of spectral line of the stratified glow discharge increases with an increase in the induction of magnetic field. After a literary review of the work of Bickerton&Engel [11], who using the Langmuir probe conducted a detailed study of the positive column in the longitudinal magnetic field, a simple interpretation was made to explain the our results of the experiment.

Keywords: glow discharge, plasma, magnetic field, Langmuir probe, spectrometer

**А.Р. Әбдірахманов, Е.А.Үсенов, Ж.А.Молдабеков, М.К.Досболаев,
С.К.Коданова,Т.С.Рамазанов**

Казахский Национальный Университет имени аль-Фараби
Научно-исследовательский институт экспериментальной и теоретической физики,
050040, Алматы, Казахстан
abdirakhmanov@physics.kz

ЗОНДОВАЯ И ОПТИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА СТРАТИФИЦИРОВАННОГО ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Аннотация. В статье представлены результаты по экспериментальному исследованию характеристик плазмы стратифицированного тлеющего разряда постоянного тока во внешнем магнитном поле. Одиночный зонд Ленгмюра и эмиссионный спектрометр использованы в качестве диагностики для оценки различных параметров плазмы. С помощью вольт-амперной характеристики плазмы стратифицированной тлеющего разряда определены основные параметры плазмы, таких как температура электронов, концентрация и плавающий потенциал при различной индукции магнитного поля. Увеличение величины магнитного поля приводит к увеличению концентрации частиц плазмы и снижению температуры электронов. Также с помощью спектроскопического метода установлено, что интенсивность спектральной линии стратифицированного тлеющего разряда возрастает с увеличением индукции магнитного поля. После литературного обзора работы Бикертон и Энгеля, которые с помощью зонда Ленгмюра провели детальное исследование положительной столбы в продольном магнитном поле, была сделана простая интерпретация для объяснения наших результатов эксперимента.

Ключевые слова: тлеющий разряд, плазма, магнитное поле, зонд Ленгмюра, спектрометр.

**А.Р. Әбдірахманов, Е.А.Үсенов, Ж.А.Молдабеков, М.К.Досболаев,
С.К.Коданова,Т.С.Рамазанов**

Әл-Фараби атындағы Қазақ Ұлттық Университеті,
Эксперитк және теориялық физика ғылыми зерттеу институты,
0500400, Алматы, Қазақстан.
abdirakhmanov@physics.kz

МАГНИТ ӨРІСІНДЕГІ СТРАТИФИКАЦИЯЛАНҒАН СОЛҒЫН РАЗРЯДТЫҢ ЗОНДТЫҚ ЖӘНЕ ОПТИКАЛЫҚ ДИАГНОСТИКАСЫ

Аннотация. Бұл мақалада сыртқы магнит өрісінің тұрақты токты солғын разрядтың (DC разряд) стратасында түзілген тозанды құрылымға әсерінің эксперименттік нәтижелері көрсетілген. Зерттеу жұмысы екі катушканың саңылауында (II аймақ), катушканың жоғарғы бөлігінде (I аймақ) және төменгі бөлігіндегі (III аймақ) орналасқан тұрақты токты солғын разрядтың стратасында жүргізілді. Тозанды құрылымның бұрынғы ұқсас (аналогты) эксперименттік жұмыстарда байқалынбаған ерекше динамикалық қозғалысы бақыланды. Эксперимент барысында солғын разрядтың стратасында шоғырланған тозанды құрылым катушканың жоғары бөлігінде (I аймақ) сағат тілінің бағытымен айналса, ал катушканың төменгі бөлігінде (III аймақ) сағат тіліне қарама қарсы бағытқа ие екені анықталды. Екі катушканың саңылауындағы (II аймақ) тозанды құрылым горизонтальды бетте айналмалы қозғалысқа ие емес. Магнит өрісінің күш сызықтары жоғары бағытталған. Әр түрлі зерттелген аймақта (I-III аймақ) тозанды құрылымның орташа бұрыштық жылдамдығының магнит өрісінің индукциясынан тәуелділігі есептелді. Сондай-ақ зерттелген активті аймақта (зерттелінген аймақ) Холл датчигінің көмегімен магнит өрісінің көлденең және бойлық құраушылары өлшенді

(Қосымша А). Тұрақты токты солғын разрядтың стратасында шоғырланған плазмалы-тозаңды құрылымның қозғалысына интерпретация жасалынды.

Түйін сөздер: тұрақты токты газдық разряд, тозаңды плазма, магнит өрісі, плазмалы-тозаңды құрылым.

Ж.А. Кудышев¹, А.Е. Давлетов², Л.Т. Еримбетова²,
Е.С. Мухаметкаримов², Ф. Курбанов²

¹Школа электротехники и вычислительной техники, Центр нанотехнологий им. Бирка,
Университет Пердью, Уэст-Лафайет, Индиана, 47907, США

²Казахский Национальный Университет имени аль-Фараби, г. Алматы,
Республика Казахстан
*askar@physics.kz

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МНОГОКОМПОНЕНТНОЙ ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЫ

Аннотация. Целью исследования является построение самосогласованной химической модели пылевой плазмы, состоящей из электронов, протонов, нейтральных атомов и пылевых частиц. Предложено выражение для свободной энергии, которое учитывает заряд пылевых частиц и состоит из идеального и неидеального вкладов. Неидеальная часть свободной энергии рассчитывается в рамках самосогласованной химической модели, которая основывается на обобщенном уравнении Больцмана-Пуассона, полученного из цепочки уравнений Боголюбова для равновесных функций распределения в приближении парных корреляций. В качестве микрopotенциалов взаимодействия электронов и протонов используется кулоновский потенциал, а их взаимодействия с атомами, а также атомов между собой, описываются известными потенциалами Мотта. Существенно, что пылинки имеют конечный размер, что необходимо учитывать в потенциале их взаимодействия между собой, а также с протонами и электронами окружающей плазмы. Продемонстрировано, что свободная энергия рассматриваемой многокомпонентной среды представляет собой функцию только концентрации свободных электронов и протонов, а ее последующая минимизация позволяет определить соответствующие равновесные значения. Это позволяет детально изучить ионизационное равновесие в плазменной среде и одновременно определить заряд пылевых частиц. В рамках приближения парных корреляций становятся известными корреляционные функции системы, к которым относятся радиальные функции распределения и статические структурные факторы, поведение которых может быть изучено в широком диапазоне изменения параметров среды. Знание корреляционных функций системы позволяет в свою очередь рассчитать термодинамические характеристики многокомпонентной пылевой плазмы, что выполнено, в частности, для корреляционной энергии. Полученные данные по калорическому уравнению состояния позволят предсказать новые эффекты при распространении пылевых акустических волн, связанные с перезарядкой пылинок в плазме с изменяющимся ионизационным равновесием.

Ключевые слова: пылевая плазма, химическая модель, радиальные функции распределения, статические структурные факторы, корреляционная энергия.

Введение

На сегодняшний день пылевая плазма по-прежнему создает множество проблем как в экспериментальных, так и в теоретических исследованиях [1], что строго соответствует ее довольно сложной природе. Действительно, типичная пылевая плазма состоит из электронов, ионов, нейтральных атомов и пылевых частиц. Все разнообразие явлений, протекающих в такой плазме, связано с межчастичными взаимодействиями, которые имеют резко отличающиеся друг от

друга характерные пространственно-временные масштабы эволюции [2]. Следует отметить, что важную роль в описании пылевой плазмы занимают источники ионизации, которыми могут быть либо внешние электрические поля и излучения в различных газовых разрядах, либо тепловое движение, например, в магнитных термоядерных установках [3].

С другой стороны, трудность описания пылевой плазмы заключается в том, что она встречается в довольно широком диапазоне

физических условий, охватывающих порядки по величине температуры и плотности частиц [4]. При этом большое количество эффектов в пылевой плазме конкурируют друг с другом, препятствуя дальнейшему построению единого теоретического подхода, необходимого для понимания тонкостей явлений, происходящих как в технологических установках [5], так и в природе [6,7]. Тем не менее, пылевая плазма особенно выделяется среди всех других объектов, представляющих научный интерес, тем, что существует возможность записи временного поведения макроскопических пылевых частиц с помощью скоростной видеосъемки высокого разрешения [8,9]. Это, в свою очередь, позволяет проверять различные теоретические модели, разработанные для систем многих тел [10].

Очевидно, что пылевые частицы, находясь в частично ионизованной среде, могут принципиально изменить локальные характеристики плазмы. Прежде всего это утверждение верно для ионизационного равновесия плазмы. Поскольку пылевые частицы в плазме способны достигать довольно высокого, в основном отрицательного, электрического заряда [11,12], то это приводит к их влиянию на локальную квазинейтральность среды. Следовательно, увеличение плотности пылевых частиц может легко вызвать значительное уменьшение плотности числа электронов в плазме [13,14]. Другим ожидаемым следствием инжекции пылинок в плазму является рост температуры электронов, который в соответствии с уменьшением плотности электронов, по-видимому, является неизбежным откликом плазмы с целью поддержания скорости ударной ионизации [15,16]. Кроме того, некоторые специфические электрические свойства газового разряда, такие как импеданс и фазовый сдвиг между током и напряжением, оказались очень чувствительными к присутствию даже небольшого количества пылевых частиц [17].

Следует отметить, что ситуация с ионизационным равновесием остается неоднозначной для всех областей плазмы, что особенно справедливо для так называемых войдов (пустот) пылевого облака. В частности, оптическая эмиссионная спектроскопия дала

четкое свидетельство того, что температура электронов повышается [18] при инжекции пылинок, в то время как прямые измерения с помощью электрических зондов указывают на обратное [19]. Любопытно, что численное моделирование напрямую продемонстрировало [20], что и повышение температуры электронов, и рост их концентрация должны наблюдаться в войдах пылевого облака. Недавно с помощью микроволновой интерферометрии [21] была установлена зависимость концентрации электронов от размера пылинок, так что повышенная концентрация электронов была обнаружена для довольно крупных пылинок.

Параметры пылевой плазмы

Для определенности в последующих аналитических приближениях и численных расчетах предполагается, что пылевая плазма содержит четыре вида частиц: (i) свободные электроны с плотностью числа n_e , массой m_e и электрическим зарядом $-e$; (ii) свободные протоны с плотностью числа n_p , массой m_p и электрическим зарядом e ; (iii) нейтральные частицы, то есть электроны и протоны, связанные в атомах водорода, с плотностью числа n_n и массой m_n ; (iv) пылевые частицы с концентрацией n_d , массой m_d и положительным электрическим зарядом Ze . Однако точный состав плазмы, который включает в себя концентрацию свободных электронов, свободных протонов и нейтральных частиц, а также электрический заряд пылевых частиц, остается первоначально неизвестным и должен быть определен при последующем рассмотрении.

Чтобы теоретически описать состояние пылевой плазмы, концентрация протонов в системе, $n = n_p + n_n$ поддерживается постоянной, так что безразмерный параметр плотности обычно определяется как

$$r_s = \frac{a}{a_B}, \quad (1)$$

где $a_p = \sqrt[3]{3/4\pi n_p}$ – радиус Вигнера-Зейца, $a_B = \hbar^2 / m_e e^2$ – первый боровский радиус, а \hbar – постоянная Планка. Параметр плотности

(1) может варьироваться в довольно широком диапазоне, но всегда должен быть больше единицы,

Другой параметр, необходимый для описания состояния пылевой плазмы, называется параметром связи и определяет степень неидеальности системы, представляя отношение средней энергии кулоновского взаимодействия к тепловой кинетической энергии в виде

$$\Gamma = \frac{e^2}{ak_b T}, \quad (2)$$

где k_b – постоянная Больцмана, T – температура среды. Для рассматриваемого случая температура должна быть достаточно высокой, так чтобы выполнялось неравенство $\Gamma < 1$.

Что касается пылевой составляющей, то ее числовая плотность количественно определяется параметром плотности пылинок

$$\gamma = n_d / n, \quad (3)$$

который обычно имеет очень маленькую величину $\gamma \ll 1$.

Для упрощения предполагается, что каждая пылинка представляет собой твердый шар радиуса R , причем материал пылинки характеризуется некоторой работой выхода W для электронов. Для всего следующего важно, чтобы частицы пыли имели конечные размеры, определяемые плотностью их упаковки как

$$\eta = 4\pi n_d R^3 / 3, \quad (4)$$

которая, как известно, не превышает свою верхнюю теоретическую границу $\pi / \sqrt{18}$.

Конечно, обязательно, чтобы пылевая плазма сохраняла свою локальную квазинейтральность, накладывая следующее условие

$$n_e = n_p + Zn_d. \quad (5)$$

Обратите внимание, что приведенные выше параметры подразумевают, что пылевая плазма находится в своем равновесном состоянии, так что температуры всех компонентов плазмы по существу одинаковы. Такие объекты не редки по своей природе, например, звездные атмосферы, и предполагается, что термоэлектронная эмиссия играет существенную роль в определении их довольно интересных физических характеристик [22].

Химическая модель

В рамках химической модели свободная энергия Гельмгольца любой системы F_{tot} в конечном итоге определяется как сумма идеальной F_{id} и неидеальной F_{exc} частей

$$F_{tot} = F_{id} + F_{exc}. \quad (6)$$

Идеальная часть свободной энергии Гельмгольца является аддитивной из-за правила линейного смешивания, в то время как неидеальная часть, будет определена в рамках самосогласованной химической модели частично ионизованной плазмы.

Предположим, что каждая пылевая частица способна испускать электроны, но не может поглощать протоны. Несмотря на то, что электроны и протоны постоянно нейтрализуются на поверхностях пылинок, этот процесс учитывается наличием нейтралов в соответствии с эргодической гипотезой. Основная идея состоит в том, чтобы рассматривать эмиссию электронов пылевыми частицами как некоторый эффективный процесс ионизации, то есть незаряженная пылевая частица рассматривается как нейтральная частица, тогда как заряженная пылевая частица рассматривается как ее ионизированный аналог, что фактически является прямой аналогией с атомом. Отличие состоит в том, что все пылевые частицы являются заряженными, то есть нейтральные пылинки отсутствуют. Напротив, с чисто теоретической точки зрения нейтральные атомы всегда присутствуют в частично ионизованной плазме, что гарантирует баланс между процессами ионизации и рекомбинации.

Для дальнейшего описания определим минимальную работу, которая должна быть совершена, чтобы вытянуть Z электронов из одной нейтральной пылевой частицы и перенести их все на бесконечное удаление один за другим, тем самым оставляя пылинку с положительным зарядом Ze . Эта работа легко выводится в рамках классической электродинамики и равна

$$A = ZW - \frac{Z(Z+1)e^2}{2R}. \quad (7)$$

Теперь нетрудно получить выражение для свободной энергии Гельмгольца заряженных пылевых частиц. Из квантово-статистической физики идеальных систем многих тел хорошо известно, что идеальная часть

свободной энергии Гельмгольца нейтральных пылевых частиц N_d определяется как

$$F = F_0 + N_d k_B T [\ln(n_d \lambda_d^3 - 1)] \quad (8)$$

с тепловой длиной волны де Бройля λ_d пылевой частицы, определенной ниже.

Затем при фиксированной температуре выполняется работа (7) по зарядке каждой из пылевых частиц N_d , которая в соответствии с общими законами термодинамики немедленно изменяет их свободную энергию Гельмгольца в следующем виде

$$F = F_0 + N_d A. \quad (9)$$

После некоторого тривиального преобразования выражение для идеальной части, F_{id} , свободной энергии Гельмгольца всей системы может быть приведено в виде

$$\begin{aligned} \frac{F_{id}}{V k_B T} = & n_e \left[\ln(n_e \lambda_e^3 / 2) - 1 \right] + \\ & + n_p \left[\ln(n_p \lambda_p^3) - 1 \right] + n_n \left[\ln(n_n \lambda_n^3 / \sigma) \right] \\ & + n_d \left[\ln(n_d \lambda_d^3 \Sigma) - 1 \right], \end{aligned} \quad (10)$$

где V – объем системы, $\lambda_a = (2\pi\hbar^2 / m_a k_B T)^{1/2}$ – длина волны де Бройля частицы сорта a , а внутренняя статистическая сумма атома водорода σ выбирается в форме, предложенной Планком и Ларкинским [23]:

$$\sigma = \sum_{n=1}^{\infty} 2n^2 \left[\exp\left(\frac{I_n}{k_B T}\right) - 1 - \frac{1}{k_l} \right] \quad (11)$$

где $I_n = I / n^2$ – энергетический спектр атома водорода, а $I = -m_e m_p e^4 / 2(m_e + m_p) \hbar^2$ – энергия основного состояния атома водорода, а внутренняя статистическая сумма пылевой частицы имеет вид

$$\Sigma = \exp\left(\frac{A}{k_B T}\right). \quad (12)$$

Весьма примечательно то, что выражение (10) позволяет оценить термодинамические свойства не только пылевой компоненты, но и всей системы в целом. Кроме того, функции (11) и (12) появляются в третьем и четвертом членах в правой части соотношения (10) по-разному, поскольку третий член строго соответствует нейтральным

атомам, а четвертый относится к заряженным пылевым частицам. Следует обязательно подчеркнуть, что в предельном случае отсутствия протонов и атомов, а также вклада нейтральных пылевых частиц выражение (10) быстро превращается в свободную энергию Гельмгольца для электронов в электронно-пылевой плазме [24], что позволяет установить точное соответствие с результатами подхода OML.

Во многих экспериментальных и естественных условиях межчастичные взаимодействия играют заметную роль в пылевой плазме, что особенно верно для пылинок, способных приобретать значительный электрический заряд. Одним из самых простых вариантов учета межчастичных взаимодействий является самосогласованная химическая модель, впервые предложенная в [25]. Она полностью основана на процедуре перенормировки взаимодействий частиц [26], которая приводит к следующему обобщенному уравнению Больцмана-Пуассона для макроскопического потенциала взаимодействия частиц сортов a и b с учетом коллективных явлений в среде

$$\begin{aligned} \Delta_i \Phi_{ab}(\mathbf{r}_i^a, \mathbf{r}_j^b) = & \Delta_i \varphi_{ab}(\mathbf{r}_i^a, \mathbf{r}_j^b) - \\ & - \frac{n_c}{k_B T} \int \Delta_i \varphi_{ac}(\mathbf{r}_i^a, \mathbf{r}_k^c) \Phi_{cb}(\mathbf{r}_j^b, \mathbf{r}_k^c) \end{aligned} \quad (13)$$

Здесь $\varphi_{ab}(\mathbf{r}_i^a, \mathbf{r}_j^b)$ обозначает истинный потенциал микроскопического взаимодействия, \mathbf{r}_i^a обозначает радиус-вектор i -ой частицы, Δ_i является соответствующим оператором Лапласа, а n_c обозначает числовую плотность частиц сорта c . Обратите внимание, что везде суммирование подразумевается по повторяющимся индексам сортов частиц.

В Фурье пространстве система уравнений (13) для всех видов частиц преобразуется в систему линейных алгебраических уравнений, решение которой для Фурье-образа макропотенциала $\tilde{\Phi}_{ab}(k)$ выражается через Фурье-образ микроскопического потенциала $\tilde{\varphi}_{ab}(k)$ следующим образом [27]

$$\begin{aligned} \tilde{\Phi}_{ab}(k) = & \frac{1}{\Delta} \left(\tilde{\varphi}_{ab}(k) + \sum_{c=e,p,n,d} A_c \times \right. \\ & \times [\tilde{\varphi}_{cc}(k)\tilde{\varphi}_{ab}(k) - \tilde{\varphi}_{ac}(k)\tilde{\varphi}_{bc}(k)] + \\ & + \delta_{ab} \sum_{c,d=e,p,n,d} A_c A_d [\tilde{\varphi}_{ac}(k)\tilde{\varphi}_{ad}(k)\tilde{\varphi}_{cd}(k) + \\ & + \frac{\tilde{\varphi}_{aa}(k)\tilde{\varphi}_{cc}(k)\tilde{\varphi}_{dd}(k)}{2} - \left. \left(\frac{\tilde{\varphi}_{aa}(k)\tilde{\varphi}_{cd}(k)^2}{2} + \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{\tilde{\varphi}_{cc}(k)\tilde{\varphi}_{ad}(k)^2 + \tilde{\varphi}_{dd}(k)\tilde{\varphi}_{ac}(k)^2}{2} \right) \right] \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \Delta = & 1 + \sum_{a=e,p,n,d} A_a \tilde{\varphi}_{aa}(k) + \sum_{a,b} A_a A_b [\tilde{\varphi}_{aa}(k)\tilde{\varphi}_{bb}(k) \\ & - \tilde{\varphi}_{ab}(k)^2] + A_a A_b A_c \times \left[\frac{\tilde{\varphi}_{ab}(k)\tilde{\varphi}_{bc}(k)\tilde{\varphi}_{ac}(k)}{3} + \right. \\ & + \frac{\tilde{\varphi}_{aa}(k)\tilde{\varphi}_{bb}(k)\tilde{\varphi}_{cc}(k)}{6} - \left. \left(\frac{\tilde{\varphi}_{aa}(k)\tilde{\varphi}_{bc}(k)^2}{6} + \right. \right. \\ & \left. \left. \frac{\tilde{\varphi}_{bb}(k)\tilde{\varphi}_{ac}(k)^2 + \tilde{\varphi}_{cc}(k)\tilde{\varphi}_{ab}(k)^2}{6} \right) \right]. \end{aligned} \quad (15)$$

Здесь $A_c = n_c / k_B T$, а δ_{ab} – символ Кронекера.

Для применения химической модели, должны быть соответствующим образом выбраны микроскопические потенциалы. Взаимодействия между электронами и протонами плазменной среды считаются чисто кулоновскими, так что Фурье-образы соответствующих микропотенциалов записываются как

$$\tilde{\varphi}_{ee}(k) = \tilde{\varphi}_{pp}(k) = -\tilde{\varphi}_{ep}(k) = \frac{4\pi e^2}{k^2}. \quad (16)$$

Микроскопические потенциалы с участием электронов, протонов и нейтралов выбираются для водородной плазмы в простейшей доступной форме с Фурье-образами [28]

$$\begin{aligned} \tilde{\varphi}_{pn}(k) = -\tilde{\varphi}_{en}(k) = & \frac{4\pi e^2 (k^2 + 8/a_t^2)}{(k^2 + 4/a_B^2)^2} \\ \tilde{\varphi}_{mn}(k) = & \frac{4\pi e^2}{(k^2 + 2/a_B^2)}. \end{aligned} \quad (17)$$

Что касается микроскопических потенциалов для взаимодействия частиц пыли и частиц пыли с электронами и протонами, используются следующие Фурье-образы [29]

$$\begin{aligned} \tilde{\varphi}_{ed}(k) = -\tilde{\varphi}_{pd}(k) = & \frac{4\pi Z e^2}{k^2} - \frac{4\pi Z e^2 R}{k} \times \\ & \times \left[\text{Ci}(kR) \sin(kR) + \frac{1}{2} \cos(kR)(\pi - 2\text{Si}(kR)) \right] \end{aligned} \quad (18)$$

$$\begin{aligned} \tilde{\varphi}_{dd}(k) = & \frac{4\pi Z^2 e^2}{k^2} - \frac{8\pi Z^2 e^2 R}{k} \times \\ & \times \left[\text{Ci}(2kR) \sin(2kR) + \right. \\ & \left. + \frac{1}{2} \cos(2kR)(\pi - 2\text{Si}(2kR)) \right], \end{aligned} \quad (19)$$

где $\text{Ci}(x) = -\int_x^\infty \frac{\cos t}{t} dt$ и $\text{Si}(x) = \int_0^x \frac{\sin t}{t} dt$ – интегральный косинус и синус соответственно.

Разумно признать, что из-за нейтральности взаимодействие между атомами водорода и пылевыми частицами действительно пренебрежимо малы по сравнению с другими видами взаимодействий, описанными выше, и в последующем анализе не рассматриваются.

Неидеальная часть F_{exc} свободной энергии Гельмгольца окончательно выводится в рамках самосогласованной химической модели как [25,30]

$$\begin{aligned} F_{exc} = & \frac{V}{2} \sum_{a,b} n_a n_b \tilde{\varphi}_{ab}(0) + \\ & + \frac{VT}{16\pi^3 k_B} \sum_{a,b} n_a n_b \int d\mathbf{k} \tilde{\varphi}_{ab}(k) \int dT \frac{\tilde{\Phi}_{ab}}{T} \end{aligned} \quad (20)$$

Отметим, что выражение (20) для неидеальной части свободной энергии справедливо в приближении парных корреляций цепочки уравнений Боголюбова для равновесных функций распределения и правильно учитывает взаимные взаимодействия между всеми компонентами плазмы.

При фиксированных значениях безразмерных параметров (1) – (4), а также работы выхода W полная свободная энергия F_{tot} пылевой плазмы зависит от концентрации свободных электронов n_e , концентрации свободных протонов n_p и зарядного числа Z пылевых частиц, которые локально связаны через условие квазинейтральности (5). Вводя приведенные величины $\alpha_e = n_e/n$ и $\alpha_p = n_p/n$ и исключая Z с помощью соотношения квазинейтральности (5), свободная энергия Гельмгольца в конечном итоге оказывается

функцией двух переменных α_e и α_p , и ее дальнейшая минимизация обеспечивает получение их равновесных значений. Отметим, что в общем случае $\alpha_e \neq \alpha_p$ и, следовательно, существуют две степени ионизации, α_e для свободных электронов и α_p для свободных протонов. Следует сказать, что свободная энергия является трансцендентной функцией степеней ионизации, а также включает в себя сложные интегралы, что делает ее численную минимизацию довольно сложным процессом вычислений.

На рисунках 1 и 2 представлены характерные зависимости для логарифмов электронной и протонной степеней ионизации в зависимости от параметра связи Γ .

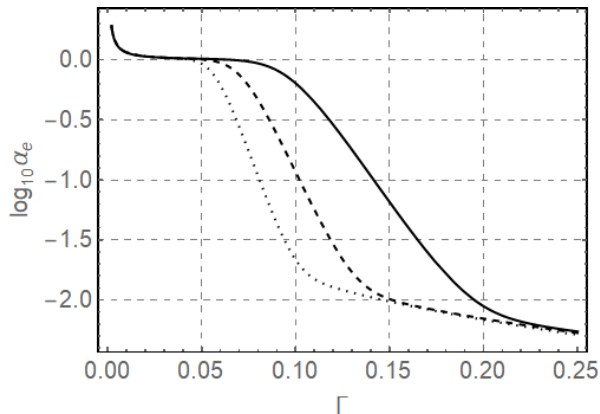


Рисунок 1 – Логарифм степени ионизации электронов α_e пылевой плазмы как функция параметра связи Γ при фиксированных значениях $\gamma = 10^{-4}$, $\eta = 10^{-4}$, и $W = 1\text{эВ}$. Сплошная линия: $r_s = 200$; штриховая линия: $r_s = 300$; точечная линия: $r_s = 400$

При условии, что числовая плотность пылинок остается постоянной, степени ионизации электронов и протонов оказываются независимыми от плотности окружающей плазменной среды при малых значениях параметра связи Γ , что является характерной особенностью так называемой электронно-пылевой плазмы, в которой присутствием свободных положительных ионов можно полностью пренебречь, так как их число мало по сравнению с числом свободных электронов.

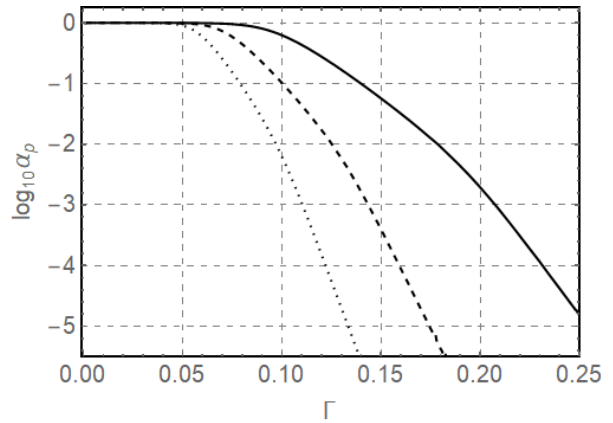


Рисунок 2 – Логарифм степени ионизации электронов α_p пылевой плазмы как функция параметра связи Γ при фиксированных значениях $\gamma = 10^{-4}$, $\eta = 10^{-4}$, и $W = 1\text{эВ}$. Сплошная линия: $r_s = 200$; штриховая линия: $r_s = 300$; точечная линия: $r_s = 400$

Однако это не так для довольно больших значений параметра связи, когда увеличение параметра плотности r_s приводит к снижению степени ионизации как для электронов, так и для протонов. Следует также отметить, что дальнейший рост параметра связи Γ должен выявить противоположное поведение, когда степень ионизации электронов уменьшается с ростом параметра плотности r_s , что вызвано увеличением вклада неидеальной части свободной энергии. Видно, что при одних и тех же значениях безразмерных параметров электронная и протонная степени ионизации различаются на порядки, что свидетельствует о нарушении формулы Саха.

Корреляционные функции

На основе псевдопотенциальной модели взаимодействия частиц появляется возможность изучить структурные свойства пылевой плазмы. Известно, что радиальные функции распределения характеризуют плотность вероятности нахождения пробной частицы от другой на определенном расстоянии и в приближении парных корреляций они имеют следующий вид:

$$g_{ab}(r) = 1 + h_{ab}(r) = 1 - \frac{\Phi_{ab}(r)}{k_B T}, \quad (23)$$

где $\Phi_{ab}(r)$ – макропотенциал взаимодействия частиц сортов a и b .

С помощью данного выражения можно исследовать радиальные функции распределения при различных параметрах плазмы, что в свою очередь может дать полную информацию о ее структурных свойствах. Ниже на рисунках 3 и 4 приведены зависимости радиальных функций распределения от расстояния при различных параметрах пылевой плазмы. Поскольку большой интерес в исследовании пылевой плазмы представляет плазменно-пылевой кристалл, то поведение радиальных функций распределения позволяет сделать вывод о пространственном расположении макрочастиц – хаотическом или упорядоченном, характерном для жидкостных или кристаллических структур соответственно.

На рисунках 3 и 4 представлены радиальные функции распределения для пар частиц атом-атом и пылинка-пылинка при различных параметрах плазмы. Заметно выраженное немонотонное поведение, свидетельствующее о ближнем порядке в расположении соответствующих пар частиц.

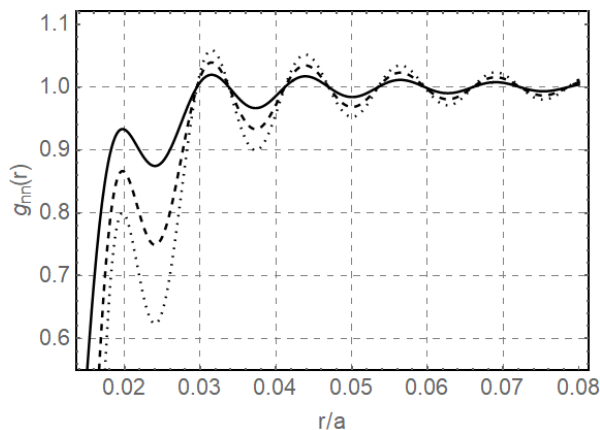


Рисунок 3 – Атом-атомная радиальная функция распределения $g_{aa}(r)$ пылевой плазмы как функция безразмерного расстояния r/a при фиксированных значениях $r_s = 200, \gamma = 10^{-4}, \eta = 1.25 \cdot 10^{-4}$, и $W = 1$ эВ. Сплошная линия: $\Gamma = 0.1$; штриховая линия: $\Gamma = 0.2$; точечная линия: $\Gamma = 0.3$

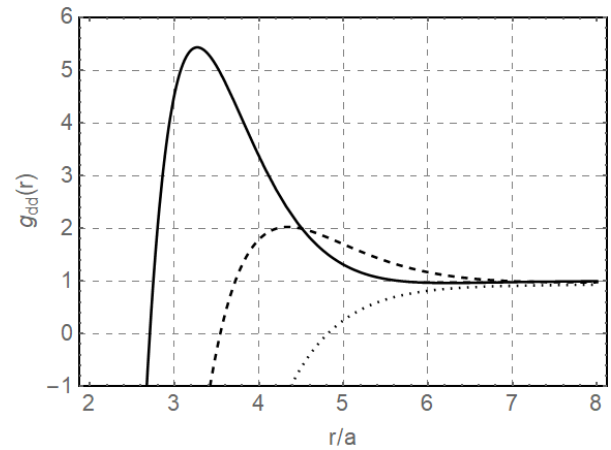


Рисунок 3 – Межпылевая радиальная функция распределения $g_{dd}(r)$ пылевой плазмы как функция безразмерного расстояния r/a при фиксированных значениях $r_s = 200, \gamma = 10^{-4}, \eta = 1.25 \cdot 10^{-4}$, и $W = 1$ эВ. Сплошная линия: $\Gamma = 0.01$; штриховая линия: $\Gamma = 0.02$; точечная линия: $\Gamma = 0.04$

Интересно, что с ростом параметра связи осцилляции на радиальной функции распределения атомов друг относительно друга возрастают, что можно объяснить ростом их концентрации, а значит и их взаимным влиянием. Для радиальной функции распределения пылевых частиц друг относительно друга наблюдается противоположное поведение, при этом значения самой радиальной функции распределения сильно убывают по модулю с ростом параметра связи, что также можно приписать снижению доли заряженных частиц плазмы в среде. Отметим, что пик на радиальной функции распределения пылевых частиц соответствует среднему расстоянию между ними, тоже самое относится к радиальной функции распределения атом-атом, хотя характерные расстояния при этом оказываются существенно разными.

Еще одной важной величиной, определяющей микроскопические свойства системы, является структурный фактор $S_{ab}(k)$, который определяется через радиальные функции распределения следующим образом

$$S_{ab}(k) = \delta_{ab} + \int [g_{ab}(r) - 1] \exp(ikr) r^2 dr \quad (2)$$

где δ_{ab} – символ Кронекера.

Подставив (6.1) в (6.2) получим

$$S_{ab}(k) = \delta_{ab} - \frac{\sqrt{n_a n_b}}{k_B T} \tilde{\Phi}_{ab}(k). \quad (25)$$

Здесь n_a – концентрация частиц сорта a , $\tilde{\Phi}_{ab}(k)$ – Фурье-образ макропотенциала взаимодействия. Следует отметить, что, в отличие от самого потенциала взаимодействия, его Фурье-образ, а значит и структурный фактор, может быть записан в простом аналитическом виде (14).

Ниже представлены рисунки 5 и 6, которые показывают зависимости структурных факторов от волнового числа при различных фиксированных параметрах пылевой плазмы для пары частиц электрон-электрон, а также электрон-пылинка. Видно, что электрон-электронный структурный фактор является монотонной функцией волнового числа, причем он падает по величине с ростом параметра связи, что легко объясняется уменьшением концентрации электронов в среде. Что касается структурного фактора электрон-пылинка, то он является немонотонным в зависимости от волнового числа, а при увеличении параметра связи высота максимума на нем возрастает.

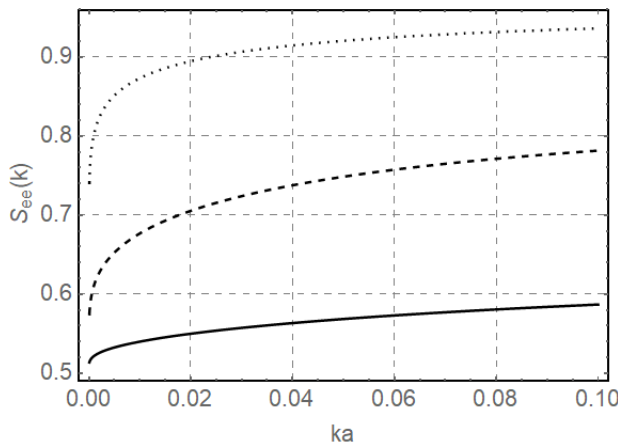


Рисунок 5 – Электрон-электронный структурный фактор $S_{ee}(k)$ пылевой плазмы как функция безразмерного волнового числа ka при фиксированных значениях $r_s = 200, \gamma = 10^{-4}, \eta = 1.25 \cdot 10^{-4}$, и $W = 1$ эВ. Сплошная линия: $\Gamma = 0.1$; штриховая линия: $\Gamma = 0.15$; точечная линия: $\Gamma = 0.2$

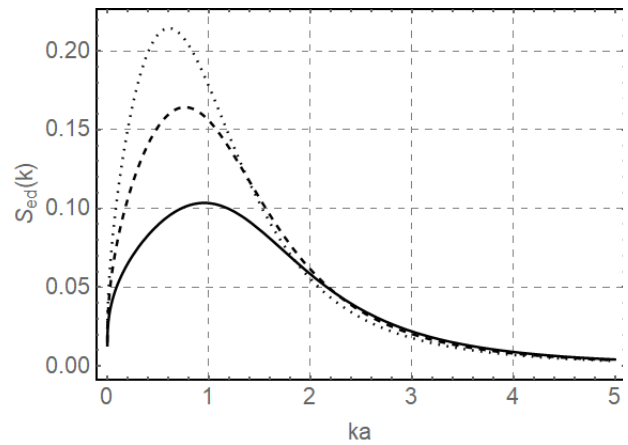


Рисунок 6 – Электрон-пылевой структурный фактор $S_{ea}(k)$ пылевой плазмы как функция безразмерного волнового числа ka при фиксированных значениях $r_s = 200, \gamma = 10^{-4}, \eta = 1.25 \cdot 10^{-4}$, и $W = 1$ эВ. Сплошная линия: $\Gamma = 0.01$; штриховая линия: $\Gamma = 0.02$; точечная линия: $\Gamma = 0.04$

Термодинамика пылевой плазмы

Одной из наиболее важных термодинамических характеристик, определяющих свойства плазмы, является внутренняя энергия. Из статистической теории равновесного состояния систем, состоящих из большого числа частиц, хорошо известно, что внутренняя энергия полной системы E может быть вычислена с помощью соотношения

$$E = \frac{3}{2} N k_B T + U_N, \quad (26)$$

где N – полное число частиц в системе, $\frac{3}{2} N k_B T$ – внутренняя энергия идеального газа, а корреляционная энергия U_N определяется через радиальные функции распределения $g_{ab}(r)$ посредством соотношения

$$U_N = 2\pi V \int_0^\infty \sum_{a,b} n_a n_b \varphi_{ab}(r) g_{ab}(r) r^2 dr \quad (27)$$

где V – объём системы, $\varphi_{ab}(r)$ – микропотенциал взаимодействия. Решения данного выражения с учетом использованием (6.1.1) и перехода в Фурье пространство, имеет вид

$$U_N = \frac{V}{2} \int \sum_{a,b} n_a n_b \delta(k) \tilde{\varphi}_{ab}(k) d\mathbf{k} - \frac{V}{4\pi^3 k_B T} \iint \sum_{a,b} n_a n_b \delta(k+k') \times \tilde{\varphi}_{ab}(k) \tilde{\Phi}_{ab}(k') d\mathbf{k} d\mathbf{k}' \quad (28)$$

Воспользовавшись свойством δ – функции $\int \delta(x-a) f(x) dx = f(a)$, окончательно имеем

$$U_N = \frac{V}{2} \sum_{a,b} n_a n_b \tilde{\varphi}_{ab}(0) - \frac{V}{4\pi^3 k_B T} \int \sum_{a,b} n_a n_b \tilde{\varphi}_{ab}(k) \tilde{\Phi}_{ab}(k) d\mathbf{k}. \quad (29)$$

На рисунках 7 и 8 продемонстрированы зависимости безразмерной корреляционной энергии плазмы $U_n/Nk_B T$ от параметра связи.

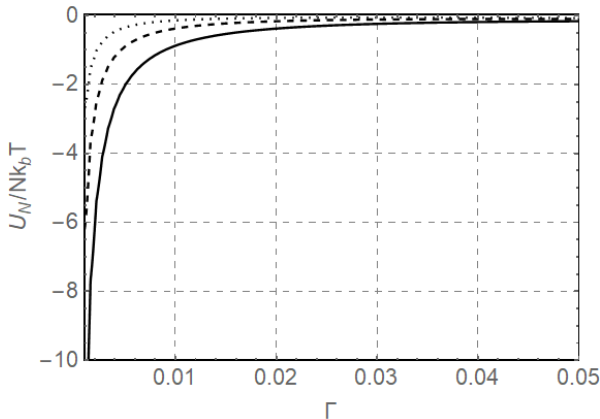


Рисунок 7 – Безразмерная корреляционная энергия $U_n/Nk_B T$ пылевой плазмы как функция параметра связи Γ при фиксированных значениях $r_s = 200, \gamma = 10^{-4}$, и $W = 1$ эВ. Сплошная линия: $\eta = 10^{-3}$; штриховая линия: $\eta = 1.25 \cdot 10^{-4}$; точечная линия: $\eta = 1.5625 \cdot 10^{-5}$

Видно, что с ростом параметра связи корреляционная энергия убывает, что естественно объясняется снижением заряда пылевых частиц и одновременным уменьшением концентрации заряженной компоненты плазмы. Также из рисунка 7 можно сделать вывод о том, что с увеличением размера пылинок растет и корреляционная энергия, так как увеличивается заряд пылинок и концентрация электронов в плазме. Тот же самый

эффект наблюдается и с ростом концентрации пылинок, показанного на рисунке 8, при этом сильно возрастает именно концентрация свободных электронов в плазме. Отметим, что уменьшение корреляционной энергии пылевой плазмы с ростом параметра связи является довольно необычным явлением и объясняется в данном случае не только существенным изменением состава среды, в частности снижением концентраций свободных электронов и протонов, но и перезарядкой пылевых частиц, концентрация которых остается фиксированной.

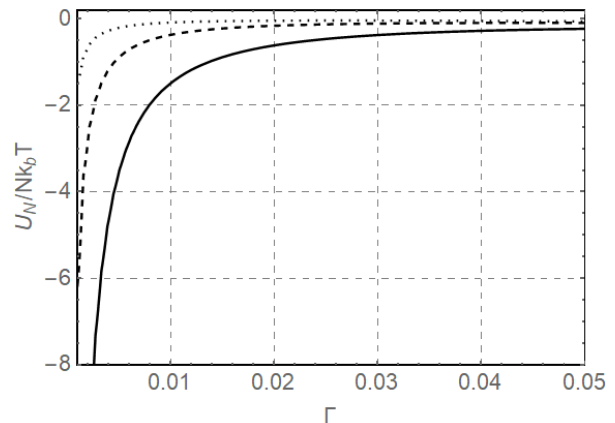


Рисунок 8 – Безразмерная корреляционная энергия $U_n/Nk_B T$ пылевой плазмы как функция параметра связи Γ при фиксированных значениях $r_s = 200, \eta = 1.25 \cdot 10^{-4}$, и $W = 1$ эВ. Сплошная линия: $\gamma = 10^{-3}$; штриховая линия: $\gamma = 10^{-4}$; точечная линия: $\gamma = 10^{-5}$

Заключения и выводы

Данное исследование посвящено изучению влияния положительно заряженных частиц пыли на ионизационное равновесие в частично ионизованной плазме. Для этого было получено выражение для свободной энергии Гельмгольца четырехкомпонентной водородной плазмы, содержащей свободные электроны, протоны, нейтральные атомы и пылевые частицы. Было использовано то, что свободная энергия Гельмгольца системы содержит идеальную и неидеальную части, которые аддитивно суммируются. В идеальной части свободной энергии Гельмгольца была принята во внимание работа, которую необходимо выполнить для положительной зарядки всех частиц пыли, а неидеальная часть

была обработана способом, аналогичным самосогласованной химической модели, ранее разработанной для частично ионизованной плазмы.

В пылевой плазме с положительно заряженными частицами существует две степени ионизации – электронная и протонная, которые соответствуют содержанию свободных электронов и протонов в системе. Так как свободная энергия Гельмгольца была получена, ее двухпараметрическая минимизация позволяет определить равновесное значение степени ионизации протона, которая всегда меньше единицы, а также равновесное значение степени ионизации электрона, которая может превышать единицу из-за термоэлектронной эмиссии. Отметим, что электрический заряд пылевых частиц не является независимой величиной метода, поскольку он исключается через условие квазинейтральности.

В рамках приближения парных корреляций было изучено поведение радиальных функций распределения и статических структурных факторов, которые имеют немонотонный характер поведения, свидетельствующий о существовании ближнего порядка в расположении соответствующих элементов системы. При этом наблюдается различное поведение структурных факторов в зависимости от роста параметра связи, обусловленное изменением состава плазменной среды.

Была рассчитана корреляционная энергия всей пылевой плазмы, которая является всюду отрицательной и при увеличении параметра связи возрастает практически по гиперболическому закону, что связано с истощением заряженной компоненты среды, а значит существенным уменьшением роли межчастичных взаимодействий. Следует отметить, что корреляционная энергия пылевой плазмы возрастает как с увеличением размера пылевых частиц, так и ростом их концентрации. В первом случае происходит рост заряда пылинок и увеличение концентрации электронов, а во втором заряд пылинок несколько снижается, но существенно сильнее растет концентрация электронов.

Благодарности

Работа выполнена в рамках проекта АР05132677/ГФ грантового финансирования Министерства образования и науки РК на 2018-2020 гг.

Список литературы

1. Fortov V., Ivlev A., Khrapak S., Khrapak A. and Morfill G. Complex (dusty) plasmas: Current status, open issues, perspectives // *Phys. Rep.* – 2005. – Vol.421(1). – P. 1-103.
2. Morfill G. and Ivlev A. Complex plasmas: An interdisciplinary research field // *Rev. Mod. Phys.* – 2009. – Vol. 81(4). – P. 1353-1404.
3. Fortov V.E., Khrapak A.G., Khrapak S.A., Molotkov V.I. and Petrov O. Dusty plasmas // *Phys. Usp.* – 2004. – Vol. 47(5). – P. 447-492.
4. Fortov V.E. and Morfill G. *Complex and Dusty Plasmas: From Laboratory to Space.* – CRC Press, 2009. – 440 p.
5. Bouchoule A. *Dusty Plasmas: Physics, Chemistry and Technological Impacts in Plasma Processing.* – Chichester: Wiley, 1999. – 418 p.
6. Shukla P. and Mamun A. *Introduction to Dusty Plasma Physics.* – CRC: Boca Raton, 2015. – 284 p.
7. Mann I. and Meyer-Vernet N. and Czechowski A. Dust in the planetary system: Dust interactions in space plasmas of the solar system // *Phys. Rep.* – 2014. – Vol. 536(1) – P. 1-39.
8. Yousefi R., Davis A.B., Carmona-Reyes J., Matthews L.S., Hyde T.W. Measurement of net electric charge and dipole moment of dust aggregates in a complex plasma // *Phys. Rev. E.* – 2014. – Vol. 90. – P. 033101 (6).
9. Ramazanov T.S., Bastykova N.Kh., Ussenov Y.A., Kodanova S.K., Dzhumagulova K.N., Dosbolayev M.K. The Behavior of Dust particles Near Langmuir Probe // *Contrib. Plasma Phys.* – 2012. – Vol. 52. – P. 110-113.
10. Bonitz M., Henning C., and Block D. Complex plasmas: a laboratory for strong correlations // *Rep. Prog. Phys.* – 2010. – Vol. 73. – P. 066501(29).
11. Khrapak S., Morfill G. Basic processes in complex (dusty) plasmas: Charging,

- interaction and ion drag force // *Contrib. Plasma Phys.* – 2009. – Vol. 49. – P. 148-168.
12. Shukla P.K., Eliasson B. Fundamentals of dust-plasma interactions // *Rev. Mod. Phys.* – 2009. – Vol. 81. – P. 25-44.
13. Barkan A., D'Angelo N., and Merlino R. Charging of dust grains in a plasma // *Phys. Rev. Lett.* – 1994. – Vol. 73(23). – P. 3093-3096.
14. Gillman E., Williams J., Compton C., and Amatucci W. Microparticle injection effects on microwave transmission through an overly dense plasma layer // *Phys. Plasmas* – 2015. – Vol. 22(4). – P. 043706.
15. Hübner S. and Melzer A. Dust-induced modulation of the atomic emission in a dusty argon discharge // *Phys. Rev. Lett.* – 2009. – Vol. 102(21). – P. 215001(4).
16. Melzer A., Hübner S., Lewerentz L., Matyash K., Schneider R. and Ikkurthi R. Phase-resolved optical emission of dusty rf discharges: Experiment and simulation // *Phys. Rev. E* – 2011. – Vol. 83(3). – P. 036411(12).
17. Belenguer P., Blondeau J., Boufendi L., Toogood M., Plain A., Bouchoule A., Laure C. and Boeuf J. Numerical and experimental diagnostics of rf discharges in pure and dusty argon // *Phys. Rev. A* – 1992. – Vol. 46(12). – P. 7923-7933.
18. Schulze M., von Keudell A. and Awakowicz P. Characterization of a rotating nanoparticle cloud in an inductively coupled plasma // *Plasma Sources Sci. Technol.* – 2006. – Vol. 15(3). – P. 556.
19. Samsonov D. and Goree G. Instabilities in a dusty plasma with ion drag and ionization // *Phys. Rev. E* – 1999. – Vol. 59(1). – P. 1047-1058.
20. Land W. and Goedheer W. The plasma inside a dust free void: hotter, denser, or both? // *New J. Phys.* – 2007. – Vol. 9. – P. 246(13).
21. Killer C., Wegner T., Melzer A. and Meichsner J. Influence of dust particles on the bulk electron density in radio frequency plasmas measured by microwave interferometry // *Phys. Plasmas* – 2015. – Vol. 22(12). – P. 123702(5).
22. Delzanno G. L., Lapenta G. and Rosenberg M. Attractive Potential around a Thermionically Emitting Microparticle // *Phys. Rev. Lett.* – 2004. – Vol. 92(3). – P. 035002(4).
23. Ebeling W., Kraeft W. D., and Kremp D. Theory of Bound States and Ionization Equilibrium – Berlin: Akademie-Verlag, 1976. – 164 p.
24. Davletov A. E., Kurbanov F. and Mukhametkarimov Y. S. Chemical model for positively charged dust particles // *Phys. Plasmas* – 2018. – Vol. 25(12). – P. 120701(6).
25. Arkhipov Y. V., Baimbetov F. B., and Davletov A. E., Ionization equilibrium and equation of state of partially ionized hydrogen plasmas: Pseudopotential approach in chemical picture // *Phys. Plasmas* – 2005. – Vol. 12. – P. 082701 (7).
26. Baimbetov F. B., Davletov A. E., Kudyshev Z. A. and Mukhametkarimov E. S. New Model of Dusty Plasma Particles Interaction // *Contrib. Plasma Phys.* – 2011. – Vol.51. – P.533.
27. Arkhipov Yu.V., Baimbetov F.B., Davletov A.E. Pseudopotential theory of a partially ionized hydrogen plasma // *Contrib. Plasma Phys.* – 2003. – Vol. 43. – P. 258-260.
28. Mott N. and Massey H. S. W. Theory of Atomic Collisions – New York: Oxford University Press, 1987 – 858 p.
29. Davletov A.E., Yerimbetova L.T., Mukhametkarimov Ye.S., Ospanova A.K. Finite size effects in the static structure factor of dusty plasmas // *Phys. Plasmas*. – 2014. – Vol. 21. – P. 073704 (5).
30. Arkhipov Y. V., Baimbetov F. B. and Davletov A. E. Self-consistent chemical model of partially ionized plasmas // *Phys. Rev. E* – 2011. – Vol. 83(1). – P. 016405(15).

Принято к печати 13.09.2019

Ж.А. Кудышев¹, А.Е. Давлетов², Л.Т. Еримбетова²,
Е.С. Мухаметкаримов², Ф. Курбанов²

¹Школа электротехники и вычислительной техники, Центр нанотехнологий им. Бирка,
Университет Пердью, Уэст-Лафайет, Индиана, 47907, США

²Казахский Национальный Университет имени аль-Фараби, г. Алматы,

Республика Казахстан

*askar@physics.kz

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МНОГОКОМПОНЕНТНОЙ ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЫ

Аннотация. Целью исследования является построение самосогласованной химической модели пылевой плазмы, состоящей из электронов, протонов, нейтральных атомов и пылевых частиц. Предложено выражение для свободной энергии, которое учитывает заряд пылевых частиц и состоит из идеального и неидеального вкладов. Неидеальная часть свободной энергии рассчитывается в рамках самосогласованной химической модели, которая основывается на обобщенном уравнении Больцмана-Пуассона, полученного из цепочки уравнений Боголюбова для равновесных функций распределения в приближении парных корреляций. В качестве микрopotенциалов взаимодействия электронов и протонов используется кулоновский потенциал, а их взаимодействия с атомами, а также атомов между собой, описываются известными потенциалами Мотта. Существенно, что пылинки имеют конечный размер, что необходимо учитывать в потенциале их взаимодействия между собой, а также с протонами и электронами окружающей плазмы. Продемонстрировано, что свободная энергия рассматриваемой многокомпонентной среды представляет собой функцию только концентрации свободных электронов и протонов, а ее последующая минимизация позволяет определить соответствующие равновесные значения. Это позволяет детально изучить ионизационное равновесие в плазменной среде и одновременно определить заряд пылевых частиц. В рамках приближения парных корреляций становятся известными корреляционные функции системы, к которым относятся радиальные функции распределения и статические структурные факторы, поведение которых может быть изучено в широком диапазоне изменения параметров среды. Знание корреляционных функций системы позволяет в свою очередь рассчитать термодинамические характеристики многокомпонентной пылевой плазмы, что выполнено, в частности, для корреляционной энергии. Полученные данные по калорическому уравнению состояния позволяют предсказать новые эффекты при распространении пылевых акустических волн, связанные с перезарядкой пылинок в плазме с изменяющимся ионизационным равновесием.

Ключевые слова: пылевая плазма, химическая модель, радиальные функции распределения, статические структурные факторы, корреляционная энергия.

Zh.A. Kudyshev¹, A.E. Davletov², L.T. Yerimbetova²,
Ye.S. Mukhametkarimov², F. Kurbanov²

¹The School of Electrical and Computer Engineering, Birck Nanotechnology Center, Purdue University, West Lafayette, Indiana, 47907, USA

²Al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan

THERMODYNAMIC PROPERTIES OF MULTICOMPONENT DUSTY PLASMA

Abstract. The aim of the study is to construct a self-consistent chemical model of dusty plasma, consisting of electrons, protons, neutral atoms and dust particles. An expression for the Helmholtz free energy is proposed to take into account the charge of dust particles and consist of ideal and excess contributions. The excess part of the free energy is calculated in the framework of a self-consistent chemical model, which is based on the generalized Boltzmann-Poisson equation obtained from the chain of Bogolyubov equations for equilibrium distribution functions in the pair correlation approximation. The Coulomb potential is used for the micropotentials of the interaction of electrons and protons, and they assume to interact with atoms as well as atoms with one another via the well-known Mott potentials. It is essential

that dust particles have a finite size, which must be taken into account in the potential of their interaction with each other, as well as with protons and electrons of the surrounding plasma. It has been demonstrated that the Helmholtz free energy of the multicomponent medium under consideration is a function of the concentrations of free electrons and protons, and its subsequent minimization provides the corresponding equilibrium values. This allows a detailed study of the ionization equilibrium in a plasma medium and, at the same time, determination of the charge of dust particles. In the framework of the pair correlation approximation, the correlation functions of the system become known, which include the radial distribution functions and static structural factors, whose behavior can be revealed in a wide range of plasma parameters. Knowledge of the correlation functions of the system enables one, in turn, to calculate the thermodynamic characteristics of a multicomponent dusty plasma, which is done, in particular, for the correlation energy. The data obtained on the caloric equation of state will allow predicting new effects in the propagation of dust acoustic waves associated with the recharging of dust particles in a plasma due to changing ionization equilibrium.

Keywords: dusty plasma, chemical model, radial distribution functions, static structural factors, correlation energy.

**Ж.А. Кудышев¹, А.Е. Давлетов², Л.Т. Еримбетова²,
Е.С. Мухаметкаримов², Ф. Курбанов²**

¹*Электр және компьютерлік инженерия мектебі және Биркнанотехнология орталығы, Пурдью университеті, Батыйс Лафайет, Индиана, 47907, АҚШ*

²*әл-Фараби атындағы Қазақ Ұлттық университеті, Алматы қ., Қазақстан*

КӨПКОМПОНЕНТТІ ТОЗАҢДЫ ПЛАЗМАНЫҢ ТЕРМОДИНАМИКАЛЫҚ ҚАСИЕТТЕРІ

Аннотация. Жұмыстың мақсаты электрондар, протондар, нейтрал атомдар мен тозаңды бөлшектері бар тозаңды плазманың өзара келістірілген химиялық моделін құрастыру болып табылады. Идеалды және идеалды емес бөлшектерден тұратын тозаңды бөлшектердің зарядын ескеретін бос энергия үшін теңдік ұсынылды. Бос энергияның идеал емес бөлігі жұпты корреляция жуықтауында Боголюбов теңдеулер тізбектерін шешу арқылы анықталған, жалпыланған Больцман-Пуассон теңдеуіне негізделген өзара келістірілген химиялық моделдің негізінде есептеледі. Есептеу барысында, электрондар мен протондардың әсерлесу микропотенциалы ретінде кулон потенциалы, ал олардың атомдармен және атомдардың өзара әсерлесу потенциалы ретінде Мотт потенциалы қолданылады. Тозаңды бөлшектердің өлшемі шекті болғандықтан сәйкесті потенциалда олардың бір бірімен, плазмадағы протондар мен электрондармен әсерлесуін ескеру қажет. Қарастырылған көп компонентті ортаның бос энергиясы тек еркін электрондар мен протондардың концентрациясының функциясы ғана болатындығы, ал оның минимизациясы тепе-теңдіктің сәйкес мәндерін анықтауға мүмкіндік беретіні көрсетілген. Бұл плазмалық ортадағы ионизациялық тепе-теңдікті нақты зерттеуге және сонымен бірге тозаң бөлшектердің зарядын анықтауға мүмкіндік береді. Жұптық корреляциялық жуықтау аясында жүйенің корреляциялық функциялары анықталып, олардың құрамына қоршаған ортаның кең параметрлер аумағында зерттеуге болатын радиалды үлестіру функциялары мен статикалық құрылымдық факторлар кіреді. Жүйенің корреляциялық функцияларын білу, өз кезегінде, көп компонентті тозаңды плазманың термодинамикалық сипаттамаларын есептеуге мүмкіндік беретіндіктен, ол корреляциялық функция үшін жасалынды. Күйдің калориялық теңдеуінен алынған мәліметтер ионизациялық тепе-теңдіктің өзгеруімен плазмадағы тозаңды бөлшектерін қайта зарядтауға байланысты тозаңды акустикалық толқындардың таралуындағы жаңа әсерлерді болжауға мүмкіндік береді.

Түйінді сөздер: тозаңды плазма, химиялық модель, радиалды таралу функциялары, статикалық құрылымдық факторлар, корреляциялық энергия.

М.Қ. Досболаев, А.Р. Әбдірахманов

ННЛОТ, Казахский национальный университет им. аль-Фараби,

050040, Алматы, Казахстан

merlan@physics.kz

ВЛИЯНИЕ КАТОДНОГО РАСПЫЛЕНИЯ НА СВОЙСТВ ПЛАЗМЫ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА ПОСТОЯННОГО ТОКА

Аннотация. В данной работе показаны результаты экспериментального исследования процессов образования и свойств плазмы с наночастицами при катодном распылении. Эксперименты проводились в газовом разряде постоянного тока. Были исследованы режимы горения газового разряда при малых (1 мА) и при больших (14÷16 мА) разрядных токах. При больших значениях газоразрядного тока полый катод является источником быстрых электронов, а также эродированных и адсорбированных атомов и молекул. Эти процессы сопровождается с катодным распылением. Во время катодного распыления, тепловой поток атомов и молекул попадая в объем газового разряда, мгновенно коагулируется и образуют наночастицы. Кроме этого, за счет агломерации между наночастицами образуются нанокластеры. Этому свидетельствует полученные СЭМ изображения наночастиц (~120 нм) и нанокластеров (~500 нм). Полученные эмиссионные спектры атомов газового разряда показывают, что продукты эрозии катода в газовом разряде присутствует только в виде наночастиц и нанокластеров. Таким образом, при катодном распылении газовый разряд загрязняется, что приводит к образованию комплексной (комплексной) плазмы. Плазмы газового разряда с наночастицами. Выявлено, что чистота эксперимента зависит от адсорбированного газа на поверхности катода. Обнаружено, что выход адсорбированного газа с поверхности катода сильно влияет на общее давление газа в газоразрядной трубке. Кроме того, небольшое изменение давления газа в трубке также возможно с присутствием молекулярного азота. Молекулярный азот в газовом разряде с большим током диссоциирует на атомарный азот, что приводит к увеличению общего давления в трубке.

Ключевые слова: тлеющий разряд постоянного тока, катодное распыление.

Введение

Как показано, в работе [1] синтезированные наночастицы в плазме высокочастотного емкостного разряда сильно влияют на интенсивность свечения самой плазмы, точнее интенсивность свечения такой плазмы заметно увеличивается. Это можно использовать в люминесцентных газоразрядных источниках света, для увеличения интенсивности свечения при неизменных мощностях энергопотребления. В данном случае, наночастицы синтезируются в плазмохимическом процессе из смеси аргона и углеродосодержащего газа [2]. Это не обратимый процесс, то есть синтезированные наночастицы обратно не превращаются в газ. Таким образом, данный процесс не пригоден для использования в осветительных приборах. В рассматриваемой работе для решения данной проблемы рекомендуется использовать метода катодного распыления [3]. Таким образом, источником

наночастиц является катод осветительного газоразрядного прибора.

Экспериментальная установка.

Основной частью экспериментальной установки является вертикально ориентированная газоразрядная стеклянная трубка с двумя электродами расположенные в торцах трубки. Нижний электрод полый катод из меди, верхний электрод конусообразный анод из нержавеющей стали. Расстояние между электродами 0,5 м, объем $4,4 \cdot 10^{-4} \text{ м}^3$. Газоразрядная трубка изготовлена из молибдена с диаметром $4,6 \cdot 10^{-2} \text{ м}$. Принципиальная схема газоразрядной трубки показано на рисунке 1 а).

До начала каждого эксперимента газоразрядная трубка откачивается безмасляным вакуумным постом «HiCube Eco-80» до давлений 10-4 торр. Затем трубка наполняется рабочим газом до нужного давления. В наших

экспериментах использовался аргон с чистотой 99,9997 %, давления газа варьировался в пределах от 0,1 до 1 торра. При подаче высокого напряжения на электроды между ними зажигается газовый разряд. При этом величина стабилизированного напряжения около 1 кВ, поджигающий 2-2,5 раза больше. Для экспериментов, проводимых в стоячих стратах газового разряда, подбирается определенный газ определенного давления. Например, в аргоне стоячие страты появляются в пределах давления в трубке от 0,15 до 0,25 тор, рисунок 1 б).

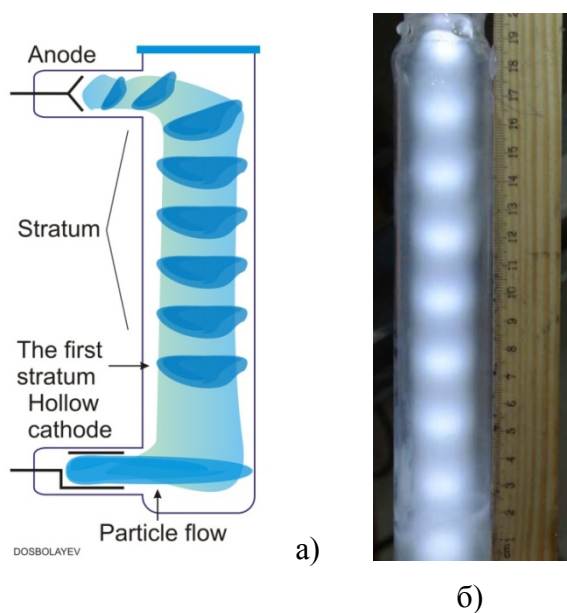


Рисунок 1 – Принципиальная схема газоразрядной трубки (а) и фото стоячих страт (б)

По мере увеличения давления стоячие страты смещаясь в анодную сторону сливаются в положительный столб. Стоячие страты обычно используются для исследования свойств плазменно-пылевого образования. Пылинки микронного размера инжектируются в объем страты, и они моментально приобретают электрический заряд за счет высокоподвижных электронов газового разряда. Параболическое электростатическое поле стоячих страт удерживает пылевые частицы, не давая расходиться в радиальном направлении, к стенкам трубки и от падения на катод. От ухода на анод отрицательно заряженных пылевых частиц удерживает сила тяжести. Таким образом, в точке уравнивания этих сил пылинки ливитируются, образуя различного рода плазменно-пылевые структуры [4].

Но в данном эксперименте пылевые частицы микронного размера не использовались.

Результаты и обсуждения.

Во многих случаях при работе с газовым разрядом ток разряда составляет около 1 мА, например сила тока газового разряда 1 мА в экспериментах для исследования свойств плазменно-пылевого образования считается нормальным. Если с помощью балластного реостата увеличиваем ток разряда 10-15 раз, наблюдается следующее.

Как сказано выше, катод имеет форму полого цилиндра. В таком электроде при определенном токе и давлении внутренность катода ярко светится (рисунок 2), при этом внутри катода около его стенок образуется очень узкий слой, в котором сосредоточено все падение напряжения [5].

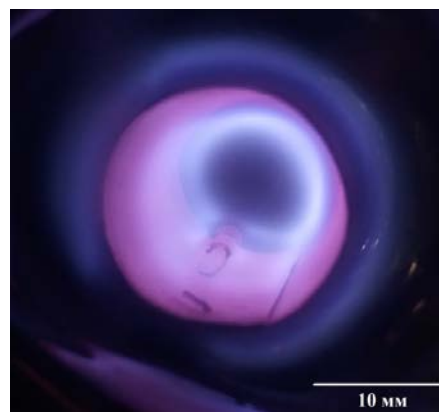


Рисунок 2 – Внутренность полого катода во время эксперимента, вид с торца катода

При больших разрядных токах наблюдается поток яркого свечения с торца катода, как пламя от сопла реактивного двигателя, которая направляется к стенке газоразрядной трубки напротив катода и нагревает ее до температуры ~70-80 °С. Это – поток быстрых электронов, излучаемый катодом. Таким образом, поток быстрых электронов в своем пути (в прикатодной области) эффективно ионизирует атомы газа. Следовательно, ионы газа ускоряясь в катодном поле интенсивно бомбардируют его поверхность. В результате чего, поверхность катода сильно эродирует. Продукты эрозии образуются в виде налета (пленка темного цвета) на стенках газоразрядной трубки возле катода. Также, во время катодного

распыления тепловой поток атомов и молекул попадая в объем газового разряда, мгновенно коагулируется и образует наночастицы [6]. Кроме этого, за счет агломерации наночастиц образуются нанокластеры. Эти наночастицы и нанокластеры меди (в экспериментах использовался медный катод) после выключения газового разряда осаждаются на поверхность специального углеродного скотча, расположенный на дне трубки. СЭМ изображения медных наночастиц и нанокластеров показано на рисунке 3.

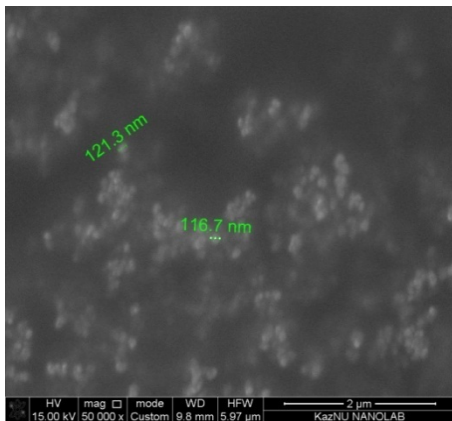


Рисунок 3 – СЭМ изображения медных наночастиц и нанокластеров

Как обнаружено, в экспериментах при больших разрядных токах давления газа в камере постепенно растет в зависимости от времени горения газового разряда, см. рисунок 4.

Перед экспериментом устанавливается начальное давление газа 0,17 тор, это соответствует к промежутку времени 0-t₁ в рисунке 4. Затем, с момента времени t₁ зажигается газовый разряд с током 16 мА. Как видно из графика давления газа в трубке интенсивно растет, а сила тока заметно падает. Небольшое увеличение разрядного тока в промежутке времени t₁-t₂ можно объяснить следующим образом. Во время катодного распыления ионы с энергиями сотни эВ способны выбить с поверхности катода достаточное количество электронов, который повышает разрядный ток, но это легко компенсируется с ростом давления в трубке, $\lambda \approx 1/p$. Здесь λ - длина свободного пробега электронов. Таким образом, с ростом давления разрядный ток падает, промежуток времени t₂-t₃, рисунок 4.

Согласно формуле $p=nkT$, в объеме трубки сильно возрастет концентрация какого-то газа, если учитывать что $T=const$.

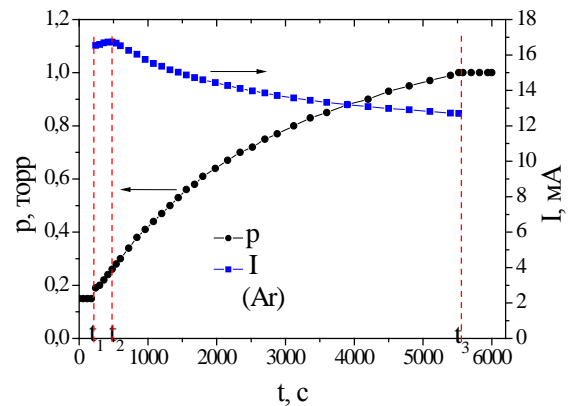


Рисунок 4 – Зависимость разрядного тока и давления газа от времени зажигания газового разряда

Для проверки герметичности трубки, а также отсутствие катодного распыления при малых токах, нами были проведены эксперименты, где один из результатов показано на рисунке 5.

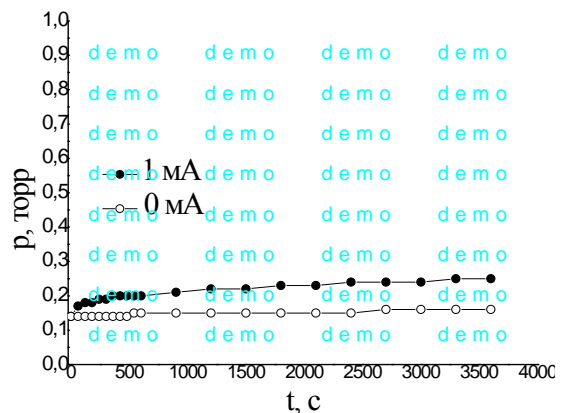


Рисунок 5 – Зависимость давления газа от времени. Линия с зарисованными кругами при разрядном токе 1 мА, линия с пустыми кругами в вакууме без разряда.

Как видно из рисунка при отсутствии газового разряда давления в трубке заметно не меняется достаточно долгое время. В газовом разряде при малом токе есть изменение давления газа в начале зажигания газового разряда. Возможно, это связано с высоким

значением поджигающего напряжения, который превышает 2-2,5 раза разрядного. Такое изменение давления, если сравнить с графиком с рисунка 4, в 10 раз меньше. Так как, катодное распыление прямо пропорционально зависит от тока и напряжение разряда:

$$Q = \frac{kUI}{pd}.$$

Здесь, U и I – соответственно напряжения и ток разряда, p – давления газа, d – расстояние до мишени.

Если в какой-то момент времени отключить газовый разряд, например как показано на рисунке 4 в момент времени t_3 , тогда давление газа останавливает своего роста и дальше остается неизменным. Это свидетельствует, что рост давления газа связано с процессами в газовом разряде. Но катодное распыление не должно привести к сильному росту давления газа в трубке, как показано на рисунке 4. Кроме того продукты эрозии катода в газовом разряде присутствует в виде наночастиц и нанокластеров. Этому свидетельствуют эмиссионные спектры атомов в положительном столбе газового разряда и на разряде поверхности катода, см. рисунок 6.



Рисунок 6 – Эмиссионный спектр газового разряда

Если атомы меди из катода попадали в объем газового разряда, они должны были возбуждаться, так как энергия возбуждения атомов меди 2-6 раз меньше, чем энергия возбуждения атомов аргона. Также, если газовый разряд горит на парах меди, он должен светиться зеленым цветом. Спектральный анализ показывает отсутствие паров меди в газовом разряде, или очень в малом количестве, так

как наш спектрометр (S-100) их не мог обнаружить. Тем не менее внутри полого катода были обнаружены эмиссионные спектры (324.7 и 327.4 нм) меди в одном мультиплексе, см рисунок 6. По интенсивности этих линии, можно увидеть, что даже на поверхности катода, где электрическое поле велико число актов возбуждения низкое.

После проведение следующих серии экспериментов мы пришли к выводу, что при больших разрядных токах рост давления газа в трубке связано с десорбции газа с горячего катода и, возможно также связано с диссоциации молекулярного азота.

Эксперименты проводились в следующем порядке:

1. Атмосферный воздух в трубке разрежается до давлений ~ 10 -3 торр, затем напускается чистый аргон (99,9997) до давлений 0,15 торр и зажигается газовый разряд с силой тока 12 мА.
2. В течение 45 минут регистрируется изменение давления в трубке.
3. Далее, эти эксперименты повторяются с новым газом (аргон), то есть 1 и 2 пункты повторяются несколько раз. При этом, внутренность газоразрядной трубки от атмосферного воздуха полностью изолировано.

В результате получили кривые на рисунке 7.

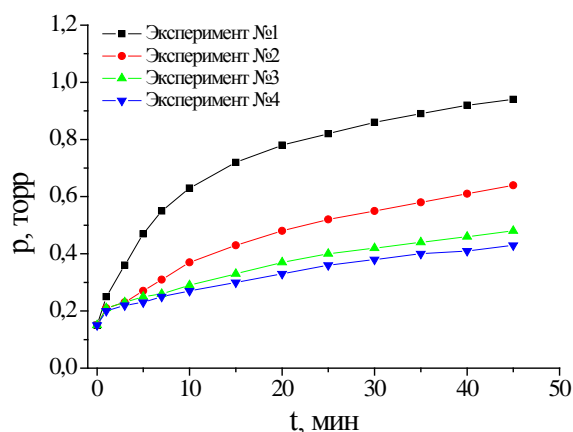


Рисунок 7 – Зависимость давления газа от времени зажигания разряда.

Как видно из рисунка 7 с каждым разом изменение давления (Δp) в трубке уменьша-

ется, что связано с уменьшением концентрации адсорбированного газа на поверхности катода. Так как, газоразрядная трубка была изолирована от атмосферного воздуха. Небольшое изменение давления газа в трубке также возможно с присутствием молекулярного азота. Молекулярный азот в газовом разряде с большим током диссоциируется на атомарный азот.

Данная работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РК в рамках проекта ИРН BR05236730.

Список литературы

- 1 S.A. Orazbayev, M.M. Muratov, T.S. Ramazanov, M.K. Dosbolayev, M. Silamiya, M. N. Jumagulov and L. Boufendi. The Diagnostics of Dusty Plasma in RF Discharge by Two Different Methods // *Contrib. Plasma Phys.* 53, No. 4-5, 436–441 (2013).
- 2 L. Boufendi, M. Ch. Jouanny, E. Kovacevic, J. Berndt, and M. Mikikian. Dusty

plasma for nanotechnology // *Journal of Physics D: Applied Physics* 44, 17 (2011).

- 3 S.A. Orazbayev, A.U. Utegenov, A.T. Zhunisbekov, M. Slamiya, M.K. Dosbolayev, T.S. Ramazanov. Synthesis of carbon and copper nanoparticles in radio frequency plasma with additional electrostatic field // *Contributions to Plasma Physics*. [Vol.58, Issue10](#), P. 961-966 (2018).

- 4 Liebermann, M. A. Principles of Plasma Discharges and Materials Processing. Second Edition.: Wiley VCH, 2005. P. 551.

- 5 Фортгов В.Е. и др. Пылевая плазма // *УФН*, №05, с. 495-542 (2004).

- 6 F.E. Kruis, K.A. Kusters, S.E. Pratsinis, and B. Scarlett. A simple model for the evolution of the characteristics of aggregate particles undergoing coagulation and sintering. *Aerosol Science and Technology*, 19(4):514526, (1993).

Принято к печати 20.09.2019

М.Қ. Досболаев, А.Р. Әбдірахманов,

ННЛОТ, Казахский национальный университет им. аль-Фараби,

050040, Алматы, Казахстан

merlan@physics.kz

ВЛИЯНИЕ КАТОДНОГО РАСПЫЛЕНИЯ НА СВОЙСТВА ПЛАЗМЫ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА ПОСТОЯННОГО ТОКА

Аннотация. В данной работе показаны результаты экспериментального исследования процессов образования и свойств плазмы с наночастицами при катодном распылении. Эксперименты проводились в газовом разряде постоянного тока. Были исследованы режимы горения газового разряда при малых (1 мА) и при больших (14÷16 мА) разрядных токах. При больших значениях газоразрядного тока полый катод является источником быстрых электронов, а также эродированных и адсорбированных атомов и молекул. Эти процессы сопровождаются с катодным распылением. Во время катодного распыления, тепловой поток атомов и молекул попадая в объем газового разряда, мгновенно коагулируется и образуют наночастицы. Кроме этого, за счет агломерации между наночастицами образуются нанокластеры. Этому свидетельствуют полученные СЭМ изображения наночастиц (~120 нм) и нанокластеров (~500 нм). Полученные эмиссионные спектры атомов газового разряда показывают, что продукты эрозии катода в газовом разряде присутствует только в виде наночастиц и нанокластеров. Таким образом, при катодном распылении газовый разряд загрязняется, что приводит к образованию комплексной (комплексной) плазмы. Плазмы газового разряда с наночастицами. Выявлено, что чистота эксперимента зависит от адсорбированного газа на поверхности катода. Обнаружено, что выход адсорбированного газа с поверхности катода сильно влияет на общее давление газа в газоразрядной трубке. Кроме того, небольшое изменение давления газа в трубке также возможно с присутствием молекулярного азота. Молекулярный азот в газовом разряде с большим током диссоциируется на атомарный азот, что приводит к увеличению общего давления в трубке.

Ключевые слова: тлеющий разряд постоянного тока, катодное распыление.

М.Қ. Досболаев, А.Р. Әбдірахманов
АТҰНЗ, әл-Фараби атындағы Қазақ Ұлттық Университеті,
050040, Алматы, Қазақстан
merlan@physics.kz

КАТОДТЫҚ ТОЗАҢДАНУДЫҢ ТҰРАҚТЫ ТОКТЫ ГАЗДЫҚ РАЗРЯД ПЛАЗМАСЫНЫҢ ҚАСИЕТТЕРІНЕ ӘСЕРІ

Аннотация. Бұл жұмыста катодты тозаңдату кезіндегі нанобөлшектері бар плазманың пайда болу үдерістері мен қасиеттерін экспериментте зерттеу нәтижелері көрсетілген. Тәжірибе тұрақты токты газдық разрядта жүргізілді. Аз (1 мА) және үлкен (14÷16 мА) разрядтық токтарда газ разрядының жану режимдері зерттелді. Газдық разряд тогының үлкен мәндерінде, қуыс катод, жылдам электрондардың, сондай-ақ эрозияға ұшыраған және адсорбцияланған атомдар мен молекулалардың көзі болып табылады. Бұл процестер катодтық тозаңдану үрдісі кезінде орын алады. Катодтық тозаңдану кезінде атомдар мен молекулалардың жылулық ағыны газдық разрядтың көлеміне түсіп, тез мезетте бірігу (коагуляция) нәтижесінде нанобөлшектерді құрайды. Сондай-ақ, нанобөлшектер арасындағы агрегация нәтижесінде нанокластерлер құрылады. Сұрыптау кезіндегі нанобөлшектердің (~120 нм) және нанокластерлердің (~500 нм) СЭМ бейнелері аталған құбылыстың дәлелі бола алады. Зерттеу барысында алынған газдық разряд атомдарының эмиссиялық спектрлерін талдау барысында, катод эрозиясы кезінде пайда болатын өнімдер нанобөлшектер және нанокластерлер түрінде кездесетінін көрсетеді. Осылайша, катодты тозаңдану кезінде газ разряд ортасы ластанып, кешенді (комплексі) плазманың, яғни нанобөлшектері бар газ разряд плазмасының пайда болуына әкеледі. Сондай-ақ эксперимент тазалығы катод бетінде адсорбцияланған газға байланысты екені анықталды. Катод бетінен адсорбцияланған газдың шығуы, түтікшедегі газдық разрядтың жалпы қысымына әсер ететіні байқалды. Сонымен қатар, түтікшедегі газ қысымының өзгерісі көлемде молекулалық азоттың болуына да байланысты. Үлкен ток шамасындағы газ разрядындағы молекулалық азот атомаралық азотқа диссоциацияланып, түтікшедегі жалпы қысымның артуына әкелуі мүмкін.

Түйін сөздер: тұрақты токты солғын разряд, катодтық тозаңдану.

M.K. Dosbolayev, A.R. Abdirakhmanov
NNLOT, Al-Farabi Kazakh National University,
050040, Almaty, Kazakhstan
merlan@physics.kz

THE INFLUENCE OF CATHODE SPUTTERING ON THE PROPERTIES OF DC GAS-DISCHARGE PLASMA

Annotation. This paper presents the results of an experimental study of the formation processes and properties of plasma with nanoparticles under cathode sputtering. The experiments were carried out in a DC gas discharge. We have investigated the regimes of combustion of a gas discharge at low (1 mA) and large (14÷16 mA) discharge currents.

At high values of the discharge current, the hollow cathode is a source of fast electrons, as well as eroded and adsorbed atoms and molecules. These processes are accompanied with cathode sputtering. During cathode sputtering, the heat flux of atoms and molecules entering the volume of the gas discharge, instantly coagulates and forms nanoparticles. In addition, due to the agglomeration between the nanoparticles formed nanocluster. This is evidenced by the SEM images of nanoparticles (~120 nm) and nanoclusters (~500 nm). The obtained emission spectra of gas discharge atoms shows that cathode erosion products in the gas discharge are present only in the form of nanoparticles and nanoclusters. Thus, during cathode sputtering, the gas discharge is contaminated, which leads to the

formation of a complex plasma, that is, a gas discharge plasma with nanoparticles. It is revealed that the purity of the experiment depends on the adsorbed gas on the cathode surface. It was found that the output of adsorbed gas from the cathode surface strongly affects the total gas pressure in the discharge tube. In addition, a slight change in the pressure of the gas in the tube is also possible with the presence of molecular nitrogen. Molecular nitrogen in a gas discharge with a high current dissociates into atomic nitrogen, which leads to an increase in the total pressure in the tube.

Key words: DC glow discharge, cathode sputtering.

В.М. Сомсиков

Институт ионосферы, Алматы, 050020, Казахстан;

vmsoms@rambler.ru

ПРИНЦИП МАКСИМУМА ЭНТРОПИИ И ПРИНЦИП НАИМЕНЬШЕГО ДЕЙСТВИЯ

Аннотация. С целью решения проблемы обоснования эмпирических законов физики, связанных с необратимостью природных процессов, на основе фундаментальных законов физики, рассматривается взаимосвязь принципа наименьшего действия классической механики и принципа максимума энтропии в термодинамике. Показано, что состояние системы с максимальной энтропией соответствует принципу наименьшего действия. То есть, принцип максимума энтропии равновесной системы в термодинамике следует из ключевого принципа классической механики, которым является принцип наименьшего действия. Это является аргументом в пользу того, что второй закон термодинамики должен быть следствием законов механики. Опираясь на механику структурированных частиц, демонстрируется природа достижения системой равновесного состояния. Рассмотрено расширение канонического принципа наименьшего действия для неравновесных систем. Показано, как это расширение связано с работой диссипативных сил, которая стремится к нулю, как только система приходит к равновесию. При достижении системой равновесного состояния расширенный принцип наименьшего действия преобразуется в канонический принцип наименьшего действия. На примере атмосферы земли рассматривается процесс установления стационарного состояния в неравновесной системе.

Ключевые слова: необратимость, эволюция, принцип наименьшего действия, энтропия, необратимость, формализмы механики.

Введение.

Многообразие природных объектов, их свойств и закономерностей, привело к тому, что изучающая их физика представляет собой совокупность, порой слабо связанных между собой, разделов. К таким разделам, прежде всего, относятся классическая механика, статистика, термодинамика, квантовая механика и другие. Сложность процессов в этих объектах вынуждает строить физику, существенно опираясь на эмпирические законы, которые имеют место для соответствующего раздела. Так, к примеру, обстоит дело с термодинамикой, кинетикой, статистической физикой. Эмпирические законы, которые лежат в основах этих дисциплин, как правило, очень сложно связать с фундаментальными законами физики. Поэтому многие ее разделы до сих пор практически полностью остаются эмпирическими и слабо связанными с другими [1-3]. В то же время природа едина, что выдвигает требование поиска обобщающей теории, из которой можно было бы вывести хотя бы в

принципе все законы физики или свести их к базисному минимуму.

Одна из основных трудностей в обосновании эмпирических законов термодинамики и кинетики состоит в объяснении механизма необратимости динамики природных систем, что, прежде всего, связано со вторым законом термодинамики [4-6]. Действительно, законы фундаментальной физики обратимы, а естественные природные процессы, как правило, обладают стрелой времени. Как в случае термодинамики, так и в случае кинетики для их объяснения необходимо, прежде всего, связать необратимость процессов эволюции природных систем с обратимостью фундаментальных законов физики [5-7]. Отсутствие в кинетике объяснения диссипативных эволюционных процессов в рамках фундаментальных законов физики компенсировалось использованием эмпирических уравнений, таких, например, как уравнения Больцмана, Фоккера-Планка, Ланжевена [1]. Относительно недавно решение этих вопросов стало возможным, благодаря появлению механики

структурированных частиц, которая построена на основе уравнения движения тел с учетом их структуры [8]. Как оказалось, учет структур тел в уравнении движения приводит к возможности описывать диссипативные процессы [8,9]. Именно это открыло возможности обоснования эмпирических законов многих разделов физики в рамках ее фундаментальных законов. В частности, само существование детерминированного механизма необратимости уже является обоснованием второго закона термодинамики.

Здесь рассмотрим, как ключевому фундаментальному понятию физики, которым является принцип наименьшего действия, можно поставить в соответствие эмпирический принцип максимума энтропии равновесной системы в термодинамике [10-13]. С этой целью покажем, как на основе законов динамики элементов системы следует получать коллективные законы динамики систем. Поясним вывод уравнения динамики систем, и как из этого уравнения следует детерминированный механизм необратимости [8,9]. Затем напомним, как выводится канонический принцип наименьшего действия в классической механике, и как возникает расширение этого принципа для систем с учетом диссипативных процессов, имеющих место при их движении в неоднородном поле внешних сил. Покажем, что в соответствии с принципом наименьшего действия система в равновесном состоянии имеет максимальную энтропию. Покажем, как устанавливается равновесное состояние системы потенциально взаимодействующих элементов в соответствии с принципом наименьшего действия. Опираясь на детерминированный механизм необратимости и уравнение движения системы потенциально взаимодействующих материальных точек, объясним процесс достижения системой равновесного состояния. Это является одним из доказательств того, что второй закон термодинамики является следствием фундаментальных принципов физики. Обсудим расширенный принцип наименьшего действия для неравновесных динамических систем. Рассмотрим вопрос, почему стационарные открытые неравновесные динамические системы в приближении локального тер-

модинамического равновесия допускают описание в рамках фундаментальных законов физики.

От свойств элементов к свойствам их систем

В природе все тела обладают структурой, то есть, они являются системами. Но классическая механика построена на основании модели тела в виде материальной точки, которая не обладает структурой. При этом уравнения Лагранжа и Гамильтона, используемые для описания динамики систем потенциально взаимодействующих материальных точек, построены на основе уравнения Ньютона для материальной точки при условии выполнения гипотезы о голономности связей [15]. Относительно недавно было показано, что использование этой гипотезы ведет к ограничению канонических формализмов механики. В частности, канонические формализмы механики неприемлемы для описания необратимых диссипативных процессов [8]. Отсюда возникают вопросы, каково будет уравнение движения для системы потенциально взаимодействующих материальных точек, и можно ли устранить ограничения формализмов классической механики, если для их вывода использовать уравнение движения не материальной точки, а их системы. Эти вопросы актуальны для физики в целом. Поясним, как они были решены в результате построения механики структурированных тел [8, 12].

Отличие динамики систем от динамики элементов, прежде всего, обусловлено наличием у систем внутренней энергии взаимодействующих элементов. Особенность внутренней динамики состоит в том, что сумма внутренних сил всегда равна нулю. Поэтому внутренние движения элементов не меняют импульса системы. Это соответствует принципу Галилея. Но при этом движение системы в пространстве может приводить к изменению внутренних движений элементов, если внешнее поле сил неоднородно [8].

То, что механика Ньютона была построена, опираясь на уравнение движения материальной точки, позволило предположить, что и механику систем также следует строить, опираясь на уравнение ее движения, но с учетом коллективных свойств систем. Чтобы пояснить, как было получено уравнение движения

системы материальных точек с учетом отличительных свойств системы от бесструктурных частиц, рассмотрим простой пример.

Пусть тело скатывается с трением по наклонной поверхности. При этом очевидно, что каждая материальная точка участвует в двух типах движения: в движении вместе с системой, и в движении относительно центра масс системы. Это два типа независимых движений, которые определяются разными силами: внешними и внутренними. Независимость двух типов движений следует из свойства аддитивности сил. В процессе скатывания часть энергии внешнего поля сил тратится на преодоление силы трения и идет на его нагрев. То есть, диссипация - переход энергии движения во внутреннюю энергию тела. Следовательно, характер диссипации определяется изменениями двух типов энергии: энергии движения и внутренней энергии. Взаимосвязь двух типов энергии из-за диссипации обуславливает инвариантность суммы энергии движения и внутренней энергии при нарушении инвариантности каждой из них.

Характер диссипации определяется не только внешними силами, но и внутренними свойствами тел. Отсюда ясно, что динамика структурированного тела определяется не только симметриями пространства, как в случае бесструктурного тела, но и симметриями самого тела. В этом суть принципа дуализма симметрии [8]. То есть, уравнение движения систем, в отличие от уравнения движения элементов, следует строить, исходя из принципа дуализма симметрии. Поэтому для описания динамики тела с учетом диссипации, его энергию следует представлять инвариантной суммой энергии движения и внутренней энергии. При таком представлении энергии движение каждой материальной точки распадается на движение относительно центра масс и движение вместе со всей системой в пространстве. В результате появляется возможность описать преобразование энергии движения во внутреннюю энергию. В этом состоит ключевое отличие нашего подхода к поиску решения проблемы необратимости от существующих подходов [19]. Кроме того, такой подход позволяет понять природу нарушения симметрии времени.

Полная энергия тела может быть задана в независимых микро – и макропеременных.

Микропеременные определяют внутренние движения элементов системы, а макропеременные определяют движение системы в пространстве. В этих переменных энергия распадается на сумму внутренней энергии и энергии движения тела [8]. Путем дифференцирования представленного таким образом энергии по времени получаем уравнение для изменения энергии системы в зависимости от координат. Из него следует уравнение движения системы. Оно имеет вид [8]:

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

где M_N - масса системы; V_N - скорость системы относительно ее центра масс; i, j - номера материальных точек системы, где i, j пробегает значения от 1 до N , причем $i \neq j$; $v_i - v_j = v_{ij} = \dot{r}_{ij}$ - относительные скорости материальных точек системы; $F_N^0 = \sum_{i=1}^N F_i^0$; F_i^0 - внешние силы, действующие на каждую i -ю материальную точку; $F_{ij}^0 = F_i^0 - F_j^0$; F_{ij} - силы взаимодействия между i и j материальной точкой;

$$\mu = \dot{E}_N^{\text{int}} / (V_N^{\text{max}})^2;$$

$$\dot{E}_N^{\text{int}} = \sum_{i=1}^{N-1} \sum_{j=i+1}^N v_{ij} (m \dot{v}_{ij} + F_{ij}^0 + N F_{ij}).$$

Как видим, уравнение (1) получено в результате сложения не сил, как это сделано в [14], а изменений энергий движения и внутренней энергии с учетом их возможной взаимной трансформации. В нем второй член в правой части, определяющий изменение внутренней энергии, возникает только при наличии разности скоростей материальных точек и действующих на них сил. Этот билинейный член второго порядка малости. Уравнение имеет иную симметрию, чем классическое уравнение движения системы. Отметим, что уравнение движения для каждой материальной точки принимает обычный вид уравнения Ньютона.

Из уравнения (1) следует необратимость динамики системы из достаточно большого количества материальных точек [9]. При этом движение каждого элемента системы подчиняется механике Ньютона.

Таким образом, проблема решения задачи для малого количества частиц, например, задача трех тел, как раз связана с тем, что ее пытаются решать без учета того, что каждая материальная точка системы участвует в двух типах движения, определяемых независимыми внутренними и внешними силами. Чтобы решить эту задачу, необходимо, как и в случае описания динамики систем, перейти к независимым микро – и макропеременным динамики системы, описывающих изменение энергии взаимодействия групп материальных точек и энергии их движения. При этом нельзя пренебрегать членами второго порядка малости, которые и определяют взаимосвязь этих типов энергий.

Как выводится принцип наименьшего действия.

Чтобы установить характер соответствия и взаимосвязи принципа наименьшего действия с принципом максимума энтропии, сначала напомним, как из принципа Даламбера при условии потенциальности коллективных сил выводится уравнение Лагранжа для систем потенциально взаимодействующих материальных точек [14,15]. Затем, опираясь на этот вывод, покажем, как принцип максимума энтропии в термодинамике следует из принципа наименьшего действия.

Согласно принципу Даламбера для систем материальных точек имеем [15]:

$$\delta\omega^l = \sum \left[F_i - \frac{d}{dt}(m_i v_i) \right] \cdot \delta R_i = 0 \quad (2)$$

Уравнение (2) означает, что полная виртуальная работа приложенных и инерциальных сил равна нулю. То есть работа по перемещению материальных точек состоит из двух частей, связанных с двумя категориями сил. К ним принадлежат активные силы, действующие на систему, и силы инерции, обусловленные реакцией системы на внешнее воздействие. Эти силы качественно различаются по своему характеру. Здесь мы ограничимся теми случаями, для которых виртуальная работа приложенных или активных сил является полным дифференциалом, получаемым из силовой функции. Соответствующие силы называются моногенными.

Виртуальную работу сил инерции нельзя получить из какой-либо одной функции – ее приходится выписывать для каждой материальных точек в отдельности. Но это положение может быть исправлено путем интегрирования по времени, что придает работе сил инерции моногенную форму. Умножим величину $\delta\omega^l$ на dt и проинтегрируем в интервале от $t = t_1$ до $t = t_2$. Будем иметь:

$$\int_{t_1}^{t_2} \delta\omega^l dt \equiv \int_{t_1}^{t_2} \sum \left[F_i - \frac{d}{dt}(m_i v_i) \right] \cdot \delta R_i dt. \quad (3)$$

Здесь и далее подразумевается суммирование по $i=1,2,3\dots N$, где N – число материальных точек.

Представим правую часть в виде суммы двух слагаемых. Чтобы получить моногенный характер активных сил, необходимо предположить, что силовая функция не зависит от скоростей и может быть определена градиентом от скалярной функции. Это означает, что существует силовая функция $V = -U$. Здесь U – это потенциальная функция или потенциальная энергия. Забегая вперед, скажем, что предположение о потенциальности сил, как это будет показано в дальнейшем, является жестким ограничением на динамику системы, которое неприемлемо для описания диссипативных процессов. При выполнении этого предположения, для активной силы можно записать:

$$\int_{t_1}^{t_2} \sum F_i \cdot \delta R_i dt = - \int_{t_1}^{t_2} \delta V dt = - \delta \int_{t_1}^{t_2} V dt \quad (4)$$

Для инерциальных сил будем иметь:

$$- \int_{t_1}^{t_2} \frac{d}{dt}(m_i v_i) \cdot \delta R_i dt = - \int_{t_1}^{t_2} \frac{d}{dt}(m_i v_i \cdot \delta R_i) dt \quad (5)$$

$$+ \int_{t_1}^{t_2} m_i v_i \cdot \frac{d}{dt}(\delta R_i) dt \quad (5)$$

Первый член в правой части после интегрирования дает граничный член:

$$-\left[m_i v_i \cdot \delta R_i\right]_{t_1}^{t_2} \quad (6)$$

Второй член, с учетом коммутативности операций варьирования и дифференцирования преобразуется следующим образом:

$$\begin{aligned} \int_{t_1}^{t_2} m_i v_i \cdot \frac{d}{dt} \delta R_i dt &= \int_{t_1}^{t_2} m_i v_i \cdot \delta v_i dt = \frac{1}{2} \int_{t_1}^{t_2} m_i \delta(v_i \cdot v_i) dt = \\ &= \frac{1}{2} \delta \int_{t_1}^{t_2} m_i v_i^2 dt \end{aligned} \quad (7)$$

Суммируя по всем частицам, получим:

$$\begin{aligned} \int_{t_1}^{t_2} \delta \omega^l dt &= \delta \int_{t_1}^{t_2} \frac{1}{2} \sum m_i v_i^2 dt - \delta \int_{t_1}^{t_2} V dt - \\ &-\left[\sum m_i v_i \cdot \delta R_i\right]_{t_1}^{t_2} \end{aligned} \quad (8)$$

Вводя кинетическую энергию T механической системы, построим с ее помощью функцию $L = T - V$. Функция L , определенная как избыток кинетической энергии по сравнению с потенциальной, является наиболее важной величиной при математическом анализе задач механики. Ее называют функцией Лагранжа. С помощью функции Лагранжа выражение (8) можно записать в форме

$$\int_{t_1}^{t_2} \delta \omega^l dt = \delta \int_{t_1}^{t_2} L dt - \left[\sum m_i v_i \cdot \delta R_i\right]_{t_1}^{t_2} \quad (9)$$

До сих пор вариации δR_i являлись произвольными виртуальными изменениями радиус-векторов R_i . Ниже потребуем, чтобы δR_i обращались в нуль на концах интервала t_1 и t_2 :

$$\begin{aligned} \delta R_i(t_1) &= 0, \\ \delta R_i(t_2) &= 0. \end{aligned}$$

Это означает, что при $t = t_1$ и $t = t_2$, положение механической системы считается заданным и при этих граничных значениях t не допускаются никакие значения вариации. Таким образом, мы варьируем действие «при

фиксированных граничных значениях». Тогда граничный член в правой части (8) обращается в нуль и *интеграл по времени от виртуальной работы, совершенной эффективными силами, переходит в вариацию некоторого определенного интеграла*

$$\int_{t_1}^{t_2} \delta \omega^l dt = \delta \int_{t_1}^{t_2} L dt = \delta A, \quad (10)$$

$$\text{где} \quad \delta A = \int_{t_1}^{t_2} L dt \quad (11)$$

Так как согласно принципу Даламбера величина $\delta \omega^l$ равна нулю в любой момент времени, левая часть (11) также равна нулю. Следовательно, принцип Даламбера с учетом принятых условий и ограничений трансформируется к следующему виду:

$$\delta A = 0. \quad (12)$$

Это и есть принцип Гамильтона [15]. Он утверждает, что движение произвольной механической системы происходит таким образом, что *определенный интеграл A приобретает стационарное значение по отношению к любым возможным вариациям положения системы, когда начальное и конечное положения остаются фиксированными.*

Рассуждения, которые привели к принципу Гамильтона, могут быть проведены и в обратном порядке. Можно сначала постулировать, что $\delta A = 0$ для произвольных вариаций положения системы, а затем преобразовать δA в левую часть (12) и прийти к обращению в нуль величины $\delta \omega^l$, т. е. к принципу Даламбера [14, 15]. Отсюда видно, что принцип Гамильтона и принцип Даламбера математически эквивалентны и их области применения одинаковы, но при условии, что приложенные силы, действующие на механическую систему, являются моногенными.

В то время, как в принципе Даламбера высказываются независимые суждения для каждого отдельного момента времени в процессе движения, принцип Гамильтона содержит лишь одно утверждение, охватывающее

весь промежуток времени. Движение рассматривается как нечто *целое*. Это унифицирующее свойство вариационного принципа обладает большой общностью. И уравнения теории относительности, и уравнения квантовой механики получаются из принципа наименьшего действия. Только для каждого конкретного случая функцию Лагранжа L определяют по-разному.

Важно добавить, что **согласно уравнению (2) система всегда движется по направлению суммы векторов активных сил, действующих в каждой последующей точке траектории движения системы.** Эти силы являются потенциальными. Действительно, только в том случае, когда в каждой точке траектории активная результирующая сила совпадает с инерциальной силой, имеет место принцип наименьшего действия, и работа, совершаемая внешними силами по перемещению системы вдоль соответствующей траектории, минимальна. Это обстоятельство снимает некоторую «мистичность» принципа наименьшего действия, отмеченную в [15].

В случае полигенных сил преобразование принципа Даламбера в минимальный принцип, или, точнее говоря, к условию $\delta A = 0$, в общем случае становится невозможным [8, 15]. Так как голономные кинематические связи механически эквивалентны моногенным силам, а неголономные связи – полигенным силам, то можно сказать, что *принцип Гамильтона применим к произвольной механической системе, характеризуемой только моногенными силами или голономными связями.* Но при наличии диссипативных сил принцип наименьшего действия в данном виде не выполняется, что связано с существованием работы полигенных сил, которая меняет внутреннюю энергию системы [8,9,16]. Только для голономных систем существует такая функция скоростей и координат L , вариация интеграла которой по времени равна нулю $\delta \int_{t_1}^{t_2} L dt = 0$. И хотя в общем случае неравновесных систем при наличии коллективных непотенциальных сил, такой скалярной функции нет, принцип Даламбера остается справедливым и в этих случаях.

Если учесть работу непотенциальных сил, то из принципа Даламбера получим расширенный вариационный принцип [16].

Связь принципа наименьшего действия с условием максимальности энтропии

Согласно термодинамическим законам, системы стремятся к равновесному состоянию с максимальной энтропией [3]. Покажем, что условие максимальности энтропии системы в равновесном состоянии также следует из принципа наименьшего действия.

Второй закон термодинамики для изолированных систем можно записать так [3]:

$$\partial S / \partial t \geq 0, \quad (13)$$

где S – энтропия.

Т.е. в изолированных системах энтропия нарастает таким образом, что в равновесном состоянии в выражении (13) имеет место равенство, соответствующее максимальной энтропии. Согласно статистическому определению, энтропия Больцмана связана с числом микросостояний W , определяющих макро-состояние системы, следующим образом [1, 3]:

$$S = k \ln W, \quad (14)$$

где k – постоянная Больцмана.

Формула (14) справедлива при условии равновероятности микросостояний системы. Для ее вывода принято, что любое микросостояние реализуется с равной вероятностью, а система может находиться в любом макросостоянии в течение времени, пропорциональному числу неразличимых микросостояний, с помощью которых реализуется данное макросостояние. Отсюда делают вывод, что, так как равновесное состояние реализуется несоизмеримо чаще, чем любое другое состояние, то в соответствии с (14) система фактически все время находится в состоянии, соответствующем максимальной энтропии. То есть, она находится в равновесии. Возникает противоречивая ситуация. Статистическая физика в принципе не запрещает возможность реализации маловероятного состояния системы. Например, согласно ее законам все молекулы газа могут собираться в одной из половин сосуда. В свою очередь, термодина-

мика запрещает возникновение в равновесных системах состояния с нарушением однородности плотности, поскольку это противоречит второму закону термодинамики. Это противоречие статистической физики и термодинамики указывает на ограничение применимости статистических законов для описания неравновесных систем. Можно лишь утверждать, что гипотеза о равновероятности микросостояний справедлива только для термодинамических систем, близких к состоянию равновесия.

Сопоставим условие максимальности энтропии для равновесного состояния системы с принципом наименьшего действия. Как было показано выше, согласно принципу наименьшего действия существует функция координат и скоростей элементов системы, называемая функцией Лагранжа L , для которой выполняется условие:

$$\delta \tilde{S} = \delta \int_{t_1}^{t_2} L(q_1, q_2, \dots, q_s; \dot{q}_1, \dot{q}_2, \dots, \dot{q}_s; t) dt = 0 \quad (15)$$

где q_1, q_2, \dots, q_s – обобщенные координаты; $\dot{q}_1, \dot{q}_2, \dots, \dot{q}_s$ – обобщенные скорости; t – время; t_1, t_2 – начальный и конечный моменты времени; \tilde{S} – действие.

Согласно принципу наименьшего действия, система всегда движется так, что на рассматриваемом временном отрезке действие принимает экстремальное значение.

Функция Лагранжа системы потенциально взаимодействующих материальных точек имеет вид:

$$L_a = \sum_a \frac{m_a v_a^2}{2} - \sum_a U_a \quad (16)$$

где m_a – масса a -й материальной точки; v_a – скорость; U_a – потенциальная энергия a -й материальной точки.

Очевидно, что если классическая механика и термодинамика непротиворечивы, то для равновесной системы должны иметь место как условие (13), так и (15). Согласно уравнению (13) система стремится к максимальному значению энтропии, а согласно (15), она движется так, что в предельном случае

равновесия имеет место принцип наименьшего действия. Покажем, что условие максимума энтропии следует из принципа наименьшего действия.

Рассмотрим одномерный газ (аналогия с частицами, насаженными на окружность достаточно большого диаметра). Исходя из теоремы вириала на достаточно большом отрезке времени кинетическая энергия пропорциональна потенциальной. Поэтому будем рассматривать только потенциальную энергию.

Пусть на масштабе R имеется n потенциально взаимодействующих элементов. Тогда в приближении близкого действия потенциальная энергия одномерного газа определяется формулой:

$$U = b \sum_a \frac{R}{l + \varepsilon_a} \quad (17)$$

где $l = R/n$, $b = const$ – константа, определяемая симметрией системы, $\sum_a \varepsilon_a = 0$. Т.е. величина ε_a означает дисперсию расстояний между частицами.

Не сложно видеть, что потенциальная энергия каждой частицы будет минимальной, если расстояния от нее до двух соседних частиц равны. Действительно, функция $G = 1/(l + \varepsilon) + 1/(l - \varepsilon)$ имеет минимум при $\varepsilon = 0$. Очевидно, что и для трехмерного случая потенциальная энергия имеет минимум, когда расстояние между всеми частицами одинаково. Это можно пояснить на простом физическом примере. Соединим шарики одинаковыми пружинками, чтобы образовалась трехмерная решетка. Стационарным состоянием такой решетки как раз будет такое состояние, которое соответствует одинаковому расстоянию между шариками и равенству сил между ними. Но здесь возникает вопрос, как устанавливается такое состояние. Этот вопрос получает ответ, лишь опираясь на детерминированный механизм необратимости [8].

Из теоремы вириала следует, что если потенциальная энергия является однородной функцией k -й степени, то для средних значений кинетической и потенциальной энергий выполняется равенство $2 \langle T \rangle = k \langle U \rangle$. Поэтому можно утверждать, что согласно принципу наименьшего действия, газ, состоящий

из потенциально взаимодействующих частиц, стремится равномерно заполнить занимаемый им объем. Т. е. при $l_a = l = const$ имеем:

$$\delta \bar{S} = \delta \int (L - U) dt = 0 \quad (18).$$

А это соответствует состоянию с максимальной энтропией.

Однородность распределения частиц в пространстве следует также и из условия однородности пространства. Действительно, в соответствии с закон сохранения импульса в замкнутой системе должно быть $F = \sum_j F_j = 0$ для каждой из выделенных подсистем, где j - число частиц в подсистеме, причем $j \gg 1$. То есть образование локальных неоднородностей, например, сгущений частиц, в замкнутой системе невозможно, так как это приведет к появлению отличных от нуля коллективных сил. Оно невозможно и из-за закона сохранения импульса, поскольку для образования такого сгущения частиц необходимо возникновение коллективных движений частиц в однородной среде. То есть, возникновение коллективных движений в равновесных системах невозможно, так как это эквивалентно нарушению закона сохранения импульса для системы.

Механизм достижения равновесия

Таким образом, равновесное термодинамическое состояние соответствует принципу наименьшего действия. Но возникают следующие вопросы, как и почему система способна достичь равновесного состояния? Ведь для установления в системе равновесного состояния требуется необратимость уравнений динамики. Кстати, при решении вариационных задач эти вопросы оставляют в стороне. Действительно, если даже взять чисто классическую задачу с брахистохроной, то решение ограничивается только расчетом для нее потенциальной энергии, которая в соответствии с принципом наименьшего действия должна быть минимальной. При этом не затрагивается вопрос, как при условии обратимости уравнений движения системы достигается равновесное состояние.

Эти вопросы, так или иначе, сводятся к проблеме необратимости и проблеме обоснования второго закона термодинамики [6].

Длительный период времени в науке существовало вероятностное объяснение механизма необратимости [7]. Оно опиралось на гипотезу о неизбежном существовании хотя бы сколь угодно слабых внешних воздействий на систему. В этом случае, благодаря экспоненциальной неустойчивости по Ляпунову гамильтоновых систем, они никогда не вернуться в исходное состояние. Это действительно так [4]. Но то, что система не вернется в исходное состояние, это одно, а то, что она при этом достигнет состояния с максимальной энтропией, это совсем другое. Более того, наличие данного механизма необратимости, будем называть его вероятностным, не может объяснить сам процесс достижения того или иного аттрактора, каким может являться равновесное состояние.

Относительно недавно был найден детерминированный механизм необратимости. Он позволяет объяснить процесс достижения системой равновесного состояния. Поясним этот механизм, опираясь на механику структурированных тел [8].

Пусть для общности имеем неравновесную замкнутую систему потенциально взаимодействующих элементов. Известно [3], что такую систему в приближении локального термодинамического равновесия можно представить совокупностью перемещающихся равновесных подсистем материальных точек. Равновесие системы означает, что относительные скорости таких подсистем равны нулю. Это равенство нулю относительных движения объясняется тем, что энергия относительного движения подсистем монотонно переходит в их внутреннюю энергию. Преобразование энергии относительного движения подсистем в их внутреннюю энергию имеет место согласно уравнению движения взаимодействующих подсистем. Действительно, динамика систем потенциально взаимодействующих материальных точек определяется уравнением (1) [8,9]. Второй член уравнения

(1) определяет трансформацию энергии движения подсистемы в ее внутреннюю энергию. Он стремится к нулю по мере уменьшения относительных скоростей подсистем, что и означает необратимость. Это стремление определяется эволюционной нелинейностью. Потенциал эволюционной нелинейности в соответствии с уравнением (1) имеет вид [12] (рисунок 1):

$$H(\chi) \approx H_0 + V(b_2\chi^2 - b_4\chi^4) \quad (19)$$

Здесь χ - малый параметр, который определяет эффективность преобразования энергии движения подсистем в их внутреннюю энергию, b_2, b_4 - коэффициенты, определяемые характером симметрии подсистем и потенциалом взаимодействия их элементов. Величина χ определяется билинейной функцией переменных, характеризующих внутреннюю динамику элементов системы и энергию движение ее центра масс в пространстве.

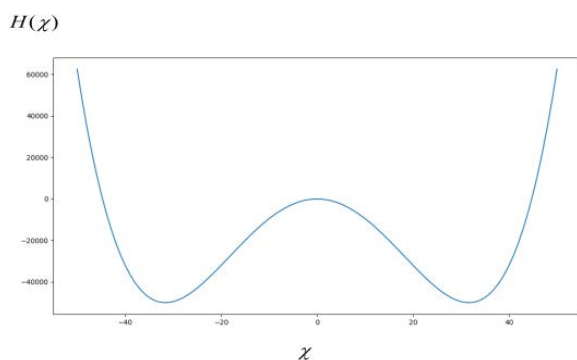


Рисунок 1- Потенциал эволюционной нелинейности

Первый член в скобках правой части определяет поток энергии движения подсистем в их внутреннюю энергию. А второй член определяет обратный поток. Для достаточно больших подсистем прямой поток всегда больше обратного потока. Именно в этом суть процесса установления равновесного состояния подсистемы [8]. Согласно такому механизму установления равновесия, энергия относительного движения любой произвольным образом выделенной подсистемы равна нулю. А теперь поясним обобщенный принцип

наименьшего действия для неравновесных систем.

Согласно каноническому принципу наименьшего действия движение системы происходит таким образом, что определенный интеграл с фиксированными начальным и конечным положениями системы имеет стационарное значение по отношению к любым возможным изменениям ее траектории. Следовательно, для потенциальных коллективных сил имеем [10, 11]: $\delta A = 0$. Но этот случай имеет место только для систем, близких к равновесию. В неоднородном поле сил равенство нулю не соблюдается. Это объясняется работой неголомомных сил, обуславливающих необратимую динамику. В результате имеем [16]:

$$\int_{t_1}^{t_2} \delta w dt = \delta \int_{t_1}^{t_2} L dt = \delta A^d \neq 0 \quad (20)$$

Здесь A^d - член, который появляется в результате нелинейной трансформации энергии движения подсистемы в ее внутреннюю энергию. A^d определяется выражением (19) и зависит от параметров, определяющих динамику подсистемы и динамику ее элементов. Оно также следует из уравнения Лагранжа, которое выводится для уравнения движения структурированной частицы [17]. То есть, уравнение (20) является расширенным принципом наименьшего действия, который следует из механики структурированных частиц. В отличие от классического принципа наименьшего действия, вариация отлична от нуля и определяется работой непотенциальных сил, меняющих внутреннюю энергию системы. Она имеет вид [8, 16, 18]:

$$A^d = \delta \int \sum_{i=1}^R (\Phi_i dr_i) dt \quad (21)$$

Здесь Φ_i , совокупность непотенциальных сил, действующих между подсистемами.

В общем случае канонические уравнения формализмов классической механики являются частным случаем соответствующих расширенных формализмов, построенных на основе уравнения движения систем материальных точек. Только при

приближении системы к равновесию, величина A^d стремится к нулю, и мы приходим к каноническому виду принципа наименьшего действия. Отметим, что к выводу о том, что согласно законам классической механики система должна стремиться к равновесию, также пришли в результате прямых численных вычислений динамики систем, опираясь на уравнение Ньютона [10].

Отметим, что вблизи от равновесия, когда справедливо линейное описание динамики системы, канонический принцип наименьшего действия справедлив. И лишь вдали от равновесия необходимо пользоваться формулами (20) и (21).

Стационарность атмосферы и принцип наименьшего действия

Выше были рассмотрены замкнутые неравновесные системы. Но в природе в общем случае все объекты являются открытыми неравновесными динамическими системами. Пока не существует формализма, который может описывать процессы в таких системах в рамках законов фундаментальной физики. Но их описание существенно упрощается для случаев, когда имеет место баланс локальных величин энтропии и энергии в заданной физической точке системы. Рассмотрим, каким будет принцип наименьшего действия для таких открытых неравновесных динамических систем.

Существование стационарных неравновесных систем в природе обусловлено балансом входящих и уходящих потоков энтропии, энергии, вещества на всех иерархических уровнях материи. Этот баланс обеспечивается соответствующими внешними ограничениями. Ярким примером стационарных систем является атмосфера Земли. Ее стационарность, главным образом, поддерживается входящим и уходящим потоками радиации. Если гипотетически лишить атмосферу входящего потока солнечной радиации, то начнется процесс последовательного установления равновесного состояния на всех иерархических уровнях атмосферы. И тогда в определенный период времени атмосферный газ превратится в жидкость и покроет поверхность Земли. То есть, иерархическая лестница

структуры атмосферы при «отключении» потока солнечной радиации станет разрушаться. Связано это с тем, что ключевыми и определяющими свойствами эволюции на всех иерархических ступенях атмосферы являются диссипативные процессы, обусловленные радиационным балансом. То есть, внешние ограничения должны обеспечивать потоки, компенсирующие производство энтропии на всех иерархических ступенях материи. Эти потоки определяются уравнениями баланса, которые в простейшем случае записываются в приближении неравновесной термодинамики [20]. Тогда возникает вопрос, почему, как показала практика, несмотря на существенную роль неравновесности, для описания динамики атмосферы можно пользоваться стационарными линейными уравнениями гидродинамики, например, для описания процессов генерации волн на границе дня и ночи [21,22]?

Ответ заключается в следующем. Как было отмечено выше, динамические процессы на каждом иерархическом уровне открытой неравновесной динамической системы определяются принципом дуализма энергии [8]. Стационарность иерархического уровня означает стационарность соответствующих ему энергий движения и внутренней энергий. Но в это случае в локальной физической точке термодинамического равновесия уравнение (1) распадается на два независимых уравнения, соответствующих динамике уровня как целого и внутренней динамике его элементов. Причем параметры атмосферы в этой точке можно считать постоянными и независимыми от пространственных переменных. Тогда для уравнения динамики в заданной физической точке, в которой среду можно считать однородной, в рамках теории возмущения справедлив канонический формализм классической механики. В этом случае также выполняется канонический принцип наименьшего действия. Поэтому динамика стационарных открытых неравновесных системы в локальных областях описывается в рамках законов фундаментальной физики. Но при этом важно правильно определить границы локальной области, внутри которых приближения стационарности и однородности параметров

системы можно считать приемлемыми. Пространственная неоднородность параметров атмосферы, зависимость величины, поступающей и уходящей из нее радиации от области атмосферы, приведут к тому, что в целом принцип наименьшего действия для нее уже будет расширенным, соответствующий открытой неравновесной динамической системе. То есть, он будет определяться не только локальными параметрами атмосферы, но и внешними факторами, зависящими от пространства и времени.

Выводы

Система движется так, что сумма инерциальных сил всегда направлена вдоль суммы векторов активных сил, действующих в каждой последующей точке траектории движения системы. Характер активных сил определяется внешним потенциальным полем. Принцип наименьшего действия возникает в связи с тем, что в каждой точке траектории активная сила равна по величине и противоположна направлению инерциальной силе. Тогда работа, совершаемая внешними силами по перемещению системы вдоль соответствующей траектории, минимальна.

В соответствии с принципом наименьшего действия замкнутая система в равновесном состоянии имеет максимальную энтропию с однородным заполнением пространства ее элементами. Это означает, что принцип максимума энтропии является следствием принципа наименьшего действия. В свою очередь, принцип наименьшего действия для систем обусловлен свойствами ее динамики, а эти свойства следуют из принципа дуализма симметрии, то есть, они определяются симметриями системы и пространства. Следовательно, состояние системы с максимальной энтропией соответствует принципу наименьшего действия и вытекает из свойств внутренних симметрий системы, а также пространства и времени.

Возможность достижения системой равновесного состояния обусловлена существованием детерминированного механизма необратимости. Согласно этому механизму замкнутая неравновесная система, представленная совокупностью перемещающихся от-

носительно друг друга равновесных подсистем, в соответствии с законами классической механики стремиться к равновесию, в результате преобразования энергии относительного движения подсистем в их внутреннюю энергию. Следовательно, установление в замкнутой системе равновесного состояния, определяемого вторым законом термодинамики, вытекает из фундаментальных законов динамики, как и сам второй закон термодинамики.

Поскольку равновесная термодинамическая система подчиняется принципу наименьшего действия, то возмущения такой системы в линейном приближении описываются в рамках приближения бездиссипативной сплошной среды. То есть, динамика сплошной среды в линейном приближении для достаточно малых нарушений равновесности, описывается в адиабатическом приближении, например, уравнениями гидродинамики [2].

В открытой неравновесной динамической системе возможна стационарность. Она поддерживается балансом различных потоков энергии, вещества. В этом случае теория возмущений справедлива для локальных физических точек системы, когда параметры системы можно считать однородными. Это позволяет, например, для описания атмосферы пользоваться формализмом Гамильтона и соответствующими ему уравнениями динамики газа.

Канонические уравнения формализмов классической механики являются частным случаем расширенных формализмов, построенных на основе уравнения движения структурированных тел. Расширенный принцип наименьшего при приближении системы к равновесию стремится к каноническому виду принципа наименьшего действия.

Литература

1. Ландау. Л.Д., Лифшиц Е.М. Физическая кинетика // М.–Наука. –1979. –528 с.
2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика // М. –1976. –583 с.
3. Румер Ю.Б., Рывкин М.Ш. Термодинамика. Стат. Физика и Кинематика//М. – Наука. – 1977. – 532 с.
4. Заславский Г.М. Стохастичность динамических систем//М. – Наука. – 1984. – 273 с.

5. Пригожин И. От существующего к возникающему. Время и сложность в физических науках// М. – Наука. –1985. –328 с.
6. Peliti Luca, · Rechtman Raúl. Einstein’s Approach to Statistical Mechanics: The 1902–04 Papers. J Stat Phys (2017) 167:1020–1038 DOI 10.1007/s10955-016-1615-8.–P.1020-1038
7. Гинзбург В.Л. Специальное заседание ред. Коллегии журнала УФН, приуроченное к 90-летию со дня рождения В.Л. Гинзбурга// УФН. – 2007. – № 177 (4). – С. 345-346.
8. Сомсиков В.М. К основам физики эволюции//Алматы.–Наука.–2016.–306 с.
9. Somsikov V.M. Deterministic mechanism of irreversibility. Journal of Advances in Physics// V. 14. Is. 3. 5708-5733p. DOI: 10.24297/jap.v14i3.7759 ISSN: 2347-3487.
10. Baldovin F., Moyano L.G., Tsallis C. Boltzmann-Gibbs thermal equilibrium distribution descends from Newton laws: A computational evidence. arXiv:cond-mat/0402635 v1 25Feb 2004.
11. Terekhov V. Metaphysics of the principle of least action// Studies in History and Philosophy of Modern Physics –62: (2018). –P. 189-201.
12. Сомсиков В.М. Детерминированная необратимость в природе хаоса и порядка//Журнал ПЭОС. – 2019. – № 21. Т.1. – С. 45-55.
13. Hamid S. A Principle of Least Action for the First Law of Thermodynamics in Rational Mechanics. arXiv:1908.03062v1 [physics.class-ph] 6 Aug 2019
14. Голдстейн Г. Классическая механика// – М. – Наука. –1975. – 416 с.
15. Ланцош К. Вариационные принципы механики// М.. – Мир. – 1962. – 408 с.
16. 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. 15-20 September 2014. JINR, Dubna. P. 1-12.
17. Somsikov V.M. Equilibration of a hard-disks system. IJBC//November.Vol.14, №. 11.– 2004 –P. 4027- 4033.
18. Somsikov V.M. Deterministic irreversibility and the matter structure. Journal of Advances in Physics. V. 16. (2019) ISSN: 2347-3487 <http://cirworld.com/index.php/jap p. 21-33>.
19. Callaway H. G. Fundamental Physics, Partial Models and Time’s Arrow. In L. Magnani, & C. Casadio (Eds.), Model-Based Reasoning in Science and Technology: Logical, Epistemological, and Cognitive Issues Berlin: Springer. – 2019. – pp.1-19. <https://www.researchgate.net/publication/296327588>.
20. Сомсиков В.М. О построении физики эволюции//Журнал ПЭОС. 2018.–Вып.20, Т.2, –с. 12-18.
21. A.B. Andreev, V.M. Somsikov, S.N. Mukasheva, V.I. Kaputin, K.A. Nurgalieva, Nonequilibrium Effects in Atmospheric Perturbations Caused by Solar Radiation Flux// Geomagn.&Aeronomy. – 2018, Vol. 58, No. 1, –P. 106–112.
22. Сомсиков В.М. Солнечный терминатор и динамика атмосферы.//А-Ата. – Наука. –1983. – 293 с.

Принята к печати 21.09.19.

V.M. Somsikov

Ionosphere Institute, Almaty, 050020, Kazakhstan

PRINCIPLE OF LEAST ACTION AND IRREVERSIBILITY

Annotation: In order to solve the problem of substantiating the empirical laws of physics associated with the irreversibility of natural processes, based on the fundamental laws of physics, we consider the relationship between the principle of least action of classical mechanics and the principle of maximum entropy in thermodynamics. It is shown that the state of a system with maximum entropy corresponds to the principle of least action. That is, the principle of maximum entropy of the equilibrium system in thermodynamics follows from the key principle of classical mechanics, which is the principle of least action. This is a key argument in favor of the fact that the second law of thermodynamics should be a consequence of the laws of mechanics. Based on the mechanics of structured particles, the nature of the achievement of an equilibrium state by the system is demonstrated. An extension of the canonical principle of least action for nonequilibrium systems is considered. It is shown how this expansion is associated with the work of dissipative forces, which

tends to zero as soon as the system comes to equilibrium. When the system reaches equilibrium, the expanded principle of least action is converted to the canonical principle of least action.

Keywords: irreversibility, evolution, principle of least action, entropy, irreversibility, formalisms of mechanics.

В.М. Сомсиков

Ионосфера институты, Алматы, 050020, Қазақстан

vmsoms@rambler.ru

Ең аз әрекет принципі және қайтымсыз

Аннотация: Физиканың іргелі заңдары негізінде табиғи процестердің қайтымсыз болуымен байланысты физиканың эмпирикалық заңдарын негіздеу мәселесін шешу мақсатында классикалық механиканың ең аз әрекет ету принципі мен термодинамикадағы энтропияның максимумы қағидатының өзара байланысы қарастырылады. Максималды энтропиясы Бар жүйенің жағдайы ең аз әрекет ету принципіне сәйкес келеді. Яғни, термодинамикадағы тепе-тең жүйе энтропиясының максимум принципі ең аз әрекет принципі болып табылатын классикалық механиканың негізгі қағидатынан шыққан жөн. Бұл термодинамиканың екінші заңы механика заңдарының салдары болуы тиіс. Құрылымдалған бөлшектер механикасына сүйене отырып, жүйемен тепе-тең күйге жету табиғаты көрсетіледі. Тепе-тең емес жүйелер үшін ең аз әсер ететін каноникалық принципін кеңейту қарастырылды. Бұл кеңейтім жүйе тепе-теңдікке жеткеннен кейін нөлге ұмтылатын диссипативті күштердің жұмысымен байланысты. Жүйе тепе-тең күйге жеткенде ең аз әрекетті кеңейтілген қағидат ең аз әрекетті канондық қағидатқа айналады.

Түйін сөздер: қайтымсыз, эволюция, аз әрекет принципі, энтропия, қайтымсыз, механиканың формализмдері.

МРНТИ 29.15.29

Бериков Д.Б.^{1,4}, Копач Ю.Н.¹, Новицкий В.В.^{1,2}, Ахмадов Г.С.^{1,7}, Гагарский А.М.³, Жумадилов К.Ш.⁴, Данилян Г.В.^{1,2}, Хутану В.⁵, Кленке Й.⁶, Масалович С.⁶

¹Объединенный Институт Ядерных Исследований, 141980 Дубна, Россия

²Институт теоретической и экспериментальной физики Национального исследовательского центра “Курчатовский институт” 117218 Москва, Россия

³Петербургский институт ядерной физики Национального исследовательского центра “Курчатовский институт”, 188300 Гатчина, Россия

⁴Евразийский Национальный Университет им. Л.Н. Гумилева, 010000 Нур-Султан, Казахстан

⁵RWTH Ахенский университет и JCNS Юлихский исследовательский центр, 85748 Гархинг, Германия

⁶Исследовательский нейтронный источник Хайнц Майер-Лейбниц, D-85747 Гархинг, Германия

⁷Национальный центр ядерных исследований, Баку, Азербайджан

(E-mail: ^{1,4}daniyar.berikov@gmail.com)

ЭФФЕКТ ВРАЩЕНИЯ ДЕЛЯЩЕГОСЯ ЯДРА В УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЯХ МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ И Г-КВАНТОВ ДЕЛЕНИЯ ^{235}U В РЕЗОНАНСЕ 0.3 ЭВ НА ГОРЯЧЕМ ИСТОЧНИКЕ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ НЕЙТРОНОВ

Аннотация: Т-нечетные угловые корреляции в тройном ядерном делении (TRI и ROT асимметрии) исследовались с целью поиска нарушений временной инвариантности в нейтронно-ядерных взаимодействиях. Отличный от нуля Т-нечетный эффект был обнаружен в эксперименте по измерению асимметрии при испускании легких заряженных частиц в тройном делении ^{233}U (TRI-эффект), выполненном на высокопоточном ядерном реакторе ILL в Гренобле коллаборацией российских и европейских институтов. Как оказалось, эффект не связан с нарушением Т-инвариантности, а может быть объяснен сложным механизмом процесса деления. Позднее ROT эффект наблюдался при испускании мгновенных гамма-квантов и нейтронов в делении ^{235}U и ^{233}U , хотя его величина была на порядок меньше, чем при испускании α -частиц в тройном делении. Все эксперименты, которые были поставлены ранее, выполнены с холодными поляризованными нейтронами, что предполагает смесь нескольких спиновых состояний компаунд ядра, относительные вклады которых недостаточно хорошо известны.

В настоящей работе представлен результат первых экспериментов по измерению ROT-эффекта в делении ^{235}U горячими поляризованными нейтронами на установке POLI реактора FRM2 в Гархинге с энергиями нейтронов 0.3 эВ. Данная энергия соответствует положению первого изолированного резонанса ^{235}U .

Ключевые слова: Т-нечетные эффекты в делении ядер, ROT-эффект для γ -квантов и нейтронов.

Введение

Поиски Т-нечетных асимметрий в угловых распределениях продуктов тройного деления тяжелых ядер холодными поляризованными нейтронами были начаты в последние годы 20-го века [1-2] с надеждой на обнаружение при анализе этих асимметрий эффектов нарушения Т-инвариантности в процессах деления ядер, следуя идее, предложенной в [3]. Хотя эта надежда не была реализована, поскольку существование этой

асимметрий не мог быть неоспоримым доказательством нарушения временной инвариантности из-за существенного влияния взаимодействия между продуктами деления в конечных состояниях и из-за интерференции амплитуд реакции, относящихся к соседним компаунд-состояниям. Итогом указанных поисков к настоящему времени явилось обнаружение Т-нечетных асимметрий TRI- и ROT- типов в тройном делении ряда

ядер-актинодов с вылетом в качестве третьих частиц как заряженных частиц – α -частиц и тритонов, так и нейтральных частиц – нейтронов и γ -квантов [4-9]. Оба эффекта, TRI и ROT-эффект, формально T-нечетны, но не имеют прямой связи с нарушением инвариантности относительно обращения времени.

В настоящее время существуют несколько теоретических моделей, которые могут описывать оба эффекта [10-15]. Согласно модели, предложенной в [15], оба эффекта зависят от квантовых чисел J и K, которые характеризуют каналы деления. Для индуцированного деления тепловыми (или холодными) нейтронами (где все предыдущие данные получены) имеются смеси нескольких спиновых состояний, и вклад этих состояний неизвестен. Единственный способ получить «чистые» данные - выполнить измерения в изолированных резонансах. Такой эксперимент проводился на установке POLI реактора FRM2 в Гархинге (Германия), которая обеспечивает необходимый поляризованный монохроматический пучок нейтронов с энергией 0.3 эВ, соответствующий положению первого изолированного резонанса ^{235}U . В этой статье представлены первые результаты данного эксперимента.

Эксперимент

Использован поляризованный пучок горячих нейтронов, обеспечиваемый установкой POLI [16] на реакторе FRM-II. Схематическое изображение экспериментальной установки показано на рисунке 1. Монохроматор, выполненный из мозаики кристаллов Si, использовался для выделения узкого пучка нейтронов со средней энергией 0.3 эВ ($\lambda = 0.55 \text{ \AA}$). Данная энергия точно совпадает с положением наименьшего резонанса ^{235}U [17]. Монохроматор также позволяет одновременно фокусировать пучок нейтронов в положении мишени, обеспечивая максимальную интенсивность неполяризованных нейтронов около $4 \cdot 10^6 \text{ н/см}^2/\text{сек}$. Подробное описание установки POLI дано в [18].

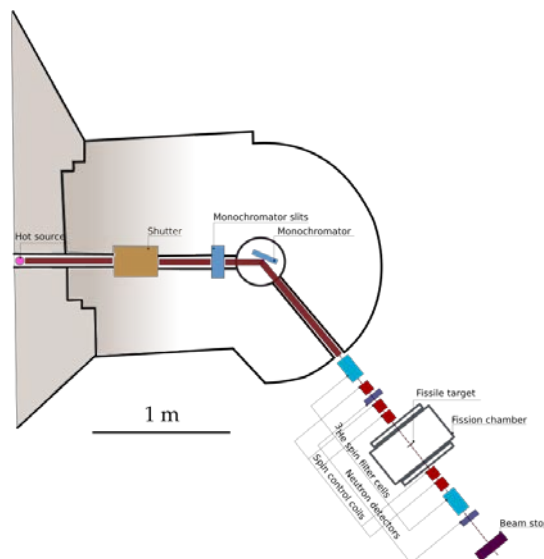
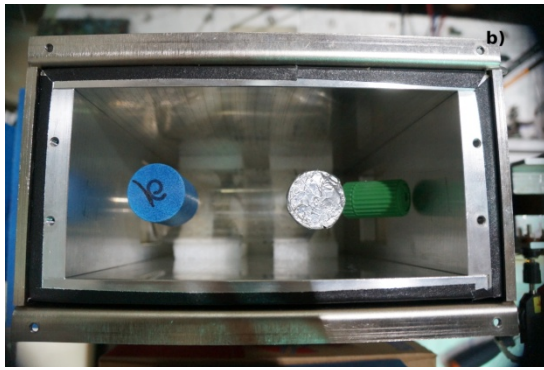


Рисунок 1 – Схематическое изображение экспериментальной установки на инструменте POLI реактора FRM-II.

Для поляризации нейтронов использован специально сконструированный ^3He спин фильтр (в виде ячейки) [19-20]. Такой же спин фильтр использован в качестве анализатора для измерения поляризации пучка. Так как поляризованные ядра ^3He обладают очень высокой спин-зависимой эффективностью поглощения нейтронов в широком диапазоне энергий, ячейку ^3He можно использовать в качестве широкополосного поляризатора или анализатора нейтронов с возможностью оптимизации ее эффективности почти для всех длин волн нейтронов. В нашем эксперименте размер ячеек составлял $\text{Ø}60 \times 130 \text{ мм}$, толщина стенки 4 мм и давление 2.5 бар, которое обеспечивало максимальную поляризацию нейтронов около 70% (рис. 2).

^3He спин фильтры поляризовались во внешней лаборатории и помещались в специальный магнитный корпус с сильным однородным постоянным магнитным полем [21-22]. Поляризация ^3He в ячейках экспоненциально уменьшалась с постоянной времени порядка 40 часов, поэтому ячейки заменялись каждые 24 часов.



а)



б)

а) общий вид ячейки; б) внутри магнитного корпуса.

Рисунок 2 – Ячейка спин-фильтра изготовленная из плавленного кварца.

Поляризация пучка нейтронов определяется измерением трансмиссии ячейки с использованием двух мониторов [23-24]. Общие формулы, описывающие коэффициент пропускания T спин-фильтра для падающего неполяризованного монохроматического пучка нейтронов и поляризации нейтронов P после прохождения через ячейку с поляризованным газом ^3He можно записать:

$$T = T_0 \cdot e^{-\eta} \cdot \cosh(\eta P_{\text{He}}) \quad (1)$$

$$P = \tanh(\eta P_{\text{He}}) \quad (2)$$

где T_0 - трансмиссия нейтронного пучка, измеренная без ячейки, а P_{He} - поляризация используемого газа ^3He . Параметр η определяет непрозрачность фильтра, связанную непосредственно с σ_0 , σ_p , N и d , где N - количество атомов в единице объема, d - толщина фильтра, σ_0 - независимая от спина часть полного сечения и σ_p - так называемое сечение поляризации. Для практических целей

значение непрозрачности газа ^3He при комнатной температуре можно оценить, используя соотношение

$$\eta = 7,32 \times 10^{-2} \cdot p \text{ (бар)} \cdot d \text{ (см)} \cdot \lambda \text{ (Å)} \quad (3)$$

где p - давление газа, d - длина пути нейтрона в газе и λ - длина волны нейтронов. Для наглядности зависимость трансмиссии и степени поляризации нейтронов от степени поляризации ^3He из уравнений 1-2 изображены на рисунке 3.

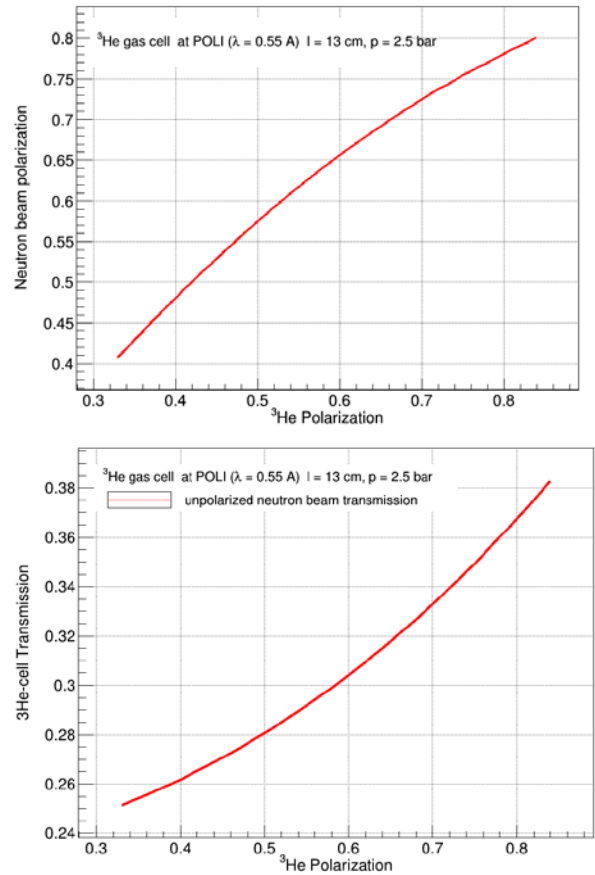
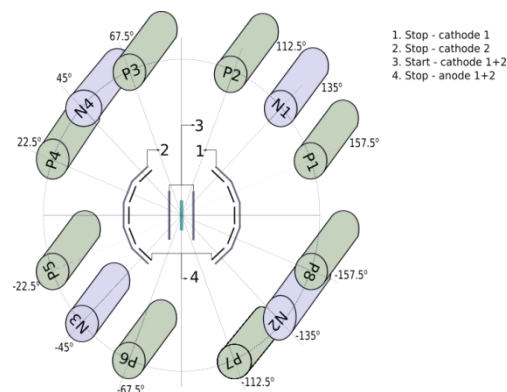


Рисунок 3 Зависимость трансмиссии и степени поляризации нейтронов от степени поляризации ^3He .

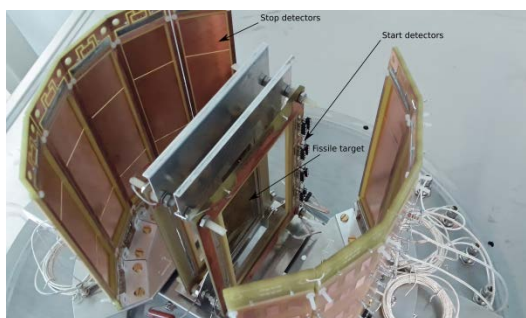
Обе, поляризатор и анализатор обеспечивали вертикальную поляризацию пучка нейтронов, в то время как для исследуемого эффекта требовалась горизонтальная (продольная) поляризация. Для изменения направления поляризации от вертикального к горизонтальному, а также для сохранения ориентации спинов нейтронов в пространстве между поляризатором и анализатором использовалась специально разработанная система управления спином, состоящая из нескольких магнитных катушек с экраном из

μ-металла, которая также позволяла осуществлять реверс направления спина в заданном положении на 180 градусов каждые 1,3 секунды.

Схематический вид камеры деления, окруженной набором гамма детекторов, показан на рисунке 4 а. Камера заполнена газом CF₄ при давлении около 10 мбар. На оси камеры располагалась урановая мишень, содержащая около 82 мг ²³⁵U (99,99%) оксида, нанесенного с двух сторон толстой алюминиевой подложки толщиной 40 × 100 мм². В качестве детекторов осколков деления использовались тонкие многопроволочные пропорциональные счетчики низкого давления (LPMWPC), размещенные на двух сторонах мишени на расстоянии ~ 3 см (стартовый детектор) и ~ 11 см (стоп-детектор) (рисунок 5).



а)



б)

Рисунок 4 – а) Схематический вид камеры деления; б) многопроволочный пропорциональный счетчик низкого давления

Восемь цилиндрических пластиковых и 4 NaI сцинтилляционных детекторов были вставлены во вращающийся держатель на расстоянии около 30 см от центра мишени, что обеспечивала последующие измерения

совпадений мгновенных гамма-лучей деления и нейтронов с осколками деления под углами ± 22,5, ± 45, ± 67,5, ± 112,5, ± 135 и ± 157,5 градусов относительно средней оси детектирования осколков.

Мгновенные нейтроны отделены от мгновенных гамма-лучей с использованием метода времени пролета (рис. 5). Каждое совпадение событий сигналов от детекторов гамма/нейтронов и фрагментов оцифровывался многоканальным TDC CAEN V775N и сохранялось вместе с информацией о направлении поляризации пучка нейтронов. Реверс поляризации происходил на частоте 1,3 Гц, входной сигнал TDC задерживался на время спина-флип нейтрона. В то же время для оперативного управления установкой частоты совпадений нейтронов/γ-лучей и осколков деления регистрировались счетчиками, которые считывались каждые 5 минут для каждого детектора. Значения асимметрий, рассчитанные по формуле:

$$R = (N^+ - N^-) / (N^+ + N^-) \quad (4)$$

постоянно контролировались. Здесь N⁺ и N⁻ - скорости счета совпадений для противоположных направлений поляризации нейтронов. Одновременно измерялась и контролировалась асимметрия скоростей счета фрагментов.

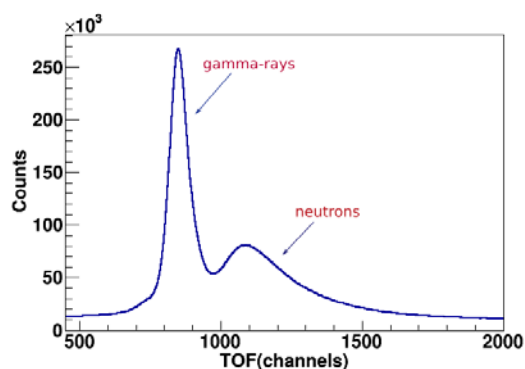


Рис. 5. Времяпролетный спектр от одного из пластиковых детекторов

Результаты и обсуждения

На рисунке 7 показано отношение анизотропии R, определенное по экспериментальным данным по формуле (4), для мгновенных гамма-лучей (слева) и нейтронов (справа), обнаруженных по совпадению с од-

ним из осколков деления. 16 точек на рисунке — это 16 возможных комбинаций углов между сцинтилляторами и детекторами осколков. В каждой точке просуммированы события от разных сцинтилляторов и детекторов осколков, но имеющие одинаковые углы. Угловая зависимость в первом приближении может быть профитирована функцией $F=A \cdot \sin(2\theta)$, которая показана на графиках. Параметр анизотропии A определяется из фита и равен $A_\gamma = (-3,8 \pm 2,8) \times 10^{-5}$ для гамма-лучей и $A_n = (+2,6 \pm 3,1) \times 10^{-5}$ для нейтронов, χ^2/N - 0,87 и 0,96 соответственно. Эти результаты можно сравнить с соответствующими значениями для ^{235}U , полученными с холодными нейтронами: $A_\gamma = (-16,6 \pm 1,6) \times 10^{-5}$ (при 45 градусах) и $A_n = (21,2 \pm 2,5) \times 10^{-5}$ (при 22,5 градусах). Отсюда следует, что эффект определенно меньше, чем при индуцированном делении холодными нейтронами.

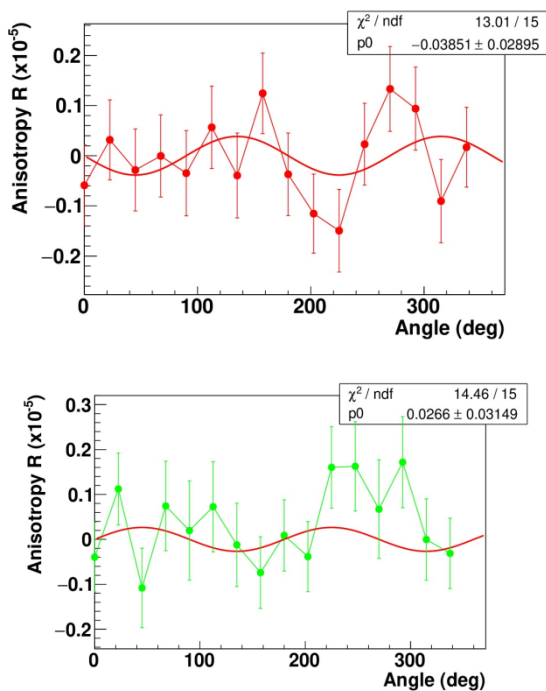


Рисунок 7 – Отношение анизотропии R как функция угла для гамма-лучей (слева) и нейтронов (справа).

Следует отметить, что авторы [15], разработавшие одну из наиболее полных моделей TRI- и ROT-эффектов, предсказали такое уменьшение коэффициента анизотропии для резонанса 0,27 эВ ^{235}U на основе известных вкладов от $J = 3$ и $J = 4$ частичных сече-

ний для этих ядер и от значения наиболее вероятного K -канала для этих спинов, полученных из их работы. Таким образом, результаты нашего эксперимента согласуются с самым современным теоретическим предсказанием модели.

Мы считаем, что важно продолжить такой тип экспериментов, и расширить измерения до более высоких энергий, например, к резонансу 1,14 эВ, где эффект должен быть больше, чем для холодных нейтронов, и практически присутствует только $J = 4$ спиновое состояние.

Литература:

1. P. Jesinger, G. V. Danilyan, A. M. Gagarski, P. Geltenbort, F. Goennenwein and et al., Phys. At. Nucl. **62**:9, 1608-1610 (1999).
2. P. Jesinger, A. Koetzle, A. Gagarski, F. Gönnenwein, G. Danilyan and et al., Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. **440**, 618-625 (2000). [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(99\)01051-7](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(99)01051-7)
3. K. Schreckenbach, J. van Klinken, and J. Last, Proceedings of the 2nd International Workshop on Time Reversal Invariance and Parity Violation in Neutron Reactions, Dubna, Russia, May 4–7, 1993, (World Scientific Publishing Company, Singapore, 1994), p. 187.
4. G.V. Danilyan, J. Klenke, V.A. Krakhotin, V.L. Kuznetsov, V.V. Novitsky and et al., Phys. At. Nucl. **72**, 1872-1877 (2009). DOI: 10.1134/S1063778809110027
5. G.V. Danilyan, J. Klenke, V.A. Krakhotin, Yu.N. Kopatch, V.V. Novitsky and et al., Phys. At. Nucl. **74**, 697-701 (2011). DOI:10.1134/S1063778811050061
6. G.V. Danilyan, J. Klenke, Yu.N. Kopatch, V.A. Krakhotin, V.V. Novitsky and et al., Phys. At. Nucl. **77**, 677-681 (2014).
7. F. Gönnenwein, EPJ Web of Conferences **62**, 07002 (2013). DOI:10.1051/epjconf/20136207002
8. G. V. Danilyan, JETP Letters **107**:4, 216-218 (2018). DOI: 10.1134/S002136401804001X
9. Yu.N. Kopatch, V.V. Novitsky, G.S. Ahmadov, A.M. Gagarsky, D. Berikov and et al., EPJ Web of Conferences **169**, № 00010 (2018). <https://doi.org/10.1051/epjconf/201816900010>
10. V. E. Bunakov and S. G. Kadmsky, Phys. At. Nucl. **66**, 1846-1860 (2003). DOI: 10.1134/1.1619496

11. V. E. Bunakov, S. G. Kadmsky, and S. S. Kadmsky, Phys. At. Nucl. **71**, 1887-1906 (2008). DOI:10.1134/S1063778808110069
12. V. E. Bunakov and S. G. Kadmsky, Phys. At. Nucl. **74**, 1655-1661 (2011). DOI: 10.1134/S1063778811110068
13. A. L. Barabanov, in Proceedings of the IX International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei, Dubna, May 23–26, 2001 (Dubna, Russia, 2001), p. 93.
14. A. L. Barabanov, Phys. Part. Nucl. Lett. **10**, 336-339 (2013). DOI: 10.1134/S154747711304002X
15. A. Gagarski F. Goennenwein, I.Guseva et al., Phys. Rev. C **93**, 054619 (2016)
16. V. Hutanu, J. Large-Scale Res. Facil. **1**, A16 (2015). DOI: 10.17815/jlsrf-1-22
17. L. C. Leal, G. de Saussure and R. B. Perez, Nuclear Science and Engineering **109**, 1-17, (1991) DOI: 10.13182/NSE91-A23840
18. <https://www.mlz-garching.de/poli>
19. V. Hutanu, M. Meven, S. Masalovich, G. Heger, and G. Roth, J. Phys.: Conf. Ser. **294**, 012012 (2011)
20. V. Hutanu, M. Meven, S. Masalovich and G. Heger, Physica B **397**, 135-137 (2007)
21. V. Hutanu, M. Meven, A. Sazonov and G. Heger, Meas. Sci. Technol. **19**, 034010 (2008). doi:10.1088/0957-0233/19/3/034010
22. S. Masalovich and O. Lykhvar, Journal of Physics: Conference Series **294**, 012016 (2011). doi:10.1088/1742-6596/294/1/012016
23. V. Hutanu, M. Meven, S. Masalovich, G. Heger and G. Roth, Journal of Physics: Conference Series **294**, 012012 (2011). doi:10.1088/1742-6596/294/1/012012
24. S. Masalovich, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. **581**, 791-798 (2007). doi:10.1016/j.nima.2007.08.150

Принято к печати 25.11.19

Бериков Д.Б.^{1,4}, Копач Ю.Н.¹, Новицкий В.В.^{1,2}, Ахмадов Г.С.^{1,7}, Гагарский А.М.³,
Жумадилов К.Ш.⁴, Данилян Г.В.^{1,2}, Хутану В.⁵, Кленке Й.⁶, Масалович С.⁶

¹Объединенный Институт Ядерных Исследований, 141980 Дубна, Россия

²Институт теоретической и экспериментальной физики Национального исследовательского центра "Курчатовский институт" 117218 Москва, Россия

³Петербургский институт ядерной физики Национального исследовательского центра "Курчатовский институт", 188300 Гатчина, Россия

⁴Евразийский Национальный Университет им. Л.Н. Гумилева, 010000Нур-Султан, Казахстан

⁵RWTH Ахенский университет и JCNS Юлихский исследовательский центр, 85748 Гархинг, Германия

⁶Исследовательский нейтронный источник Хайнц Майер-Лейбниц, D-85747 Гархинг, Германия

⁷Национальный центр ядерных исследований, Баку, Азербайджан
(E-mail: ^{1,4}daniyar.berikov@gmail.com)

ЭФФЕКТ ВРАЩЕНИЯ ДЕЛЯЩЕГОСЯ ЯДРА В УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЯХ МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ И Г-КВАНТОВ ДЕЛЕНИЯ ²³⁵U В РЕЗОНАНСЕ 0.3 ЭВ НА ГОРЯЧЕМ ИСТОЧНИКЕ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ НЕЙТРОНОВ

Аннотация: Т-нечетные угловые корреляции в тройном ядерном делении (TRI и ROT асимметрии) исследовались с целью поиска нарушений временной инвариантности в нейтронно-ядерных взаимодействиях. Отличный от нуля Т-нечетный эффект был обнаружен в эксперименте по измерению асимметрии при испускании легких заряженных частиц в тройном делении ²³⁵U (TRI-эффект), выполненном на высокопоточном ядерном реакторе ILL в Гренобле коллаборацией российских и европейских институтов. Как оказалось, эффект не связан с нарушением Т-инвариантности, а может быть объяснен сложным механизмом процесса деления. Позднее ROT эффект наблюдался при испускании мгновенных гамма-квантов и нейтронов в делении ²³⁵U и ²³³U, хотя его величина была на по-

рядок меньше, чем при испускании α -частиц в тройном делении. Все эксперименты, которые были поставлены ранее, выполнены с холодными поляризованными нейтронами, что предполагает смесь нескольких спиновых состояний компаунд ядра, относительные вклады которых недостаточно хорошо известны.

В настоящей работе представлен результат первых экспериментов по измерению ROT-эффекта в делении ^{235}U горячими поляризованными нейтронами на установке POLI реактора FRM2 в Гархинге с энергиями нейтронов 0.3 эВ. Данная энергия соответствует положению первого изолированного резонанса ^{235}U .

Ключевые слова: Т-нечетные эффекты в делении ядер, ROT-эффект для γ -квантов и нейтронов.

Беріков Д.Б.^{1,4}, Копач Ю.Н.¹, Новицкий В.В.^{1,2}, Ахмадов Г.С.^{1,7}, Гагарский А.М.³, Жумадилов К.Ш.⁴, Данилян Г.В.^{1,2}, Хутану В.⁵, Кленке Й.⁶, Масалович С.⁶

¹Біріккен ядролық зерттеу институты, 141980 Дубна, Ресей

²"Курчатов институты" Ұлттық зерттеу орталығының теориялық және эксперименталдық физика институты, 117218 Мәскеу, Ресей

³"Курчатов институты" Ұлттық зерттеу орталығының Петербург ядролық физика институты, 188300 Гатчина, Ресей

⁴Л.Н. Гумилев атындағы Еуразия ұлттық университеті, 010000 Нұр-Сұлтан, Қазақстан

⁵RWTH Ахен университеті және JSNS Юлих зерттеу орталығы, 85748 Гархинг, Германия

⁶Хайнц Майер-Лейбниц нейтрондық зерттеу көзі, 85748 Гархинг, Германия

⁷Ұлттық ядролық зерттеу орталығы, AZ1000 Баку, Әзірбайжан

ЫСТЫҚ ПОЛЯРЛАНҒАН НЕЙТРОНДАР КӨЗІНДЕ ^{235}U 0.3 ЭВ РЕЗОНАНСЫНДА БӨЛІНУІ КЕЗІНДЕГІ ЛЕЗДІК НЕЙТРОНДАР МЕН Γ -КВАНТАРДЫҚ БҰРЫШТЫҚ ШАШЫРАУЛАРЫНДАҒЫ БӨЛІНУШІ ЯДРОНЫҢ АЙНАЛУ ЭФФЕКТИСІ

Андатпа: Үштік ядролық бөліну кезіндегі Т-тақ бұрыштық корреляциялар (TRI және ROT асимметриялар) нейтрон-ядролық әсерлесу кезіндегі уақыт инвариантының бұзылуын іздеу мақсатында зерттелді. Нөлге тең емес Т-тақ эффект Ресей мен Еуропа институттарының коллаборациясы арқылы Гренобльдегі жоғары ағындық ILL ядролық реакторда жүргізілген, ^{233}U үштік бөлінуі кезіндегі жеңіл зарядталған бөлшектердің ұшып шығу асимметриясын (TRI) өлшеуге бағытталған экспериментте табылды. Эффект Т-инвариантының бұзылуымен байланысты емес, бөліну процессінің қиын механизмі арқылы түсіндіруге болатыны анықталды. Кейінірек ROT эффект ^{235}U және ^{233}U бөлінуі кезіндегі лездік гамма-кванттар мен нейтрондар үшін анықталды, алайда оның мәні үштік бөліну кезіндегі α -бөлшектердің ұшып шығуымен салыстырғанда бір дәрежеге төмен. Осыған дейін қойылған эксперименттердің барлығы суық полярланған нейтрондармен жасалған, бұл кезде компаунд ядроның бірнеше спиндік күйлер қоспасы байқалады және олардың қосар үлесі белгілі емес.

Осы жұмыста Гархингтегі FRM-II реакторындағы POLI қондырғысында 0.3 эВ ыстық полярланған нейтрондармен ^{235}U бөлінуі кезіндегі ROT-эффектіні өлшеуге бағытталған алғашқы эксперименттің нәтижелері көрсетілген. Бұл энергия ^{235}U бірінші окшаланған резонансына сәйкес келеді.

Түйін сөздер: Ядролардың бөлінуі кезіндегі Т-тақ эффектілер, γ -квантар мен нейтрондар үшін ROT-эффект.

**Berikov D.B.^{1,4}, Kopatch Yu.N.¹, Novitsky V.V.^{1,2}, Ahmadov G.S.^{1,7}, Gagarski A.M.³,
Zhumadilov K.Sh.⁴, Danilyan G.V.^{1,2}, Hutanu V.⁵, Klenke J.⁶, Masalovich S.⁶**

¹Joint Institute for Nuclear Research, 141980 Dubna, Russia

²Institute for Theoretical and Experimental Physics of National Research Centre “Kurchatov Institute”, 117218 Moscow, Russia

³Petersburg Nuclear Physics Institute of National Research Centre “Kurchatov Institute”, 188300 Gatchina, Russia

⁴L.N. Gumilyov Eurasian National University, 010000 Nur-Sultan, Kazakhstan

⁵RWTH Aachen University and JCNS at Maier-Leibnitz Zentrum, 85748 Garching, Germany

⁶Forschungs-Neutronenquelle Heinz Maier-Leibnitz, 85747 Garching, Germany

⁷National Nuclear Research Center, AZ1000 Baku, Azerbaijan.

EFFECT OF ROTATION OF FISSIONING NUCLEI IN THE ANGULAR DISTRIBUTIONS OF PROMPT NEUTRONS AND Γ -RAYS IN FISSION OF ^{235}U IN 0.3 RESONANCE AT THE HOT SOURCE OF POLARIZED NEUTRONS

Abstract: T-odd angular correlations in ternary nuclear fission (TRI and ROT asymmetries) were studied with the aim of finding a violation of Time Reversal Invariance (TRI) in neutron-nuclear interactions. A nonzero T-odd effect was discovered in an experiment to measure asymmetry in the emission of light charged particles in the ^{233}U ternary fission (TRI effect), which was performed at a high-flux ILL nuclear reactor in Grenoble by the collaboration of Russian and European institutions. As it turned out, the effect is not associated with violation of T-invariance, but can be explained by a complex mechanism of the fission process. Later, the ROT effect was observed in the emission of prompt gamma-rays and neutrons in fission of ^{235}U and ^{233}U , although its magnitude was an order of magnitude smaller than in the emission of α - particles in ternary fission. All experiments up to now were performed with cold polarized neutrons, which suggests a mixture of several spin states of the compound nucleus, the relative contributions of which are not well known.

Our work presents the results of the first experiments to measure the ROT effect in the fission of ^{235}U by hot polarized neutrons at the POLI facility of the FRM-II reactor in Garching with neutron energies of 0.3 eV. This energy corresponds to the position of the first isolated resonance of ^{235}U .

Key words: T-odd effects in the fission of heavy nuclei, ROT-effect for prompt γ -rays and neutrons.

МРНТИ: 27.19.19; 27.19.21; 27.29.15; 27.31.17; 29.01.11; 29.17.01.11; 30.17.01

В.В. Проняев

ООО «Цвет» (издательская и научная деятельность), г. Воронеж, Россия

E-mail: orion22@box.vsi.ru**В ПОИСКАХ ЭФФЕКТИВНЫХ ПОДХОДОВ В РЕШЕНИИ ПРОБЛЕМ
ТУРБУЛЕНТНОСТИ ЖИДКОСТИ С ПОЗИЦИИ РАЗНЫХ РАЗДЕЛОВ МА-
ТЕМАТИКИ**

Аннотация: С задействованием разных разделов математики: твисторных пространств, гомологических умножений, Д-энтропии, симметризации теории функций комплексного переменного, теории пересечений и др., с позиции сопоставления результатов с соответствующей аналитической «техникой» (из этих разделов) с подобными результатами режима турбулентности жидкости, предлагается Модельное предложение для дальнейших исследований проблем турбулентности, где больше детерминистского «наполнения», в том числе и последующего написания алгоритмов для **проведения вычислительного эксперимента**. Также формулируется основная причина механизмов зарождения турбулентности в жидкости и не на основе странного аттрактора, а с позиции вышеуказанной аналитической «техники», в которой основную роль играет закон сохранения энергии с соответствующим «регулятором» совместно с теориями Д-энтропии/ОНДС (открытые неравновесные динамические системы) и не только в турбулентности, а в более широком обобщении, касающегося нашего Мироздания.

Ключевые слова: твисторный, энергия, Д-энтропия, траектория, кривая, дифференциальный, пучок, гомологические, когомологические, умножения, регулятор, канализирующий.

Введение.

Данная статья должна представлять интерес в основном для читателей из научных центров, которые располагают ресурсами для выполнения соответствующих исследований, в том числе и *проведения вычислительного эксперимента (вся необходимая теоретическая база для этого здесь даётся)*. В своё время, А.Н. Колмогоров предложил описывать свойства развитой турбулентности на основании законов подобия. Существует и другой подход к турбулентности, принадлежащий Л.Д. Ландау и Э. Хопфу, где в основу берутся модели зависящие от параметра, которые становятся более сложными именно при изменении параметров и далее они уже рассматриваются как турбулентные. Э. Лоренц в этой связи предложил следующую систему 3-ёх обыкновенных дифференциальных уравнений [1]:

$$\begin{aligned} dx_1/dt &= -ax_1 + ax_2 \\ dx_2/dt &= rx_1 - x_2 + x_1x_3 \\ dx_3/dt &= -bx_3 - x_1x_2 \end{aligned} \quad (1).$$

Здесь a, r, b — вещественные параметры с определённым физическим смыслом. Система (1) — есть простейшая нелинейная система. Заметим, что пространство элементарных событий, отвечающих системе (1), есть трёхмерное пространство \mathbf{R} с отдельным элементарным событием $w = (x_1, x_2, x_3)$. При этом теория вероятностей применима, т.к. имеется значительное количество траекторий. И что самое главное, здесь это то, что для любой последовательности переходов между подпространствами, найдется траектория, которая эту последовательность реализует и далее решения системы (1) представляет собой однопараметрическое семейство случайных величин со свойствами перемешивания и регулярности возникающего случайного процесса.

Заметим, что случайность появляется только в начальный момент времени и эволюция точки $w(0)$ чисто детерминированная. И здесь, по-прежнему остаётся главный вопрос, — какая же причина (главная) зарождения вышеуказанной траектории, реализующая последовательность переходов между подпространствами и вообще — турбулентного режима. В дальнейшем будем называть её траектория реализации.

Формулировка результатов по части проблем турбулентности жидкости

Основная причина зарождения турбулентности, это — именно превышающая определённый порог, разность энергетических составляющих режимов подсистем (подпространств), или их дисбаланс с инерциальной составляющей в контексте закона сохранения энергии, которая (разность) неизбежно приводит к появлению этой траектории реализации, объединяющая и реализующая эту последовательность переходов. А все объяснения зарождения турбулентности в жидкости на основе понятия странного (нерегулярного) аттрактора, есть всего лишь следствие от вышеуказанной причины, в смысле — как последующий фактор продолжения дальнейшего усложнения динамики системы.

Важно отметить, что неизбежность появления этой траектории реализации обусловлена необходимостью наличия «канализирующего» фактора, возникающего из-за этого дисбаланса, призванного именно «убрать» возникающую при этом «неконтролируемую» энергию при «перетекании» энергии подсистем друг в друга с учётом их инерциальности. Ведь закон сохранения энергии, в смысле его «регулятор», жёстко контролирует этот процесс. В смысле система при развитии такого «сценария» (состояния турбулентности) «включает» механизм защиты, т.е. «канализирующий» фактор (траекторию реализации) для «неподконтрольной» энергии. Короче, динамическая система «ищет» выход из этой ситуации.

С целью показать именно универсальность логических построений, в контексте поиска эффективных «инструментариев», здесь было предложено Модельное предложение (с доказательством) из различных разделов математики с их «взаимопроникновением», где за основу берутся математические объекты (как аналоги), объединяющие эти разделы математики на основе подобия логических построений при доказательстве различных утверждений с последующими обобщениями, которые и дают основание для формулировки основного результата (см. выше), а также для дальнейшего исследования предлагается уравнения (11), (11a), (13) и (14) в аспекте рассмотрения как системы, в т.ч. и выборочно — см. далее по тексту, как *аналог* системе (1) Э. Лоренца, которые на взгляд автора превнесут более «насыщенное» математическое «наполнение» совместно с представленными здесь разделами математики для решения проблем турбулентности с последующей алгоритмизацией и проведения вычислительного эксперимента. Вобщем данная работа носит междисциплинарный характер, с более выраженным детерминистским «наполнением».

Представление разделов математики (как вводящие в курс дела — это необходимо для облегчения дальнейшего чтения читателю)

А). Помятуя о *свободе выбора* пространств, которой, как довольно известно рекомендовала пользоваться О.А. Ладыженская при попытках решения задачи тысячелетия — уравнения Навье-Стокса, обратимся к твисторным пространствам с твисторным анализом гармонических отображений в статье [2]. В интересующем в дальнейшем нас аспекте, рассмотрим энергию $E(f)$ отображения f в контексте $SO(3)$ -модели, касающейся топологически нетривиальных решений в рамках описания решений некоторой модели с выяснением условий, при которых эти решения исчерпывают все критические точки лагранжиана. Заметим, что гладкие

отображения f , задаваемые голоморфными функциями при $\deg f \geq 0$ и антиголоморфными при $\deg f \leq 0$, реализует минимумы функционала энергии $E(f)$. Здесь $\deg f$ — есть степень отображения. Заметим, что здесь на евклидовой плоскости \mathbf{R} задаётся гладкое отображение $f: \mathbf{R} \rightarrow S$, где S — двумерная сфера входящая в \mathbf{R}^* , где $*$ — размерность равная трём. При этом вектор $f(x)$ — принадлежит \mathbf{R}^* . Но удобнее переходить к формулам в комплексных координатах с учётом стереографической проекции. В итоге получают следующую оценку:

$$E(f) \geq 4\pi |\deg f| \quad (2),$$

где π — число «пи».

Помимо минимумов, функционал энергии $E(f)$ может иметь так называемые «седловые» критические точки. При этом критические точки $E(f)$ называются гармоническими отображениями в аспекте рассмотрения римановых многообразий $f: M \rightarrow N$. Здесь f — гладкое отображение, M и N — римановы многообразия снабжённые римановой метрикой. Выражение энергии здесь имеет вид:

$$E(f) = \frac{1}{2} \int |df(p)|^* \text{vol} \quad (3),$$

здесь p — точка с учётом касательного расслоения, $|df(p)|^*$ — норма (в квадрате), вычисленная в римановой метрике, vol — мера на M , порождённая метрикой g . Немаловажно, что если

$f: M \rightarrow N$ есть изометрическая иммерсия, т. е. имеем некоторое равенство метрик, то для многообразия именно произвольной размерности отображение f — гармонично тогда и только тогда, когда оно является минимальной иммерсией. Далее заметим, что гармонические отображения, факторизируемые с помощью редукций и расширений описывают в терминах голоморфных отображений, т. е. имеем процедуру кодирования замещений голоморфными отображениями в грассманианы. При твисторной интерпретации гармонических отображений были построены канонические твисторные расслоения задаваемые так называемыми флаговыми многообразиями. Инвариантные, почти комплексные структуры на этих многообразиях описываются с помощью

«турниров», т. е. специальных графов с игроками. При этом набор подрасслоений определённого типа $\underline{F} = (E_1, \dots, E_k)$ — называют движущимся флагом на M , а любое гармоническое отображение является проекцией голоморфной кривой в многообразии флагов. При рассмотрении некоторого изоморфизма расслоений имеют полную голоморфную кривую. С учётом групп Ли G и грассманова многообразия имеем выражение для разности энергий с учётом гладких семейств проекторов \underline{P} на M и отображения f' , связанное с f через выражение для семейства проекторов:

$$E(f') - E(f) = \text{vol}(M) cI(\underline{P})[M] \quad (4).$$

Здесь $cI(\underline{P})$ — первый класс Черна (связан с гауссовыми поднятиями) расслоения \underline{P} , $[M]$ — фундаментальный класс M . Также имеем следующую оценку, выраженную через nG — целое число, определяющееся квадратом длины наибольшего корня компактной группы Ли G :

$$E(f') \leq E(f) - 16\pi nG \quad (5).$$

При рассмотрении гармонических отображений в эрмитово симметрическое пространство непостоянной голоморфной секционной кривизны с учётом, что f не голоморфно, т. е. эти пространства являются неустойчивыми, то имеем оценку:

$$E(f) \geq 4\pi / c\{|\deg f| + 2\} \quad (6).$$

Здесь c — есть максимум из голоморфных секционных кривизн. При этом, если комплексное проективное пространство наделено метрикой постоянной голоморфной секционной кривизны c , или c есть максимум из голоморфных секционных кривизн N , то имеем следующую оценку с достаточно большой энергией с неустойчивыми пространствами:

$$E(f) \geq 4\pi / c\{3|\deg f| + 4\} \quad (7).$$

Важно отметить, что если $f: M \rightarrow \mathbf{CP}$ — есть полная голоморфная кривая, то ей «сопутствуют» ft — ассоциированные кривые отображения f (здесь \mathbf{CP} — проективное комплексное пространство). Вобщем здесь было приведено несколько различных конструкций гармонических отображений, но далеко не всех. Более

подробно — см. статью [2]. Самое главное, в аспекте дальнейшего анализа, здесь имеем как бы «кодирующие» объекты (как ранее упоминалось), т.е. способность к замещению (посредством редукций и расширений) в дальнейших исследованиях проблем турбулентности, а это — энергия, голоморфные и ассоциированные кривые, точка.

Г). Далее, самое время напомнить об ОНДС (открытых неравновесных динамических систем) из статьи [3], где именно с позиции детерминизма происходит построение законов развития физической картины мира, в которой они (ОНДС) выступает как основной структурный элемент природы. При этом законы системы определяются законами динамики их элементов. Заметим, для данной статьи самое главное, что гармония с внешними ограничениями достигается благодаря балансу потоков энергии, вещества и энтропии для ОНДС, что позволяет формализовать решение задач по изучению ОНДС. А само понятие Д-энтропии распространяется на любые ОНДС, обладающие внутренней иерархической структурой и работа внешних сил тратится не только на перемещение ОНДС, но и на увеличение её внутренней энергии, т.е., на приращение Д-энтропии ОНДС. Напомним, Д-энтропия определяется, как относительное приращение внутренней энергии системы за счёт энергии её движения, т.е. характеризует изменение внутренней энергии системы при совершении над ней работы по её перемещению. И что самое важное, это то, что сумма внутренней энергии движения при возможности изменения каждого из её членов сохраняется. Это представляет собой закон сохранения энергии открытой системы. Показана возможность формализации взаимосвязей законов на всех ступенях бесконечной иерархической лестницы материи с приведением соответствующих уравнений баланса. Вообще ОНДС — мощный «инструментарий» для познания нашего Мироздания. Это моделирование должно ещё раз, на основании математического «наполнения»,

подтвердить корректность подхода с участием теории ОНДС совместно с разными математическими областями в познании (с учётом детерминизма).

Напомним одно из фундаментальных уравнений движения системы ОНДС (с учётом дифференцирования):

$$MN\dot{V}N = -F - aNVN \quad (8),$$

$$aN = (\Phi + E')/VN \quad (8a),$$

где MN — масса МТ (материальных точек) системы в количестве N ; VN — скорость ЦМ (центра масс) системы; F — сила приложенная к ЦМ системы, определяющая движение в целом; aN — коэффициент определяющий изменение внутренней энергии (Φ и E'), здесь этот 2-ой член правой части уравнения (8) обуславливает изменение энергии движения. Здесь заметим, если N , будет стремиться в бесконечность при условии равновесности системы, то увеличение внутренней энергии необратимо и такая система называется структурированной частицей (СЧ), для которой уже справедлив второй закон термодинамики. Далее в этой иерархии идут неравновесные системы (НС), в которой структурным элементом является СЧ, при этом вводится понятие энергии НС — ENS с соответствующим уравнением для этой энергии (более подробно в [3]). При этом иерархическая «лестница» материи выглядит так:

$$MT \rightarrow СЧ \rightarrow НС \rightarrow ОНДС \quad (8б).$$

Об остальных разделах математики, информация о соответствующих известных результатах, будет даваться по ходу изложения доказательства Модельного предложения.

Модельное предложение.

Далее, на основании представленных выше областей математики, в аспекте их «взаимопроникновения», сформируем Модельное предложение.

Модельное предложение: При рассмотрении как модели, состоящей из различных математических областей знаний из п. 3(см. выше), в их «взаимопроникновении», т. е. в сопоставлении, превнесении

в аспекте подобия действия характерных приёмов, или аналогичных особенностей логических построений одинаковых по смыслу объектов этих областей с известными результатами из проблем турбулентности жидкости, например системой дифференциальных уравнений (1), возможно ответить на основной вопрос — объяснение механизмов зарождения турбулентности в жидкости и не на основе понятия странного аттрактора (это основной результат — см.р. 2 — Формулировка результатов). А также продолжить исследования структуру и устойчивость возможных предельных режимов на основе уравнений (11), (11а), (13) и (14) в аспекте системы, в т.ч. и выборочно — (см. далее по тексту), аналогичных системе уравнений (1) на основе сопоставления её объектов с разнообразным математическим «наполнением» представленных здесь разделов математики (с дальнейшим составлением алгоритмов для проведения вычислительного эксперимента и последующим сравнением этих результатов с типовыми результатами системы (1)). **Доказательство.**

а) Вначале рассмотрим систему Навье-Стокса. Уравнение Навье-Стокса, основано на законах Ньютона, где ускорение частицы пропорционально действующей на неё силе. Здесь, для того, чтобы «взять» поток под «контроль», законам Ньютона сопоставим твисторный анализ с гармоническими отображениями в аспекте с «движущимися» флагами, причём заметим — частицам жидкости возможно сопоставить игроков турнира (см. п. 3А). Самое главное есть энергия и её оценка — см. выражения с (2) по (7). Ясно, что они в принципе равноценны и отличаются всего лишь разным математическим «наполнением». Здесь имеем как устойчивые, так и неустойчивые отображения (вариации, множества) — когда поток становится турбулентным, численные методы решения уравнения Навье-Стокса приводят к тому, что компьютер тратит непозволительно огромное количество времени на решение. Короче, при

рассмотрении в сопоставлении с системой Навье-Стокса математического «наполнения» из п. 3А, имеем условно говоря тот самый «регулятор», — аналог мажоранте M по Л. А. Ладыженской. Этот «регулятор» представлен в образе энергии с её оценкой (например см. выражение (6), точек («седловые» критические точки), которым сопоставимы известные точки x из задачи Навье-Стокса (нахождение вектора скорости $u(t, x)$, давление $p(t, x)$) и кривые (голоморфные, траектории). Что касается последних, то довольно известным фактом, а это увеличенные в несколько раз изображения турбулентного потока, смоделированного например компьютерной системой VAPOR, видна интенсивность завихренности: происходит формирование вихревых струек, как длинных тонких структур, собирающиеся в пучки, т.е. более крупные структуры по длине и сечению. Заметим, что числитель из выражения (8а) возможно сопоставить например с оценочным выражением (2), т.е.

$$\Phi + E' \sim vol(M)cI(P)[M].$$

В выражении (8) присутствует скорость, при этом заметим, что оно получается, когда последовательно рассматривается свойства динамики системы потенциально взаимодействующих одинаковых МТ с их координатами и скоростями.

При этом задействуются координаты и скорости МТ в лабораторной системе координат с потенциальной и кинетической составляющими внутренней энергии, а в теории потенциала есть понятие плотности при рассмотрении пространства мер и зарядов.

Всё (в смысле любой анализ, каких-то объектов, а тем более поток жидкости) в основном начинается с энергетической составляющей (составляющих). Кстати, там же в [2], рассматривается случай нахождения уравнения Эйлера-Лагранжа для функционала энергии. Это основа, или «базовая платформа» построения в основном всех систем. В нашем случае, к этой энергии добавляются сопутствующие объекты: точка и кривая (траектория).

Вывод по системе Навье-Стокса: Данные выкладки, возможно будет в дальнейшем сопоставить с другими решениями этой задачи, в т. ч. и с попытками её решения, именно с оценочных позиций по отношению к определённой мажоранте M (по Л. А. Ладыженской).

б) На предмет вышеуказанных пучков, заметим из [4], что «при любых конструкциях когомологий ... общих пространств, именно возникающие дифференциальные пучки цепей отличаются одинаковыми довольно специфическими свойствами: носителями их сечений всегда локально компактны, а сами пучки являются объединениями своих подпучков, сосредоточенных на компактных пространствах». Однозначно, это свойство даёт нам право образно сопоставить объекты когомологий в контексте их конструкций с вышеуказанными описаниями турбулентного потока. Ясно, что здесь имеем подобие логических построений с главным «объединяющим» объектом — *пучки*.

При наличии мультипликативной структуры в когомологиях, имеем умножение классов когомологий, базирующиеся на преобразовании в сечения дифференциального пучка

$$J^*(L) \wedge J^*(G) \quad (9)$$

тензорного произведения комплексов сечений 2-ух ациклических резольвент $J^*(L)$ и $J^*(G)$, при этом пучок (9) оказывается резольвентой пучка $L \wedge G$ (здесь знак \wedge — обозначает преобразование называемое умножением). Этим структурам очевидно сопоставимы их аналоги: «перемешивание» из п.1 режима турбулентности и вышеуказанного описания завихренности с пучками. Существенное место в этой теме занимает именно описание пучков цепей. Через $\mathbf{H}^*(L)$ — обозначают гипергомологии дифференциального пучка L для функтора Γf сечений с носителями в некотором семействе f .

Напомним, что если L — дифференциальный пучок с дифференциалом d , понижающий градуирующую степень на 1, то T^*L — инъективная резольвента Картана-

Эйленберга градуированного дифференциального пучка L . При этом, существуют точные последовательности дифференциальных пучков

$$0 \rightarrow L' \rightarrow L \rightarrow L'' \rightarrow 0 \quad (10)$$

и некоторого пучка G

$$0 \rightarrow L' \wedge G' \rightarrow L \wedge G \rightarrow L'' \wedge G'' \rightarrow 0 \quad (10a),$$

где для элементов a и v , принадлежащих соответственно $\mathbf{H}^*(L')$ и $\mathbf{H}^*(X, G)$ справедливо соотношение

$$\bar{b}(a) \wedge v = \bar{b}(a \wedge v) \quad (10b),$$

где \bar{b} — связующие гомоморфизмы в соответствующих точных последовательностях гипергомологий и когомологий пространства X .

Всё это аналогия с позиции подобных сопоставлений с «картиной» турбулентности, в том числе и с описаниями начала завихренности, последовательностью начала переходов (см. выражения с (10) по (10b)).

Заметим, что пучки сингулярных коцепей $S^*(G)$ составляют резольвенту постоянного пучка G лишь при ограниченных на пространство X , типа гомологической локальной связности. Необходимым и достаточным является всякий коцикл, заданный на открытом множестве U из X , когомологичный нулю на малых окрестностях точек множества. Это всё к эволюции точки $w(0)$ — см. p.1.

Здесь важно, например, что если L — некоторый дифференциальный пучок, то $F^*(L)$ — биградуированный дифференциальный пучок, представляющий собой резольвенту Картана-Эйленберга $C^*(L)$ дифференциального пучка L (резольвенты напомним бывают разные). В эту резольвенту входят пучки, которые f — ациклически. Это всё есть некоторая аналогия построения подобной «конструкции» изображения турбулентного потока. Вообще резольвенты отвечают конкретным коцепям. А умножение в когомологиях определяется перемножением коцепей, которое однозначно можно сопоставить свойствам перемешивания турбулентного процесса. Заметим, что при любом выборе цепей, определяющих гомотопии топологического пространства X , с

учётом сопоставления открытым множеством U входящим в X комплексов цепей $C(X, X \setminus U; A)$ пар $(X, X \setminus U)$ — есть дифференциальный предпучок. Здесь A — коэффициент. Это всё к нахождению аналога («коварианта») системы дифференциальных уравнений (1) Э. Лоренца. При рассмотрении операций \wedge — умножения гомологий и когомологий существуют различные подходы.

Существуют следующие зависимости (с учётом полного дифференциала d), где имеем представление, например для n — мерной цепи h и q — мерной коцепи j , при этом в конечном итоге (подход Масси) имеем следующие зависимости:

$$\partial(h \wedge j), g) = (h \wedge g, dj) = (h, j \wedge dg) \quad (11)$$

$$d(j \wedge g) = dj \wedge g + (-1)^* j \wedge dg \quad (11a).$$

Здесь g — промежуточный элемент в коцепях и $* = q$, или $* = q + 1$ (здесь это расхождение несущественно).

в) Сопоставим на предмет подобия построений соответствующих конструкций содержания предыдущих пунктов а) и б). Обнаруживается много общего (частично это ранее по тексту отмечалось). Например, имеем пучки, предпучки, резольвенты, цепи, коцепи из п.б), которые сопоставимы со струйками собирающимися в пучки с образованием более крупных структур из п. а) и с подпространствами и траекториями из п. 1, в том числе траекторией реализации (ведь это ничто иное образно говоря — резольвента, с входящими туда ациклическими пучками). В первом приближении также возможно сопоставить систему (1) Э. Лоренца с зависимостями (11) и (11a). Здесь обращает на себя внимание то обстоятельство, что в системе (1) и (11) с (11a) имеем по три весьма схожих объекта (элемента): соответственно с одной стороны: $\partial x_1 / \partial t$; $\partial x_2 / \partial t$; $\partial x_3 / \partial t$ и $d(h \wedge j)$; dj ; $j \wedge dg$, или $d(j \wedge g)$; $dj \wedge g$; dg (см. (11) и (11a)). При этом аналоги вещественных параметров системы (1) «интегрированы» в другие элементы зависимостей (11) и (11a).

Всё это хорошо для дальнейших исследований режимов турбулентности с позиции приведённой здесь моделей с аналитической «техники» и в конечном итоге

проведения вычислительного эксперимента с получением конкретных результатов с последующим сравнением их с результатами системы (1). Но нет пока ответа на главный вопрос. А это, что же за основная причина зарождения турбулентности?

г) В р.3, при рассмотрении твисторных пространств, отмечалось о r -ой ассоциированных кривых. При этом имеем полную голоморфную кривую и в сопоставлении с ней полярную кривую, которые можно сопоставить с траекторией реализации режима турбулентности, а r — ассоциированные кривые с множеством траекторий турбулентности.

И самое важное здесь имеем разницу энергий — см. оценки (2), (5), (6) и (7), а также выражения для энергии — (3) и (4). Проанализируем вышесказанное с позиций Д-энтропии/ОНДС. Например, одна из оценок — (5), наталкивает на мысль, что при образовании струек с разными энергетическими составляющими, процесс становится всё более разбалансированным, причём в силу своей «инерционности» (см. знак \leq). Ведь как довольно известно есть понятие «инерциальное многообразие бесконечномерной динамической системы» (при разделении на «быстрые» и «медленные» движения). При этом, в силу противоположностей в этом смысле — равенства выражения динамики (8) и оценки (5), имеем, что система из значительного количества траекторий эволюционирует к траектории реализации в турбулентном режиме именно в «запрограммированном» аспекте. Как отмечалось ранее имеем аналоги — полную голоморфную кривую и резольвенту из постоянного пучка из соответствующих разделов математики, а перемешивание из р.1, как отмечалось ранее, есть умножение коцепей — ведь здесь не стоит забывать об оценке (7) с достаточно большой энергией, что и делает режим (с этим перемешиванием) достаточно сложным.

д) Далее подтвердим эту «запрограммированность» с позиции следующего раздела математики — по части симметриза-

ции в теории функций комплексного переменного: задачи об экстремальном разбиении [5], где обнаружим, что экстремальная совокупность областей и образует «экстремальное разбиение» (по аналогии с тоже «экстремальным» режимом турбулентности и приведённых здесь результатов из других разделов математики). Здесь имеют дело с задачами для приведённых модулей M областей относительно внутренних точек a_k ($k = 1, 2, \dots, n$) в терминах внутренних радиусов r^* . В нашем случае, для любого открытого множества B , содержащего не более, чем конечное число замыканий ортогональных траекторий некоторого квадратичного дифференциала, справедлива оценка (она представлена в упрощённом («концентрированном») виде — подробнее см. [5]):

$$M(B, \{a_k\} \{r^*\}) \leq M(G_k \{a_k\} \{r^*\}) \quad (12),$$

где G_k — является внутренним замыканием круговых областей G_1, \dots, G_n соответствующим

полюсам a_1, \dots, a_n . Кстати, здесь круговые области подобны типичной траектории — перевёрнутая на 90 градусов — 8-ка представленная на рисунке в [1].

Имея приведённые здесь сопоставления из различных разделов математики с объектами режима турбулентности — получаем всеобъемлющее подобие в логических построениях конструкций в контексте их «взаимопроникновения». Заметим, что например в оценке (12), равенство достигается при известных определённых условиях (когда имеем $B = G_k$). Аналогично и с другими здесь представленными оценками. При этом, например в оценке (7) с достаточно большой энергией и свойством неустойчивости, в сопоставлении с уравнениями (8), (8а), (8б) Д-энтропии/ОНДС, «перетекание» энергии в турбулентном режиме будет происходить достаточно сложно, т. е. в конечном итоге будем иметь пример странного аттрактора (с траекторией реализации переходов с системой (1)). А это ничто иное, как имеем наличие «канализующего фактора» («эффекта»).

Это однозначно из-за инерциональности процессов, где появляется «неподконтрольная» энергия, которая согласно Д-энтропии/ОНДС с её законом сохранения энергии и соответствующим «регулятором», должна немедленно «упорядочиться», т. е. «канализоваться». В странном аттракторе, как известно все траектории (устойчивые и неустойчивые) притягиваются — это и есть «канализационный эффект».

е) Далее обратимся к теории пересечений восходящей к У. Фултону [6]. Известная теорема Гротендика-Римана-Роха (ГРР) утверждает, что для собственного морфизма $f: X \rightarrow Y$ неособых многообразий известные характер Чженя (ch) и класс Тодда (td) находятся в определённой зависимости для любого элемента a^* группы Гротендика векторных расслоений или когерентных пучков (что и надо для сопоставления) над X и где имеем некоторое проективное многообразие P (размерности m) и резольвенты пучков. Для нашего случая важно, при сопоставлении эволюции точки $w(0)$ при турбулентном режиме с объектами теоремы ГРР, которые отображают P в точку и где $a^* = [O(n)]$. А это при доказательстве теоремы ГРР реализуется в выражении:

$$\int ch(O(n)) \wedge td(TP) = \chi(P, O(n)) \quad (13).$$

Здесь $0 \leq n \leq m$, $O(n)$ — линейное расслоение, χ — некоторая характеристика, TP — относительно касательное расслоение. Каждое сечение пучка над X задаёт линейные расслоения.

Известно также, что выражения для характера Чженя и класса Тодда связаны с известными числами Бернулли B_k , где положительные числа сменяются отрицательными, да ещё и с перемножением (см. (13)), с постепенным их усложнением (по части количества цифр в числе B_k) — вообще имеем довольно сложный и нерегулярный «образ». Э. Лоренц численно подтвердил, что при некоторых значениях параметров, решение системы (1) заполняет довольно сложную компактную часть фазового пространства и также чрезвычайно нерегулярным образом. Это

к тому, что более при детальном рассмотрении выражения (13) в сопоставлении с объектами системы (1) с последующей его алгоритмизацией, всё-таки хотя бы в первом приближении можно получить более «насыщенную» картину, отвечающей сложностям режима турбулентности, но самое главное с позиции детерминизма. Ясно, что аналоги вещественных параметров, как из (1), «интегрированы» например в выражения для классов Тодда.

ж) Подтвердить вышеуказанную «запрограммированность» с появлением траектории реализации режима турбулентности (более убедительно), можно рассмотрев в аспекте сопоставления в том числе и системы (1) с другим разделом математики — многомерная топологическая теория Галуа [7], а именно многомерных результатов о непредставимости. Напомним, что операцию N , сопоставляющую ростку аналитической вектор-функции f в точке a , принадлежащей например 3-ёх мерному комплексному многообразию C (что нам и нужно) росток аналитической функции $f^* = N(f)$ в той же точке a , называют операцией с контролируемыми особенностями. Вобщем имеем известное Утверждение: для каждого $i = 1, \dots, n$ операция дифференцирования, сопоставляющая ростку аналитической функции f в точке a росток функции df/dx_i в той же точке, является операцией с контролируемыми особенностями (что и указывает на неизбежность этой «особенности», т. е. «канализационного эффекта»). Здесь также существует замкнутое аналитическое подмножество, при этом если росток функции f (формы $a = f_1 dx_1 + \dots + f_n dx_n$) аналитически продолжается вдоль некоторой кривой в C , то вдоль этой же кривой аналитически продолжается частные производные ростка f . Заметим, что в этом контексте, при рассмотрении продолжаемости многозначных аналитических функций на аналитическое подмножество, имеем, что всякая кривая, лежащая в страте и начинающаяся в точке a (а этих кривых может быть много), поднимается на аналитическое многообразие

$R(\Gamma)$ с началом в точке a и всё это «восходит» к так называемой возмущённой кривой, т. е. аналогу траектории реализации. Далее напомним (оттуда же — из [7]) известную вполне интегрируемую систему линейных дифференциальных уравнений вида:

$$dy = Ay \quad (14),$$

где $y = y_1, \dots, y_n$ — неизвестная вектор-функция и A — матрица, состоящая из дифференциальных 1-форм с рациональными коэффициентами в C , удовлетворяющая условию полной интегрируемости $dA + A^2 = 0$ и имеющая вид:

$$A = \sum_{i=1}^n A_i \frac{dli}{li},$$

где A_i — постоянные матрицы, li — линейные неоднородные функции на C .

При этом имеем здесь некоторый «регулятор», а именно, если матрицы A_i одновременно приводятся к треугольному виду, то система (14) — решается в квадратурах (встречаются также разрешимые нетрехугольные системы). А вот, нетрехугольная вполне интегрируемая система (14) с достаточно малыми по модулю матрицами A_i — сильно неразрешима (в смысле её нельзя разрешить).

Вобщем имеем, что выражение (14), также как и предыдущие выражения (11), (11а) и (13) возможно использовать, в т.ч. и выборочно как систему и как альтернативу системе (1). *Модельное предложение доказано.*

Из этого анализа и были сформулированы результаты — см. п. 2.

Замечание: При изучении топологии косых произведений [8] возникает понятие — пучки коэффициентов, в т.ч. и ассоциированных пучков, где в основе лежит самопроизведение конкретных объектов (как «перемешивание» в турбулентном режиме).

Но самое интересное здесь, это результаты о препятствиях к распространению секущих поверхностей.

При этом ставится задача: предположим, что класс цикла $s(f)$ отличен от нуля, при этом, что нужно сделать, чтобы возможно с распространением на последних 2-ух, а может более этапов, добиться

именно последующего шага распространения?

Всё это находится в весьма интересном соответствии с позиции сопоставления, также как и выкладки в предыдущих пунктах, с исследованиями по проблемам турбулентности в статье [9], при этом можно ответить на поставленные в этой статье вопросы (но это тема уже для другой статьи). Также заметим, что вышеуказанные выражения (с (11) по (14)), возможно связать с довольно известной теорией солитонов (тоже тема для другой статьи).

Заключение

Вначале напомним недавно вышедшую на страницах данного журнала статью [10], где в рамках построения самосогласованной физической картины мира с использованием теории ОНДС (как элемента материи), присутствует такое понятие как *гармония*, которая возможна именно при балансе всех потоков энергии и энтропии для всех объектов. Здесь же, был приведён, при рассмотрении вопросов турбулентности жидкости, важный «инструментарий» этого баланса — закон сохранения энергии с его «регулятором» («канализующим фактором») в контексте известного принципа наименьшего действия классической механики. В этой статье [10], также отмечалось, что все наблюдаемые в Природе свойства живой и неживой материи связаны между собой. Связи *возможно* могут быть весьма разнообразными (в смысле наблюдаемые свойства). Здесь же имеем следующее: турбулентность жидкости, известные чёрные дыры из космологии (всё неживая Природа), метастазы при онкозаболевании человека и других биологических существ (живая Природа), есть проявления одного и того же действия (своеобразного «механизма») - «регулятора» закона сохранения энергии («канализующего фактора»), в том числе то, что большое и малое повторяют друг друга. Вобщем, когда система не справляется из-за инерциальности процессов с неподконтрольной энергией, то включается в

«работу» этот «регулятор», который и «канализирует» для достижения *гармонии* эту неподконтрольную энергию (в рамках закона сохранения энергии). Получается, что микрочастицы, тела, чёрные дыры, да и мы люди (как некоторые следствия эволюции) и т. п., есть «продукт» действия этого «регулятора» с иерархической лестницей материи диаграммы (8б) теорий Д-энтропии и ОНДС.

Список литературы

1. Я.Г.Синай, Конечномерная случайность, //УМН, 1991, Т.46, вып.3(279), С. 147 — 149.
2. Й. Давидов, А.Г. Сергеев, Твисторные пространства и гармонические отображения, //УМН, 1993, Т. 48, вып.3(291), С. 3 — 96.
3. В.М.Сомсиков, Открытые неравновесные динамические системы, //Проблемы эволюции открытых систем, 2017, Т.2, вып. 19, С. 33 — 44.
4. Е.Г.Скляренко, О природе гомологических умножений и двойственности, //УМН, 1994, Т. 49, вып.1(295), С.141 — 196.
5. В.Н. Дубинин, Симметризация в теории функций комплексного переменного, // УМН, 1994, Т.49, вып.1(295), С. 50, 51.
6. У. Фултон, Теория пересечений, М., Мир, 1989, перев. с англ. В.И.Данилова, С. 354, 355.
7. А.Г. Хованский, Топологическая теория Галуа. Разрешимость и неразрешимость уравнений в конечном виде, М., МЦНМО, 2008, 273 с, 282с, 283с.
8. Н.Стинрод, Топология косых произведений, 2004, М., УРСС, перев. с англ. М.М. Постникова, 184с, 214с.
9. Е.А.Кузнецов, Е.В.Серещенко, Формирование складок в двумерной гидродинамической турбулентности, ж// Письма в ЖЭТФ, 2019, Т.109, вып.4, С. 231 — 235.
10. В.М.Сомсиков, О построении физики эволюции, //Проблемы эволюции открытых систем, 2018, Т.2, вып.21, С. 30-44.

В.В. Проняев

ООО «Цвет» (издательская и научная деятельность), г. Воронеж, Россия

E-mail: orion22@box.vsi.ru

В ПОИСКАХ ЭФФЕКТИВНЫХ ПОДХОДОВ В РЕШЕНИИ ПРОБЛЕМ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ЖИДКОСТИ С ПОЗИЦИИ РАЗНЫХ РАЗДЕЛОВ МАТЕМАТИКИ

Аннотация: С задействованием разных разделов математики: твисторных пространств, гомологических умножений, Д-энтропии, симметризации теории функций комплексного переменного, теории пересечений и др., с позиции сопоставления результатов с соответствующей аналитической «техникой» (из этих разделов) с подобными результатами режима турбулентности жидкости, предлагается Модельное предложение для дальнейших исследований проблем турбулентности, где больше детерминистского «наполнения», в том числе и последующего написания алгоритмов для **проведения вычислительного эксперимента**. Также формулируется основная причина механизмов зарождения турбулентности в жидкости и не на основе странного аттрактора, а с позиции вышеуказанной аналитической «техники», в которой основную роль играет закон сохранения энергии с соответствующим «регулятором» совместно с теориями Д-энтропии/ОНДС (открытые неравновесные динамические системы) и не только в турбулентности, а в более широком обобщении, касающегося нашего Мироздания.

Ключевые слова: твисторный, энергия, Д-энтропия, траектория, кривая, дифференциальный, пучок, гомологические, когомологические, умножения, регулятор, канализирующий.

V.V. Pronyaev

Open Company “Color” (publishing scientific activity), Voronezh, Russia

e-mail: orion22@box.vsi.ru

AT QUEST THE EFFECTIVE APPROACH TO PROBLEMS TURBULENCE FLUID POSITION DIFFERENT PARTS MATHEMATICS

Abstract: Off across action different parts mathematics: twistors space, D-entropy and ect off position compare similar results off suitable analitic “technic” off problems turbulence, offer Model proposal for in the future research problems turbulence. In detail formular the basic cause mechanics spring up (originate) turbulence in fluid and not in basic conctpt the stange (not regular) attractor, but off position the aforesaid analitic technics in which basic role play the law conservation of energy of put togeather algoritny and adoption the calculator experiment. Also formulate basic cause mechanisms originate the turbulence liquid and not in basic strange attractor, but off position the aforesaid analitic “engineering”, in which basic role play law preserve the energy from suitable “regulator” jointly from theory D-entropy/ONDS (open not balance dinamic systems) and not if in turbulence, but in more wide unite touch our Universe.

Keywords: twistor, D-entropy, curve, different, beam, gomology, cogomology, multiplication, canalization, regulate.

¹Солодовник А.А., ¹Усеинов Б.М., ¹Кожухметова А.Н., ²Жукешов А.М., ²Амренова А.У.

¹Северо-Казахстанский Государственный университет им. М. Козыбаева

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

*e-mail: buseinov@gmail.com

ИНФОРМАЦИОННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КРАТКОВРЕМЕННЫХ ЛУННЫХ ЯВЛЕНИЙ КАК СРЕДСТВО РАЗВИТИЯ МЕТОДОВ ИХ РЕГИСТРАЦИИ

Аннотация. Проблематика исследований кратковременных лунных явлений – КЛЯ рассматривается, как часть общего научного направления изучения природы спутника Земли. Показано, что актуальность исследования определяется перспективой пилотируемой миссии на Луну, планируемых на близкое будущее и включением Луны и окололунного пространства в сферу космической деятельности человечества. Основное внимание в работе обращено на КЛЯ люминесцентного типа, возникающие под влиянием действия, прежде всего, факторов солнечной активности. Главный акцент исследования сделан на развитие методов оценки эффективности тех или иных методов регистрации КЛЯ на основе применения вновь созданной информационной модели феномена. Сущность модельного подхода заключается в создании рядов видеороликов со случайно расположенными на диске Луны локальными поярчаниями - КЛЯ. При этом реализуется возможность варьировать цвет, относительную яркость, размеры и длительность феномена. Выполнен экспертный анализ обнаружимости модельных КЛЯ на фоне цветного изображения Луны в зависимости от вариаций их параметров. Показано, что пороговое значение контраста яркости уверенно регистрируемых явлений составляет около 0.15 – 0.20. По цветности наиболее уверенно обнаруживаются свечения красного и оранжевого цветов. Показано наличие пороговых значений размеров уверенно регистрируемых явлений. Рассмотрены перспективы дальнейшего развития предложенного метода исследования.

Ключевые слова: Луна, оптические явления, фотолюминесценция, водородная эмиссия, солнечная активность, информационное моделирование, порог обнаружимости.

Введение.

Одной из величайших целей технологического развития цивилизации является овладение ресурсными возможностями Луны. Скорее всего это одно из главных условий успешного выхода человечества на арену космической деятельности. Разумеется, успех на этом пути требует всестороннего изучения природы спутника Земли. Работа в этом направлении ведётся с применением всё более совершенных зондов – роботов. Однако, есть одно направление, которое требует длительных в том числе и наземных наблюдений Луны. Речь идёт о кратковременных лунных явлениях – КЛЯ. Этот феномен можно определить как непродолжительные изменения вида деталей лунной поверхности в виде свечений или изменения яркости. Не исключено, что феномен касается и

окололунного пространства. Природа его изучена весьма слабо в силу специфической проблематики мониторинга КЛЯ.

В Центре Астрофизических Исследований СКГУ в течение ряда лет ведётся изучение природы КЛЯ в том числе в направлении развития новых методов их регистрации [1-6]. Результаты этих исследований позволили выработать простую физически обоснованную классификацию КЛЯ, уточнить статистику распределения различных типов этого феномена по диску Луны. В то же время выявилась и проблема уверенной регистрации кратковременных лунных явлений типа свечений различного цвета.

Кратковременные лунные явления проявляются как быстрые (от секунд до часов) фотометрические изменения участков поверхности Луны, размеры

которых находятся в пределах от единиц до сотен километров. В большинстве случаев под КЛЯ подразумевают увеличение яркости участка Луны; хотя иногда они проявляются в уменьшении яркости региона или в изменении его цвета [7]. Причём чаще в пользу красных или фиолетовых оттенков. Наиболее часто кратковременные лунные явления наблюдались в кратерах Аристарх, Платон, Архимед и Гассенди. На диске Луны выделяется более 20 аномальных зон, в которых неоднократно наблюдались КЛЯ [8-10].

По-видимому, среди таких явлений существует многообразие видов. На данный момент нет физически обоснованной классификации лунных аномалий. Обобщив данные каталога кратковременных лунных явлений, изданного НАСА в 1978 году [7], мы принципиально ограничились 4 типами КЛЯ [2-3].

Среди множества гипотез о происхождении кратковременных лунных явлений наиболее правдоподобны следующие:

- А) импактные события, то есть эффекты взаимодействия ударников (метеороидов) с поверхностью Луны;
- Б) газово-пылевые выбросы из недр;
- В) люминесценция лунной поверхности под действием внешних или внутренних факторов;
- Г) люминесценция газообразных эманаций, исходящих из недр Луны под действием внешних факторов.

Основная часть

Именно эти соображения легли в основу классификации кратковременных лунных явлений. Причины кратковременных лунных явлений следует искать среди различного рода экзогенных факторов. Большая их часть связана с Солнцем, а, следовательно, с его активностью [4-6]. При этом основной причиной нетеплового (люминесцентного) излучения лунной поверхности могут быть потоки жесткого электромагнитного и корпускулярного излучения, идущие от Солнца. В таблице 1 приведено

относительное распределение энергии солнечного излучения по диапазонам [11-12].

Таблица 1 – Относительное распределение энергии солнечного излучения по диапазонам

Диапазон	λ , мкм	Доля в % от общего потока
УФ-излучение	0,2 – 0,39	9,0%
Видимое излучение	0,4 – 0,75	47,3%
Ближнее ИК-излучение	0,8 – 1,2	31,6%
Среднее ИК излучение	1,4 – 5,0	12,1%

Насколько справедливы такие представления о природе КЛЯ может дать ответ анализ как можно более многочисленных наблюдений феномена. Но именно в деле регистрации КЛЯ существуют затруднения. Причём дело не только в стохастическом характере их проявления, но и малой контрастности как свечений, так и потемнений диска. Человеческий глаз имеет хорошую контрастную чувствительность около 5%, что и объясняет факт подавляющего преобладания визуальных наблюдений КЛЯ над инструментальными в каталогах. Однако, визуальные наблюдения иногда страдают субъективностью и потому переход на документированно надёжные методы регистрации КЛЯ остро необходим для развития исследований Луны. Это обстоятельство и стимулировало наше исследование - изучение возможности регистрации КЛЯ с использованием модельного подхода.

Одним из оснований исследования стала цветовая статистика люминесцентных КЛЯ, выполненная в ЦАИ СКГУ. Результаты представлены в таблице 2 [3].

Как видно из таблицы, наиболее часто встречаются фиолетовые, синие и красные свечения, что можно связать с эмиссией атомарного водорода в линиях серии Бальмера. Желтый и оранжевый цвета

свечений могут быть обусловлены эмиссией резонансной линии (от 590 до 596 нм) натрия – очень летучего элемента. Большую часть свечений можно объяснить фотолюминесценцией продуктов диссоциации воды. На поверхность Луны вода может поступать из недр в виде паров. Здесь начиная с глубин около 1 метра, средняя температура Луны составляет около 280 К. Однако источником водяного пара и других летучих веществ могут быть небольшие кометные ядра. При столкновении их с поверхностью Луны оптическая вспышка слаба ввиду рыхлости грунта и ядра. Но облако водяного пара появляется незамедлительно.

Таблица 2 – Частоты появления КЛЯ различных цветов

Цвет	Процент к общему числу
Белые	21,9%
Фиолетовые	24,8%
Синие	23,7%
Зеленые	0,5%
Желтые и оранжевые	3,8%
Красные	25,3%

С учётом этих соображений был разработан метод информационного (виртуального) моделирования КЛЯ, параметры длительности существования, размера и контраста которых могли быть настраиваемыми в широком диапазоне. Модель предполагается использовать как для проверки чувствительности комплекса приёмной аппаратуры, так и анализа эффективности применяемой методики анализа изображений.

Диапазон угловых размеров КЛЯ был определён на основании имеющихся описаний феномена. Верхний предел его определён в одну минуту дуги (размер крупнейших кратеров и цирков), а нижний предел в 5 секунд дуги – размер минимальной детали уверенно различаемой при визуальных наблюдениях Луны (центральные горки кратеров).

Приняв это за основу, следует определить параметры, которым должно

отвечать оптимальное для поиска КЛЯ изображение Луны в модели феномена. Угловой диаметр Луны близок к 30' или 1800", что определило минимальное число элементов ячеек изображения, на которое будет приходиться изображение Луны.

В дальнейшем создавались шаблоны, моделирующие кратковременные лунные явления. Они использовались в процедуре идентификации КЛЯ экспертом. При этом поочередно на экран выводилось стандартное изображение Луны и изображение с искусственным КЛЯ. Оно генерировалось в одном из типичных для КЛЯ цветов в некоторый момент времени, причём места расположения на диске Луны этих образований меняются случайным образом.

Экспертиза состояла в том, что наблюдатель должен был зафиксировать появление КЛЯ. За счёт набора большого числа тестовых видеофрагментов появлялась возможность оценить критичные для обнаружения цвета, размеры, яркости и время существования КЛЯ. В итоге исследования должны были быть получены ответы на очень важные вопросы.

- 1) В каких цветах наиболее успешно регистрируются КЛЯ?
- 2) Каковы минимальные размеры и контраст КЛЯ, которые может уверенно замечать наблюдатель в отдельных цветах и в интегральном свете?
- 3) При какой минимальной длительности КЛЯ регистрируются успешно?
- 4) Существует ли разница в способности регистрировать КЛЯ у разных экспертов?

У такого подхода к исследованию кратковременных лунных явлений есть важное преимущество. Информационная модель КЛЯ может быть использована как тренажёр, благодаря применению которого можно выявить наиболее перспективных экспертов в деле поиска реальных феноменов на Луне.

В основе модели использовано изображение диска полной Луны для реализации максимально большого поля размещения имитационных КЛЯ [13-14]. Картина доступна для обработки как в интегральном свете, так и в избранных участках спектра. Для этого использовано изображение в

формате jpg, но также допускается использование формата png и bmp. Разрешение исходного изображения составляет 1986x1986 пикселей. При этом в угловом выражении один пиксель составляет примерно 1x1 секунду дуги. С учётом 10^x увеличения изображения размер минимальных деталей, различимых глазом составляет примерно 6x6 секунд дуги. Размер выбранного для модели участка должен быть больше этой величины для уверенного отождествления при визуальном обзоре. В нашем случае он составлял 20x20 секунд дуги.

Для создания имитаций КЛЯ использована программа «ФотоШоуPRO», удобная для монтажа видеороликов из фотографий. С ее помощью можно готовились видео вида диска Луны из фотоснимков. На рисунке 1 показан скриншот программы, с выделенным участком на диске Луны, где будет имитироваться искусственное свечение.

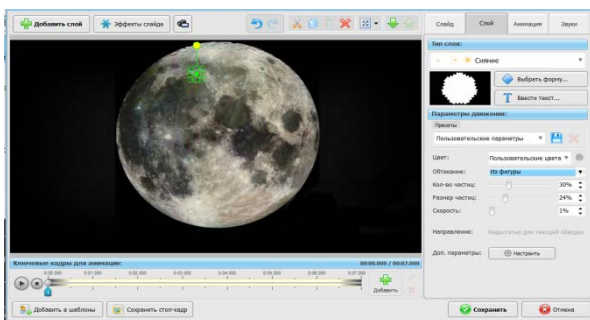


Рисунок 1 – Скриншот программы «ФотоШоуPRO»

Просматривать готовый продукт можно как на компьютере, так и на экране мобильного телефона в формате 3GP и MP4 либо портативного устройства наподобие PSP, iPhone, iPod. Подготовленные слайд-шоу можно сохранить в виде EXE-файла, скринсейвера или видео, в том числе full HD.

Изображение полного диска Луны загружалось в программу, где с помощью различных фотоэффектов, видеоэффектов а также большого набора инструментов можно было смоделировать искусственные КЛЯ. С помощью программы выбиралась точка на лунном диске, где и имитировалось свечение или вспышка. Программа

позволяет менять форму, размер, цвет или яркость свечения, имитировать его движение. На рисунке 2 представлен скриншот программы с опцией цвета.

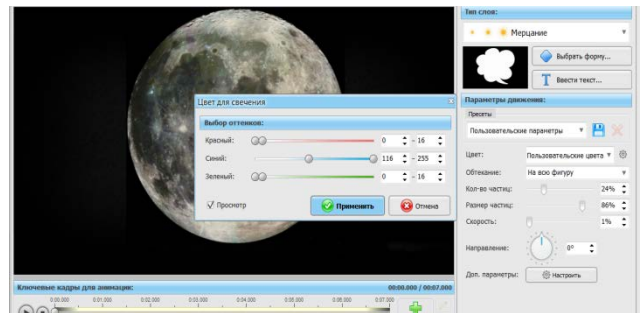


Рисунок 2 – Скриншот программы с опцией цвета

При моделировании КЛЯ были использованы синий, голубой, зеленый, желтый, оранжевый, красный цвета [15-16]. При этом цвета варьировались яркость, размер изображения и длительность существования КЛЯ. Диапазон варьирования яркости составлял от 15 до 100 % по сравнению со средней яркостью диска Луны. Это обусловлено тем, что КЛЯ яркостью менее 15% как правило, не замечаются. Размеры КЛЯ варьировали от 10 до 50 секунд дуги, этому соответствуют линейные размеры от 20 до 100 км. Именно о КЛЯ таких размеров говорится в каталоге этих явлений. Общее число видеороликов каждого цвета было 6. При этом в каждом наборе присутствуют такие КЛЯ, которые замечаются с первого взгляда и такие, увидеть которые очень проблематично.

Для определения критичных значений яркости и размера КЛЯ применён метод тестирования. В испытаниях приняли участие студенты в количестве 5 человек. Им предлагалось при однократном или повторном просмотре видеоролика обнаружить наличие КЛЯ в присутствии разработчика. При обнаружении КЛЯ при первом просмотре ставился балл 1. Если КЛЯ не обнаружилось при первой попытке, а было найдено только при втором просмотре то балл снижался до 0,5. При третьем обнаружении с третьей попытки до – 0,2. В случае если искусственные свечения не были обнаружены по окончании трех просмотров, ставилось 0

баллов. Длительность просмотра во всех случаях составляла 1 минуту.

Итоги эксперимента по обнаружимости КЛЯ разных цветов одного размера при различной яркости были показаны на рисунке 3.

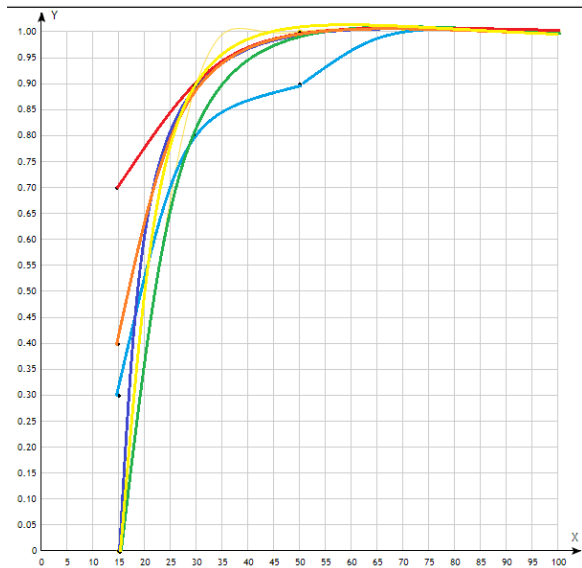


Рисунок 3 – Обнаружимость свечений разных цветов при различной яркости КЛЯ.

Оказалось, что обнаружить вспышки яркостью более 50% не составило труда, свечения с яркостью 30%, несмотря на одинаковый размер найти было весьма труднее особенно для синего цвета. При относительной яркости 15% уверенно обнаруживались КЛЯ только красного цвета. Вспышки оранжевого и голубого цвета обнаруживались неуверенно, а остальные цвета вовсе не фиксировались. Напомним, что предел контрастного восприятия человека (белое на белом) составляет 5%. В нашем случае цветные вспышки фиксировались на диске Луны, содержащем все цвета.

Далее исследована зависимость обнаружимости кратковременных лунных явлений разных цветов при одинаковой яркости, но при разных размерах площади (рис. 4). Кривые на графике проведены как огибающие для трёх задаваемых размеров КЛЯ: 11x11; 22x22 и 44x44 секунд дуги.

Можно заметить в таблице, что размер свечения влияет на его способность обнаружения, КЛЯ зеленого, жёлтого и си-

него цвета было трудно найти при приближении их размера к точечному. При этом обнаружимость красных и оранжевых КЛЯ от размера (в заданном диапазоне) оставалась на максимально высоком уровне.

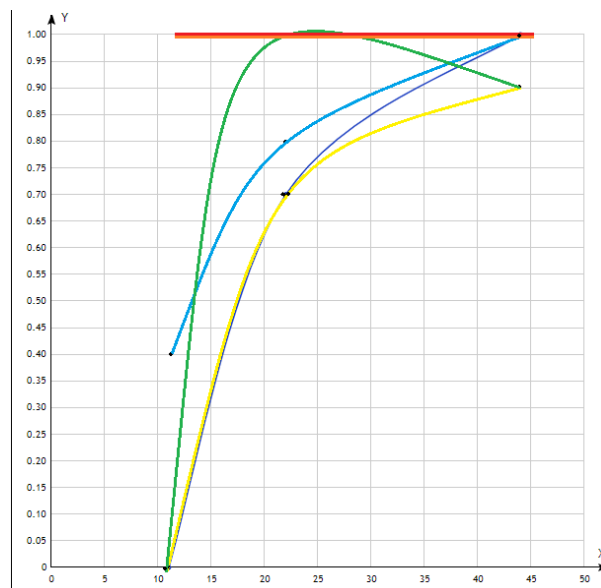


Рисунок 4 – Зависимость обнаружимости КЛЯ разных цветов от их размера.

Результат изучения влияния цвета на обнаружимость КЛЯ, имеющих минимальный одинаковый размер и яркость представлены в таблице 3.

Таблица 3. Обнаружимость минимального размера и яркости.

Цвет	Размер, секунды дуги	Яркость, %	Обнаружимость
Голубая	11,6x11,6	15	0,8
Желтая	11,6x11,6	15	0
Синяя	11,6x11,6	15	0
Красная	11,6x11,6	15	0,9
Зеленая	11,6x11,6	15	0
Оранжевая	11,6x11,6	15	0

Обсуждение

В итоге модельный подход показал, что во всех случаях успешнее всего обнаруживаются КЛЯ красного и оранжевого

цвета. Тем самым объясняется преобладание именно красного цвета КЛЯ в каталоге кратковременных лунных явлений люминесцентного типа. Напомним, что такие свечения наиболее очевидно связать с эманацией водорода или паров воды из лунных недр.

Минимальные размеры и яркость свечений люминесцентного типа, которые можно уверенно регистрировать в отдельных цветах и в интегральном свете составляет около 10x10 секунд дуги, а минимальная избыточная яркость близка к 15% по сравнению с фоном диска Луны. Феномен может успешно регистрироваться при минимальной длительности явления не менее 5 секунд, если свечение достаточно яркое и размер его составляет от 20x20 секунд дуги и более. В перспективе модельный подход позволяет ответить на вопрос о том, существует ли заметная разница в способности регистрировать КЛЯ у разных экспертов.

Практическая ценность работы определяется созданием простого в использовании, многофакторного метода моделирования кратковременных лунных явлений, позволяющего воссоздавать изучаемый феномен в максимально широком диапазоне его характеристик и определять характеристики КЛЯ соответствующие возможности их надёжной визуальной или любой иной регистрации.

Выводы

Лунные феномены не отличаются разнообразием. Поэтому любые изменения, происходящие на Луне, привлекают внимание учёных. При этом кратковременные лунные явления, связанные с изменениями вида лунных деталей, изучены крайне недостаточно, поскольку их исследования носят разрозненный характер, методика наблюдений и результаты их отягощены субъективизмом.

Предложено сосредоточить усилия на изучении КЛЯ тех типов, которые порождены внешними воздействиями и, прежде всего, идущими от Солнца: ультрафиолетовым и рентгеновским излучениями и солнечным ветром.

С целью верификации обнаружимости кратковременных лунных явлений предложен метод информационного моделирования феномена. Его применение позволило изучить зависимость обнаружимости КЛЯ от их цвета, контраста по отношению к поверхности Луны и размера. Предложенный подход обладает существенным потенциалом развития и позволяет привнести новые методические подходы к изучению кратковременных лунных явлений.

Литература:

1. Солодовник А.А., Сартин С.А., Алёшин Д.В., Артёмов Д.О., Нагуманов К.А., Бимендинова Л.Д. Проведение наблюдений поверхности Луны с целью поиска кратковременных лунных явлений // *Материалы Международной научно-практической конференции «Актуальные проблемы физики небесных тел и плазменного состояния вещества. Эксперимент и математическое моделирование»*. – Петропавловск: СКГУ. – 2011. – С. 56 – 59.
2. Солодовник А.А., Анисимов В.П. Исследование природы кратковременных лунных явлений. Часть 1. Некоторые статистические свойства КЛЯ // *Сборник материалов XXIII Международной научно-практической конференции «Наука и современность – 2013»*. – Новосибирск: ЦРНС. – 2013. – С. 18 – 21.
3. Солодовник А.А., Анисимов В.П. Исследование природы кратковременных лунных явлений: некоторые статистические свойства КЛЯ // *Наука и современность*. – 2013. – № 23. – С. 14 – 18.
4. Солодовник А.А., Балябкина М.В. Особенности пространственного распределения кратковременных лунных явлений // *Международная научнопрактическая конференция: Достижения и перспективы исследований небесных тел и Земли*. – Петропавловск: СКГУ. – 2014. – С. 22 – 27.
5. Солодовник А.А., Леонтьев П.И., Анисимов В.П., Балябкина М.В. Исследование природы кратковременных лунных явлений. Часть 3. Солнечная активность как фактор возникновения КЛЯ люминесцентного типа // *Сборник материалов VI Меж-*

дународной научно-практической конференции «Наука и современность – 2013». – Новосибирск: ЦРНС. – 2013. – С. 25 – 29.

6. Солодовник А. А., Анисимов В.П. Изучение кратковременных лунных явлений в СКГУ: текущее состояние и перспективы // Материалы межвузовской студенческой конференции «Конституция республики Казахстан – правовой феномен современности». – Петропавловск: СКГУ. – 2015. – С. 6.

7. В.М. Middlehurst Chronological Catalog of Reported Lunar Events. NASA Technical Report R-277. – Washington: National aeronautics and space administration. – 1968. – 68 с.

8. Галкин И.Н., Геофизика Луны. – М.: Наука – 1978. – 173 с.

9. Дарлинг Д. Кратковременные лунные явления – Руководство наблюдателя.

<http://old.astronomer.ru> (актуальна 30.04.2019).

10. Камерон У. Кратковременные лунные явления // Sky & Telescope. – 1991. – 268 с.

11. Аллен У. Астрофизические величины / Пер. с англ. М.: Мир. – 1977. – 279 с.

12. Витинский Ю. Солнечная активность. – М.: Наука. – 1983. – 192 с.

13. Шевченко В.В., Современная селенография, М.: Наука. – 1980. – 288 с.

14. Рускол Е.Л., Происхождение Луны, – М.: Наука. – 1975. – 288 с.

15. Стриганов А.Р., Свентицкий Н.С. Таблицы спектральных линий нейтральных и ионизированных атомов. – М.: Атомиздат. – 1966. – 899 с.

16. Хвостиков И.А. Свечение ночного неба. – М.: АН СССР. – 1948. – 496 с.

Принято к печати 25.11.19

¹Солодовник А.А., ¹Усеинов Б.М., ¹Кожухметова А.Н., ²Жукешов А.М., ²Амренова А.У.

¹Северо-Казахстанский Государственный университет им. М. Козыбаева

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

*e-mail: buseinov@gmail.com

ИНФОРМАЦИОННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КРАТКОВРЕМЕННЫХ ЛУННЫХ ЯВЛЕНИЙ КАК СРЕДСТВО РАЗВИТИЯ МЕТОДОВ ИХ РЕГИСТРАЦИИ

Аннотация. Проблематика исследований кратковременных лунных явлений – КЛЯ рассматривается, как часть общего научного направления изучения природы спутника Земли. Показано, что актуальность исследования определяется перспективой пилотируемой миссий на Луну, планируемых на близкое будущее и включением Луны и окололунного пространства в сферу космической деятельности человечества. Основное внимание в работе обращено на КЛЯ люминесцентного типа, возникающие под влиянием действия, прежде всего, факторов солнечной активности. Главный акцент исследования сделан на развитие методов оценки эффективности тех или иных методов регистрации КЛЯ на основе применения вновь созданной информационной модели феномена. Сущность модельного подхода заключается в создании рядов видеороликов со случайно расположенными на диске Луны локальными поярчаниями - КЛЯ. При этом реализуется возможность варьировать цвет, относительную яркость, размеры и длительность феномена. Выполнен экспертный анализ обнаружимости модельных КЛЯ на фоне цветного изображения Луны в зависимости от вариаций их параметров. Показано, что пороговое значение контраста яркости уверенно регистрируемых явлений составляет около 0.15 – 0.20. По цветности наиболее уверенно обнаруживаются свечения красного и оранжевого цветов. Показано наличие пороговых значений размеров уверенно регистрируемых явлений. Рассмотрены перспективы дальнейшего развития предложенного метода исследования.

Ключевые слова: Луна, оптические явления, фотолюминесценция, водородная эмиссия, солнечная активность, информационное моделирование, порог обнаружимости.

¹Солодовник А. А., ¹Усеинов Б. М., ¹Кожухметова А. Н., ²Жукешов А.М., ²Амренова А.У.

¹М. Қозыбаев атындағы Солтүстік Қазақстан мемлекеттік университеті, Қазақстан, Петропавлов қ.

²ал-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Қазақстан, Алматы қ.
*e-mail: buseinov@gmail.com

ҚЫСҚА МЕРЗІМДІ АЙ ҚҰБЫЛЫСТАРЫН АҚПАРАТТЫҚ МОДЕЛЬДЕУ ОЛАРДЫ ТІРКЕУ ӘДІСТЕРІН ДАМУЫ ҚҰРАЛЫ РЕТІНДЕ

Аннотация. Қысқа мерзімді ай құбылыстарын зерттеу мәселесі – КЛЯ Жер серігінің табиғатын зерттеудің жалпы ғылыми бағытының бөлігі ретінде қарастырылады. Зерттеудің өзектілігі жақын болашаққа жоспарланған Айға басқарылатын миссиялардың перспектива-сымен және адамзаттың ғарыш қызметі саласына ай мен түн маңындағы кеңістікті қосумен айқындалады. Жұмыста негізгі назар, ең алдымен, күн белсенділігі факторларының әсерімен пайда болатын люминесценттік типті КЛЯҒА аударылады. Зерттеудің басты екіні феномен-нің жаңадан құрылған ақпараттық моделін қолдану негізінде КЛЯДЫ тіркеудің қандай да бір әдістерінің тиімділігін бағалау әдістерін дамытуға бағытталған. Модельдік тәсілдің мәні ай-дың дисктерінде кездейсоқ орналасқан локальды полярлы - КЛЯ бейнелері бар бірқатар бей-нероликтер жасау болып табылады. Бұл ретте түс, салыстырмалы жарықтық, феноменнің өл-шемдері мен ұзақтығын өзгертуге мүмкіндік береді. Олардың параметрлерінің вариациясына байланысты айдың түрлі-түсті бейнесі аясында модельді КЛДІҢ анықталуына сараптама-лық талдау жасалды. Сенімді тіркелетін құбылыстардың жарықтық контрастының шекті мәні 0.15 – 0.20 жуықты құрайтыны көрсетілген. Түстілігі бойынша қызыл және қызғылт сары түстердің шырыны ең сенімді анықталады. Сенімді тіркелетін құбылыстар өлшем-дерінің шекті мәндерінің болуы көрсетілген. Ұсынылған зерттеу әдісін одан әрі дамыту пер-спективалары қарастырылды.

Түйін сөздер: ай, оптикалық құбылыстар, фотолюминесценция, сутегі эмиссиясы, күн белсенділігі, ақпараттық моделдеу, табылу шегі.

Solodovnik A. A., Useinov B. M., Kozhakhmetova A. N., ²Zhukeshov A.M., ²Amrenova A.U.

¹North Kazakhstan University. Named After M. Kozybayev

²Al-Farabi Kazakh National University, Kazakhstan, Almaty

*e-mail: buseinov@gmail.com

INFORMATION MODELING OF SHORT-TERM LUNAR PHENOMENA AS A MEANS OF DEVELOPMENT OF METHODS OF THEIR REGISTRATION

Abstract. The problems of research of short-term lunar phenomena ARE considered as part of the General scientific direction of studying the nature of the earth's satellite. It is shown that the relevance of the study is determined by the prospect of manned missions to the moon, planned for the near future and the inclusion of the moon and near-lunar space in the sphere of space activities of mankind. The main attention in the work is paid to the luminescent type CLAYS arising under the influence of action, first of all, factors of solar activity. The main focus of the study is on the development of methods for assessing the effectiveness of certain methods of registration of CLA on the basis of the newly created information model of the phenomenon. The essence of the model approach is to create a series of videos with randomly located on the disk of the moon local poyar-chaniyami-KLYA. In this case, it is possible to vary the color, relative brightness, size and dura-tion of the phenomenon. The expert analysis of the detectability of model CLAS on the back-ground of the color image of the moon depending on the variations of their parameters is carried out. It is shown that the threshold value of brightness contrast of confidently recorded phenomena is about 0.15 – 0.20. In color, the most confidently detected glow of red and orange colors. The presence of threshold values of the sizes of confidently registered phenomena is shown. The pro-spects of further development of the proposed research method are considered.

Keywords: Moon, optical phenomena, photoluminescence, hydrogen emission, solar activity, information modeling, detection threshold.

ДЛЯ АВТОРОВ

УВАЖАЕМЫЕ АВТОРЫ!

«Журнал ПЭОС» публикует статьи, посвященные:

1. Развитию *подходов к изучению любых открытых систем*;
2. описанию законов динамики взаимодействующих элементов систем;
3. определению характера внешних ограничений, накладываемых на эволюционирующие системы законами их развития;
4. исследованию процессов структурообразования в больших системах, изучаемыми различными разделами науки (физикой, химией, биологией, космологией, геофизикой, медициной, экологией, экономикой, социологией и в целом философией);
5. исследованию механизмов взаимодействия в различных средах: космическом пространстве, окружающей среде, внутренних средах организма, в растворах и т.п.;
6. рассмотрению роли неравновесности и синергетических эффектов в формировании любых иерархических систем и в их эволюционном развитии;
7. любым аспектам прикладного использования теоретических результатов, получаемых при изучении фундаментальных основ открытых систем.

Журнал выходит два раза в год и рекомендован для представления к защите диссертаций в Республике Казахстан

ЖУРНАЛ ПРИНИМАЕТ РУКОПИСИ ПРИ СЛЕДУЮЩИХ УСЛОВИЯХ!

- При наличии: рефератов на русском, английском и для жителей РК на казахском языках (объем рефератов не менее 150 слов); рецензии специалиста, работающего в соответствующей области, имеющего академическую степень
 - В рецензии обязательно освещать вопросы актуальности, соответствия цели тематике журнала, новизны, значимость результатов для фундаментальной или прикладной науки.
 - Работы, носящие фундаментальный или обзорный характер в объеме не более 45 страниц формата А4.
 - Работы прикладного характера не более 25 страниц формата А4.
 - Статьи могут быть написаны на казахском, русском или английском языках.

Статьи, не соответствующие тематике журнала, оформленные не по правилам и не имеющие рецензии, не принимаются к публикации и не возвращаются авторам. Редакция оставляет за собой право на отклонение статьи.

СТАТЬИ ВЫСЫЛАТЬ В ЭЛЕКТРОННОМ ВАРИАНТЕ ПО АДРЕСУ,

представленному на титульной странице с припиской «статья для публикации в ПЭОС».

Телефоны для справок и переговоров:

Нұрғалиева Құралай (сот.8 707 828 90 10),

Сомсиков Вячеслав Михайлович - 8 727-272-78-25 (сот. 8 7017605378)

ПРОСИМ ВАС НАПРАВЛЯТЬ НАМ РУКОПИСИ ВАШИХ СТАТЕЙ,
ОФОРМЛЕННЫЕ В СООТВЕТСТВИИ С НИЖЕ УКАЗАННЫМИ ПРАВИЛАМИ !

Статья должна быть набрана на компьютере в MS Word, предоставлена на дискете или выслана по электронной почте.

Поля: верхнее-2, нижнее-2, левое-2, правое 2

Нумерация страниц по центру снизу

ШАПКА через 1 интервал 12 кеглем:

1. МРНТИ расположено слева
2. **Инициалы и фамилия жирным шрифтом**, строчными полужирными буквами.
3. *Название института, города, страны курсивом*, строчными буквами
4. Пробел
5. **НАЗВАНИЕ СТАТЬИ** полужирными прописными буквами

один пробел

Аннотация. на языке статьи: 11 кегль, абзацный отступ 1 и через 1 интервал (объем не менее 150 слов); (Қазақша – **Аннотация**, in English - **Abstract**)

Ключевые слова: на языке статьи :11 кегль, абзацный отступ 1 и через 1 интервал один пробел (Қазақша – **Түйін сөздер**, in English - **Keywords**).

ТЕКСТ СТАТЬИ в две колонки интервал между ними 0,6 см; 12 кегль, абзацный отступ стандартный и через 1 интервал

Номера цитируемой литературы в квадратных скобках []

Номера формул справа и прижаты к правому краю в круглых скобках (), ссылки на них в тексте также в круглых скобках ()

Ссылки на таблицы или рисунки полностью словом с номером (таблица 1, рисунок 1) или сокращенно только в круглых скобках (Табл. 1), (Рис. 1)

набор формул – в редакторе формул MathType.

Подзаголовки прижаты к левому краю, полужирным шрифтом, 12 кеглем, со стандартным абзацным отступом. Перед подзаголовком одна строка пропуска. После него текст раздела идет сразу. После подзаголовка точка не ставится

Рисунки все в Word с одним отступом после и до рисунка. Подпись снизу по центру через 1 интервал, прижата к рисунку и начинается словами Рисунок 1 – Рисунки представляются вставленными в текст и в виде отдельных файлов (см. пример). (Қазақша: 1 – сурет. Суреттің аты, in English: Figure 1 – The title of figure)

Таблицы через 1 интервал, 12 кеглем, столбики центрированы. Подпись таблицы сверху, прижата к левому полю и начинается словами Таблица 1 – (см. пример), (Қазақша: 1 – кесте. Кестенің аты, in English: Table 1 – The title of table)

Рисунки и таблицы, если они не входят в размер одной колонки могут выноситься в **Приложение**, которое следует за списком литературы. Оформление их идет по выше описанным правилам, но они могут располагаться как в вертикальном, так и в горизонтальном положении.

Литература 12 кегль через 1 интервал, нумерация списка без точек и номер идет со стандартным абзацным отступом (см. пример) и в конце абзаца ставится точка (см. пример)

Реферат на английском (для всех) и казахском (для жителей Республики Казахстан)

Оформление смотри пример

ПРИМЕР ОФОРМЛЕНИЯ СТАТЬИ И РЕФЕРАТОВ

Статьи

МРНТИ 550.36+577.31

З.Ж. Жанабаев, С.А. Хохлов*, А. Т. Агишев
Казахский национальный университет имени аль-Фараби,
Алматы, 050040, Казахстан
**E-mail: serik-kz88@mail.ru*

НОРМИРОВАННАЯ ЭНТРОПИЯ ГОРЯЧИХ ЗВЕЗД

Аннотация. В представленной работе показана возможность классификации горячих звезд по спектрам, согласно их нелинейным (энтропийным и обобщенно-метрическим) характеристикам. Получены алгоритмы и методика определения информационной энтропии по наблюдаемым спектрам. В работе ставилась задача описать количественно спектры различных типов на основе информационно – энтропийного анализа. Для исследования были выбраны звезды главной последовательности и горячие звезды типа FSCMa (двойные системы). Ставился вопрос о количественном описании различия спектров выбранных звезд. Такой метод количественной оценки применялся в различных исследованиях по нормальным звездам. Однако существует ряд алгоритмических проблем, которые мы приведем применительно к решению данной задачи. В результате была построена зависимость нормированной информационной энтропии спектров от соответствующих значений метрической характеристики. Нормированная энтропия звезд типа FSCMa принадлежит области самоподобия и самоаффинности, эти объекты самоорганизованы и имеют сложную, хаотическую структурированность. По физической сути двойные системы должны относиться к самоорганизованным системам, что соответствует предлагаемой теоретической классификации. Таким образом, результаты настоящей работы показывают, что информационно-энтропийный анализ и расчет обобщенно – метрической характеристики для спектров дает возможность количественно классифицировать горячие звезды.

Ключевые слова: Информация, энтропия, горячие звезды, метрика – топологические характеристики.

Введение

На протяжении более ста лет, энтропия является ключевой величиной не только для неравновесной статистической физики и термодинамики, но для естествознания в целом. Оно имеет первостепенное значение при обсуждении вопросов порядка и хаоса в природе, происхождения и передачи информации, проблем необратимости и т.д. [1-5]. Однако в настоящее время практически не существует количественных расчетов энтропии для астрофизических объектов, и в редких только случаях для хорошо изученных объектов, как звезды [6-10] рассчитывается энтропия Больцмана. При этом, очевидно, что учет неравновесности системы чрезвычайно важно для понимания физики окружающего нас мира. И так как звезды являются наиболее

распространенными объектами во Вселенной, которые составляют более 97% от массы всего видимого вещества, необходимо понять, как зависит энтропия от типа звезд. Однако на этот вопрос в современной литературе ответа нет. Таким образом, не было произведено количественного анализа энтропии для наиболее важных и распространенных объектов во Вселенной. Поэтому целью данной работы было описать количественно спектры горячих звезд различных типов на основе информационно – энтропийного анализа.

Информационно – энтропийные характеристики сигналов

Обычно определение сложного понятия формируется через перечень его основных свойств. Информация $I(x)$ статистической

реализации некоторой физической величины x является положительной величиной и определена при наличии неравновесности $I(x) \neq I(x_0)$, если $x \neq x_0$. Если $P(x)$ является вероятностью появления величины x , то выражение для количества информации

$$I(x) = -\ln P(x) \quad (1)$$

Информационная энтропия или энтропия Шеннона $S(x)$ может быть определена как среднее значение информации:

$$S(x) = \sum_i P_i(x) I_i(x) = -\sum_i P_i(x) \ln P_i(x) \quad (2)$$

где, i – номер ячеек разбиения множества значений x .

.....

Задавая условия для выбора параметров p, q можно использовать $K_{x_i, x_j}^{p, q}$ для описания фрактальных сигналов. Если D – фрактальная размерность кривой $x(t)$, то мы можем принять $p = D, q = D/(D - 1)$. Принимая $x_i = x(t), x_j = t$ перепишем (11) в следующем виде

$$K_{x, t}^{D, q} = \frac{(\langle |x|^D \rangle)^{1/D} \cdot (\langle |t|^q \rangle)^{1/q}}{\langle |x \cdot t| \rangle}, \quad q = D/(D - 1) \quad (12)$$

.....

В таком случае, нетрудно убедиться в том, что элементы набора I можно вычислить по формуле:

$$I = I_1 + (I_2 - 1) * n_1 \quad (9)$$

где n_1 – количество ячеек первой характеристики, в нашем примере оно равно 3. С помощью таблицы 1 хорошо демонстрируется логика работы выражения (9)

Таблица 1. – Логика работы алгоритма $I = I_1 + (I_2 - 1) * n_1$

Последовательность	I_1	I_2	Номера ячеек в I
11	1	1	$1+(1-1)*3=1$
21	2	1	$2+(1-1)*3=2$
31	3	1	$3+(1-1)*3=3$
12	1	2	$1+(2-1)*3=4$
22	2	2	$2+(2-1)*3=5$

32	3	2	$3+(2-1)*3=6$
----	---	---	---------------

.....

Экспериментальные измерения показали, что при..... на рисунке 6 приведены временные реализации обоих режимов бифуркации Хопфа, полученные из эксперимента при $R=1$ кОм и $C=1$ нФ, которые показывают, что выводы теории в данном случае подтверждаются физическим экспериментом.

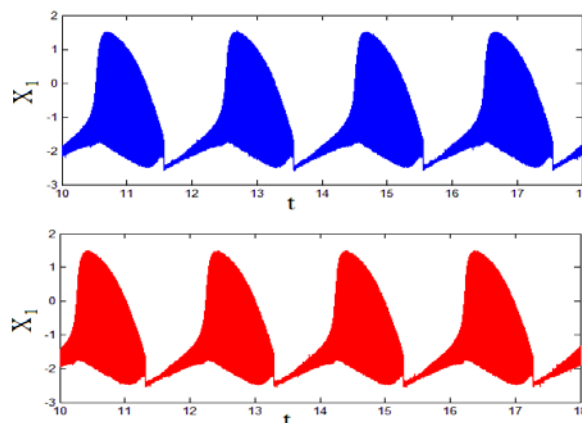


Рисунок 6 – Временные реализации быстрого (верхняя кривая) и медленного (нижняя кривая) режимов при $R=200$ кОм и $C=100$ нФ, полученные из эксперимента.

Такое «странное» поведение системы в эксперименте объясняется тем, что большое значение RC параметра уменьшает амплитуду сигнала на выходе интегратора. Соответственно, амплитуда шума и соизмеримыми, что уменьшает точность полезного сигнала оказываются вычислений.

Действительно, дополнительные численные исследования показали, что режим «birsting» также можно получить при численном интегрировании уравнений (1), если уменьшать точность вычислений. На рисунке 7 показан результат численного интегрирования при точности 0,001, а на рисунке 8 показан результат численного интегрирования при точности 0,00001.

.....

Заключение

Большие значения параметра RC аналогового интегратора, используемого в эксперименте, способствуют понижению точности

измерений значений сигналов. Данный вывод подтверждается результатами численных решений системы уравнений (1), проведенных с различными точностями интегрирования. В итоге видим, что физический эксперимент полностью подтверждает выводы теории, т.е. экспериментально обнаружено рождение двухчастотной бифуркации Хопфа в кластере связанных автоколебательных систем.

Список литературы

1 Prigogine I. From the being to becoming//M.–1980.–343, 342 p.

4 Лоскутов А.Ю., Михайлова А.С. Введение в синергетику // М.– Наука.– 1990.– 272 с.

6 Somsikov V.M. The equilibration of an hard-disks system// November. V.14, №11. IJBC.– 2004.–P. 4027 - 4033.

7 Сомсиков В.М. О принципах построения механики структурированных частиц на основе механики материальной точки// Журнал ПЭОС.–2010.–Вып.12, Т.2.–С.3-17.

9 Anderson P.W. More Is Different. Science // New Series, Vol. 177, No. 4047. (Aug. 4, 1972), pp. 393-396

Приложение 1

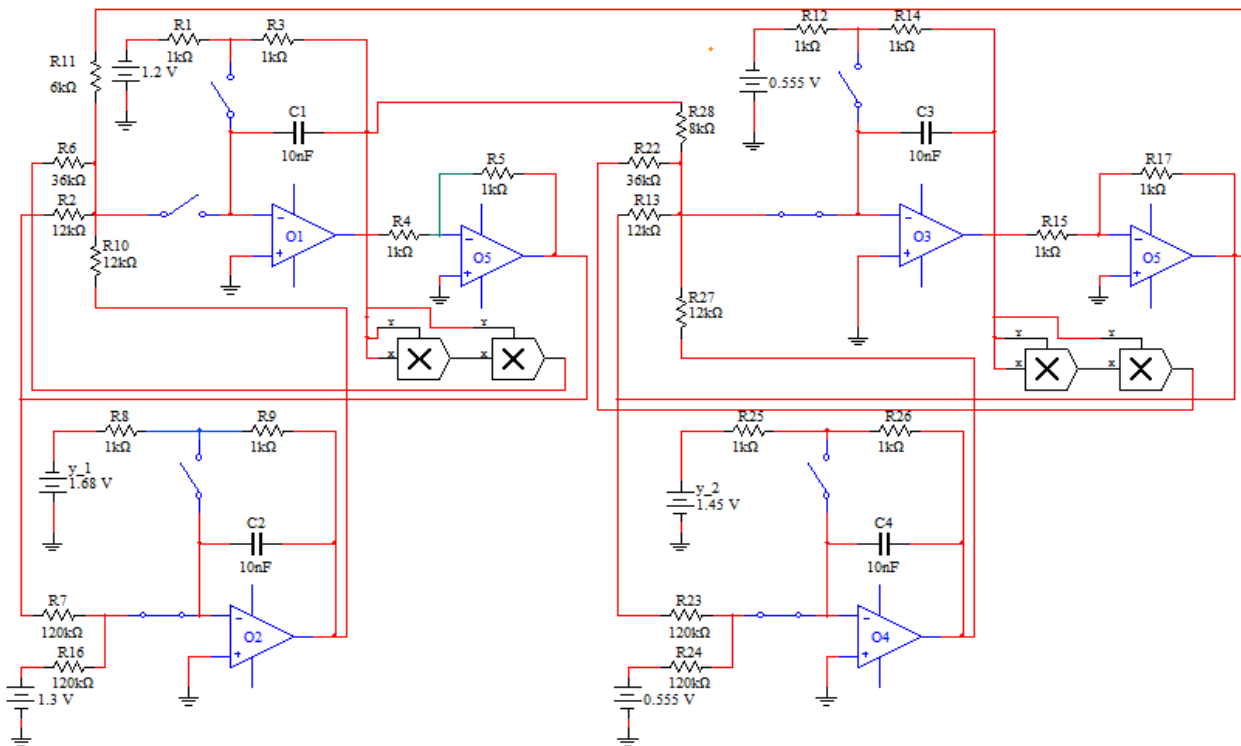


Рисунок 1– Модель схемы в «Multisim», решающая уравнения динамики кластера, состоящего из двух связанных автоколебательных систем.

Таблица 6. Массы аэрозолей, химических веществ и энергия акустического излучения, инжесктированных в атмосферу в ходе катастрофы под Мелитополем (площадь города около 30 км²), и их сравнение с фоновыми значениями

Вещество (излучение)	Инжесктируемая масса (мощность)	Фоновое значение в атмосфере над Мелитополем	Фоновое значение в атмосфере над Украиной	Фоновое значение во всей атмосфере
Аэрозоли (пыль)	0,1 – 1 кт	3 – 15 т	60 – 300 кт	50 – 250 Мт
Аэрозоли (дым)	1 кт	330 кг	6 – 7 кт	5,5 Мт
Двуокись углерода	35 кт	180 кт	3,6 Гт	3 Тт

Рефератов

Г.К.Мусабек^{1,2}, К.К. Диханбаев^{1,2}, В. А. Сиваков³, Д. Ермухамед^{1,2},
А.С.Курмаш^{1,2}, Т.И.Таурбаев¹, А.С. Джунусбеков¹, Ш.Б.Байганатова¹

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

²Национальная нанотехнологическая лаборатория открытого типа, Алматы, Казахстан,

³Лейбниц Институт фотонных технологий, Йена, Германия

Gauhar.Musabek@kaznu.kz

ВТОРИЧНАЯ ИОННАЯ МАСС СПЕКТРОСКОПИЯ КРЕМНИЕВЫХ НАНОНИТЕЙ, ЛЕГИРОВАННЫХ ФОСФОРОМ

Аннотация. В настоящей работе представлены результаты исследований кремниевых нанонитей, легированных фосфором методом термодиффузии, с помощью вторичной ионной масс спектроскопии. Кремниевые нанонити были выращены на поверхности монокристаллических кремниевых пластин с полированной и шлифованной поверхностью методом металл стимулированного химического травления. Легирования нанонитей атомами фосфора происходило при температурах 900 – 980⁰С в течение 15-40 минут. С помощью вторичной ионной масс спектроскопии исследовано распространение атомов фосфора по глубине нанонитей, рассчитаны динамические профили распределения примеси в образцах, полученных на полированной и шлифованной поверхности кремниевых пластин. В результате анализа динамических профилей вторичной ионной масс спектроскопии для распределения соединений Si-P в образцах легированных кремниевых нанонитей было выявлено, что максимальная концентрация атомов фосфора в таких образцах локализована преимущественно в наноструктурированном слое, а в слой объемного кремния диффундирует очень малое количество. Оценочная глубина залегания легирующей примеси в кремниевые нанонити составляет около 1300 нм.

Ключевые слова: кремниевые нанонити, легирование фосфором, термодиффузия, вторичная ионная масс спектроскопия.

Г.Қ.Мұсабек Г.Қ.^{1,2}, К.К. Диханбаев^{1,2}, В. А. Сиваков³, Д.Ермұхамед^{1,2},
А.С.Кұрмаш^{1,2}, Т.И. Таурбаев¹, А.С. Джунусбеков¹, Ш.Б.Байганатова¹

¹әл-Фараби атындағы Қазақ Ұлттық университеті, Алматы, Қазақстан,

²Ашық типтегі Ұлттық нанотехнологиялық лабораториясы, Алматы, Қазақстан,

³Лейбниц Фотондық технологиялар институты, Йена, Германия,

Gauhar.Musabek@kaznu.kz

ФОСФОРМЕН ЛЕГИРЛЕНГЕН КРЕМНИЙ НАНОТАЛШЫҚТАРЫНЫҢ ЕКІНШІ РЕТТІК ИОНДЫҚ МАСС СПЕКТРОСКОПИЯСЫ

Аннотация. Берілген жұмыста термодиффузия әдісін қолданып фосфор атомдарымен легирленген кремний наноталшықтарын екінші реттік иондық масс спектроскопия әдісімен зерттеу нәтижелері келтірілген. Кремний наноталшықтары беті жылтыратылған және тегістелген монокристалды кремний пластиналарының бетінде металл енгізілген химиялық жеміру әдісімен қалыптастырылған. Кремний нанокұрылымдарын фосфор атомдарымен легирлеу 900 - 980⁰С температурада 15 - 40 минут бойы жүзеге асты. Екінші реттік иондық масс спектроскопиясының көмегімен фосфор атомдарының жылдырлатылған және тегістелген беттерде қалыптықан наноталшықтардың қалыңдығы бойынша таралуы зерттелініп, үлестірілуінің динамикалық профильдері есептелінген. Екінші реттік иондық масс спектроскопиясының P-Si қосылыстарының үлестірілуінің динамикалық профильдерін талдау нәтижесінде фосфор атомдарының максимальді концентрациясы негізінен нанокұрылымды қабатқа енетіні және көлемдік кремнийге аз таралатындығы анықталған.

Зерттеулер нәтижесінде берілген кремний наноталшықтары үлгілері үшін легирлеуші компа атомдарының диффузиялық енуінің тереңдігі шамамен 1300 нм тең деп бағаланған.

Түйін сөздер: Кремний наноталшықтары, фосфордың диффузиясы, термодиффузия, екінші реттік иондық масс спектроскопиясы.

G.K.Mussabek^{1,2}, **K.K. Dikhanbayev**^{1,2}, **V.A.Sivakov**³, **D. Yermukhamed**^{1,2},
Kurmash A.S.^{1,2}, **T.I.Taurbayev**¹, **A.S.Dzhunusbekov**¹, **Sh.B.Bainatova**¹

¹*al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan,*

²*National nanotechnological laboratory of open type, Almaty, Kazakhstan,*

³*Leibniz Institute of Photonic Technology, Jena, Germany,*

Gauhar.Musabek@kaznu.kz

SECONDARY ION MASS SPECTROSCOPY OF PHOSPHORUS DOPED SILICON NANOWIRES

Abstract. We present the results of secondary ion mass spectroscopy studies of silicon nanowires doped with phosphorus by thermal diffusion. First, silicon nanowires were grown on the surface of single-crystal silicon wafers with a polished and ground surface using method of metal-assisted chemical etching. Doping of nanowires with phosphorus atoms by thermo diffusion method occurred at temperatures of 900-980 ° C during 15-40 minutes. Secondary ion mass spectroscopy was used to study the distribution of phosphorus atoms over the depth of nanowires, impurity distribution dynamic profiles were calculated for the samples obtained on the polished and ground surfaces of silicon wafers. Analysis of the dynamic profiles of the secondary ion mass spectroscopy for the distribution of Si-P compounds in samples of doped silicon nanowires revealed that the maximum concentration of phosphorus atoms in such samples is localized predominantly in the nanostructured layer, and a very small amount diffuses into the bulk silicon layer. The estimated depth of occurrence of the dopant in silicon nanowires is about 1300 nm.

Keywords: silicon nanowires, phosphorus doping, thermal diffusion, secondary ionic mass spectroscopy.

Журнал проблем эволюции открытых систем
(Журнал ПЭОС)
ISBN 9965-01-766-2

ИБ №

Подписано в печать 2571272019. Формат 60x84 1/8. Бумага офсетная.
Печать цифровая. Объем 11,8 п.л. Тираж 60 экз. Заказ №8779.
Издательский дом «Қазақ университеті»
Казахского национального университета им. аль-Фараби.
050040, г. Алматы, пр. аль-Фараби, 71. КазНУ.
Отпечатано в типографии издательского дома «Қазақ университеті».

Изготовлено по заказу
**НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОГО ИНСТИТУТА
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ И ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ (ДГП)
КазНУ им. аль-Фараби**