



Ғылыми
журнал



Научный
журнал

**Қ.Жұбанов атындағы
Ақтөбе өңірлік мемлекеттік
университетінің
ХАБАРШЫСЫ**

**ВЕСТНИК
Акьюбинского
регионального государственного
университета имени К.Жубанова**

2

2016

Қ.Жұбанов атындағы Ақтөбе өңірлік мемлекеттік университетінің
ХАБАРШЫСЫ
ғылыми журналы

научный журнал
ВЕСТНИК

Актюбинского регионального государственного университета им. К. Жубанова

ҚР Мәдениет және ақпарат министрлігінде 2014 жылдың 16 қаңтарында тіркелген, куәлік №14089-Ж
Зарегистрирован в Министерстве культуры и информации РК 16 января, 2014 года, свидетельство №14089-Ж

№ 2 (44)

Жазылу индексі: 74646

Подписной индекс: 74646

Үш айда бір рет шығады

Выходит один раз в три месяца

20

БАС РЕДАКТОР
ГЛАВНЫЙ РЕДАКТОР
КЕНЖЕБАЕВ К.К.

БАС РЕДАКТОРДЫҢ
ОРЫНБАСАРЫ
ЗАМ.ГЛАВНОГО РЕДАКТОРА
БЕКБАУОВА А.У.

РЕДАКЦИЯ АЛҚАСЫ

РЕДКОЛЛЕГИЯ
АБДУЛЛАЕВ Н.А.
АЙТАЛЫ А.А.
АЙШЕИСОВА С.А.
БОТАГАРИЕВ Т.А.
ЕСЕНЖАНОВ С.З.
САДИРОВА К.К.
МУСАЕВ А.М.
САРТАБАНОВ Ж.А.
ТУРЕБАЕВА К.Ж.
КУСАИНОВ Х.Х.
ШУНКЕЕВ К.Ш.
ИСМЕТ БИНЕР (Турция)
КОРЧЕНКО А.В. (Украина)
ПОПИВАНОВ НЕДЮ (Болгария)
СТАНЖИЦКИЙ А.Н. (Украина)
РОМАНЧЕНКО В.Я. (Россия)
МАКАРОВ А.Н. (Россия)

ЖАУАПТЫ РЕДАКТОР
ОТВЕТСТВЕННЫЙ РЕДАКТОР
КАРАША Г.Д.

МЕНШІК ИЕСІ СОБСТВЕННИК
РГП на ПХВ «Актюбинский
региональный государственный
университет им. К.Жубанова» МОН
РК

МАЗМҰНЫ
құттықтау
congratulation

МАЗМҰНЫ	СОДЕРЖАНИЕ	List of Content
Кенжебаев К. Құрметті ғалым 70 жаста	поздравление	3
физика-математика ғылымдары	физико-математические науки	
Спивак-Лавров И.Ф., Байсанов О.А., Доскеев Г.А., Исаев Н.Ж., Байманова Г.А. Дифференциальные уравнения, описывающие отклонение частиц ионного пучка от осевой траектории в корпускулярно-оптических системах со средней плоскостью, и общие свойства таких систем	Спивак-Лавров И.Ф., Байсанов О.А., Доскеев Г.А., Исаев Н.Ж., Байманова Г.А. Differential equations describing the deviation of particles of an ion beam from the axial trajectory in corpuscular-optical systems with a mean plane, and general properties of such systems	4
Бердников А. С., Аверин И. А., Краснова Н. К., Соловьев К. В. Простейшие аналитические электрические и магнитные потенциалы, однородные по Эйлеру	Бердников А. С., Аверин И. А., Краснова Н. К., Соловьев К. В. Simplest analytical electric and magnetic potentials, homogeneous with respect to Euler	17
Якушев Е.М., Бимурзаев С.Б., Холодов М.А. К определению кардинальных элементов и угловых характеристик катодной линзы с вращательной симметрией	Якушев Е.М., Бимурзаев С.Б., Холодов М.А. On determination of cardinal elements and angular characteristics of a cathode lens with rotational symmetry	32
Ponomarev A.G. The effect of the beam emittance growth in quadrupole probeforming systems	Ponomarev A.G. The effect of the beam emittance growth in quadrupole probeforming systems	40
Галль Л.Н., Кузьмин А.Г., Манойлов В.В., Саченко В.Д., Сведенцов М.Л., Хасин Ю.И., Галль Н.Р., Рязанцева Н.Н., Милешкин Ю.А., Семенов А.А., Кудрявцев В.Н., Лесина И.Г., Иванов Б.В., Лизунов А.В. Пути трансформационно-оптической системы статического масс-спектрометра МСД-650 для повышения достоверности и точности результатов изотопного анализа водородно-гелиевых смесей	Галль Л.Н., Кузьмин А.Г., Манойлов В.В., Саченко В.Д., Сведенцов М.Л., Хасин Ю.И., Галль Н.Р., Рязанцева Н.Н., Милешкин Ю.А., Семенов А.А., Кудрявцев В.Н., Лесина И.Г., Иванов Б.В., Лизунов А.В. Paths of a transformation-optical system of a static mass spectrometer MSD-650 for increasing the reliability and accuracy of the results of isotope analysis of hydrogen-helium mixtures	49
Голиков Ю. К. Решение задачи Коши для однородных гармонических потенциалов нулевой кратности	Голиков Ю. К. Solution of the Cauchy problem for homogeneous harmonic potentials of zero order	59
Ибраев А.Т. Метод проектирования источников интенсивных ионных пучков с двумя плоскостями симметрии	Ибраев А.Т. Method of designing sources of intense ion beams with two planes of symmetry	62
Копенков Н.В., Сергеев К.Е. Влияние пространственного заряда на контур возбуждения	Копенков Н.В., Сергеев К.Е. Influence of space charge on the excitation contour	69
Матышев А.А., Аксим Д.А. О создании поворотного магнитного поля, позволяющего сохранять гомоцентричность пучка	Матышев А.А., Аксим Д.А. On the creation of a rotating magnetic field, allowing to maintain the homocentricity of the beam	75
Саулебеков А.Ш., Камбарова Ж.Т., Асылбекова С.Н. Двойной спектрограф по энергии и по углу на основе классических электростатических зеркал	Саулебеков А.Ш., Камбарова Ж.Т., Асылбекова С.Н. Double spectrograph by energy and angle based on classical electrostatic mirrors	83
Spivak-Lavrov I.F., Yakushev E.M., Baisanov O.A., Nazarenko L.M., Bizhanova R.B., Baimanova G.A. Time-of-Flight Mass Spectrometers Based on a Wedge-Shaped Electrostatic Mirror with 2D Field	Spivak-Lavrov I.F., Yakushev E.M., Baisanov O.A., Nazarenko L.M., Bizhanova R.B., Baimanova G.A. Time-of-Flight Mass Spectrometers Based on a Wedge-Shaped Electrostatic Mirror with 2D Field	92
Якушев Е.М., Бимурзаев С.Б., Ергашева Д. Р. Простой корректор аберраций электронных линз с двухэлектродным электростатическим зеркалом	Якушев Е.М., Бимурзаев С.Б., Ергашева Д. Р. Simple aberration corrector of electron lenses with a two-electrode electrostatic mirror	104
Спивак-Лавров И.Ф., Байсанов О.А., Доскеев Г.А., Исаев Н.Ж., Гилимова Г.Е. Расчет приборных характеристик статических масс-спектрометров на основе конусовидной ахроматичной призмы	Спивак-Лавров И.Ф., Байсанов О.А., Доскеев Г.А., Исаев Н.Ж., Гилимова Г.Е. Calculation of instrument characteristics of static mass spectrometers based on a conical achromatic prism	112
Трубицын А.А., Гольцев А.А., Сигинов И.В. Метод граничных элементов решения внешней планарной задачи Дирихле	Трубицын А.А., Гольцев А.А., Сигинов И.В. Method of boundary elements for solving the external planar Dirichlet problem	124
Ибраев А.Т., Сагындык А., Джунусова Д. Методика расчета поля двояко-симметричной катодной линзы	Ибраев А.Т., Сагындык А., Джунусова Д. Method of calculation of the field of a biconvex cathode lens	133

Спивак-Лавров И.Ф., Курманбай М.С., Байманова Г.А., Дуйсенова А.Г.
Бессеточный энергоанализатор на основе закрытой зеркальной системы с двумерным полем 138 || Бердников А. С., Аверин И. А., Краснова Н. К., Соловьев К. В. | | |

Трехмерные электрические и магнитные потенциалы, однородные по Эйлеру	147
Голиков Ю. К.	
Аналитические способы описания гармонических функций	165
Yavidov B., Zholdassova S., Tulepbergenov S., Djumanov Sh., Saparbaev T., Ganivev O., Kurbanov U	
Polaronic and bipolaronic spectrum of the uniaxially strained one dimensional zigzag ladder	181
жаратылыстану ғылымдары	естественные
науки	
Досанова Б.Б., Нұрманова А.Е.	185
Химия пәнін оқытуда дидактикалық материалдарды қолдану	
Когисов С.М., Умирзаков У.А.	189
Оқушылардың химиядан білім сапасын арттыруда білімді бағалаудың әдістері	
Когисов С.М., Ахметова Г.Ж.	192
Химия пәні арқылы оқушылардың танымдық белсенділіктерін арттыру әдістері	
техника ғылымдары	
технические науки	199
Кантарбаев Н.А., Есбосынов К.Т.	
Обоснование параметров комбинированного рыхлителя для послойной обработки солонцов в условиях Западного Казахстана ...	
филология ғылымдары	филологические
науки	
Гасанов Э.Л.	211
К вопросу изучения проблемы женской свободы (на основе поэмы Низами Гянджеви «Семь красавиц»)	
Мұратбек Б.К.	
Академик Нығмет Сауранбаев және қазақ тілі диалектологиясының мәселелері	221
тарих, философия және әлеуметтану	история, философия и социология
Аннаоразов Д.С.	229
Туркмено-казахское восстание(подавление)	
Медеубаев Е.И., Дильмухамедова А.К.	
О роли национализма в производстве этнических конфликтов	237
экономика және құқық	экономика
и право	243
Орманбеков А.О.	
Основные факторы конкурентноспособности казахстанской экономики	251
Алимпиева Т.Г., Исибаева Е. И., Урбиснинова Н. Е.	
Основные начала единства казахстанского общества, гарантированности прав и свобод граждан	
Жалтырбаева Р.С., Қаржауова Ж.К.	
Неке шартының реттелу ерекшеліктері	258
педагогика және психология	педагогика и
психология	
Есенғалиева Г.У.	262
Қүзіреттілікке бағытталған модульдік бағдарламаны дайындау және оқу үдерісіне ендіру жолдары	267
өнер, мәдениет және спорт	искусство, культура
и спорт	273
Алибек Н.А.	
Новые изобразительные техники и технологиикак проявление инноваций в живописи	278
Мухтаров С.М., Курпишева Г.Ж.	
Дене тәрбиесі көлеміндегі білім процесін бүгінгі талап деңгейінде қалыптастыру мәселелері	283
Умаров М.К., Жангереев З.А., Умирзаков Н.А.	
Контроль и оценка успеваемости по физической культуре в общеобразовательных школах	289
Романюк Б.Г., Саитғалиев Р.Р., Марденов К.Ж., Утеғалиев Т.Х.	
Барьерные упражнения в тренировке легкоатлетов	290
Авторлар туралы мәліметтер	
Сведения об авторах	291
«Қ.Жұбанов атындағы Ақтөбе өңірлік мемлекеттік университетінің Хабаршысы» ғылыми журналына мақала беру тәртібі	
Порядок приема статей в научный журнал «Вестник Актыбинского регионального государственного университета имени К.Жубанова»	
Rules of submitting articles for publication in the scientific journal “Bulletin of Aktobe regional state university named after K. Zhubanov”	

Құрметті ғалым 70 жаста

Біздің журналымыздың бұл номері әдеттегіден өзгеше. Мұнда электрондық және иондық оптика мәселелері бойынша алыс және жақын шетелдердің осы саладағы жетекші мамандары жіберген мақалалар жарияланған. Олар өз мақалаларында 2016 жыл 20 наурызда 70 жылдығын атап өткен, біздің университетіміздің профессоры, физика-математика ғылымдарының докторы Игорь Феликсович Спивак-Лавровтың осы бағытта жүргізілген ғылыми зерттеулерінің елеулі үлесін атап көрсеткен.

И.Ф. Спивак-Лавров корпускулалық оптика және теориялық физика саласындағы ҚР жетекші мамандарының бірі. Ол Сорос қорының лауреаты (1993), ҚР ЖҒҰА академигі (2011), 200-ден астам мақалалары, оның ішінде өнертапқыштық пен инновациялық патентке 9 авторлық куәлігі бар.

И.Ф.Спивак-Лавров 30-дан астам халықаралық конференциялар жұмысына, оның ішінде Жапонияда (Тцукуба, 1994), Англияда (Кембридж, 2006), Сингапур (2010), Чехияда (Брно, 2014) зарядталған бөлшектер оптикасы бойынша төрт халықаралық конференциялар жұмысына, сондай-ақ, оптикадан АҚШ-та (Сан-Диего) халықаралық симпозиумына және Жапонияда өткен (Киото, 2012) 19-шы халықаралық конференцияға қатысты. Оның ғылыми және педагогикалық қызметі «Құрмет» орденімен марапатталды. Ол «Жоғары оқу орнының ең үздік оқытушысы -2007» мемлекеттік грантының иегері.



Игорь Феликсович Қазақстанда жұмыс істейтін корпускулалық оптика саласындағы көптеген мамандар сияқты Қазақстанда электрондық оптика бойынша әлемдік деңгейдегі мамандар мектебін құрған Қазақстан Республикасы ҰҒА академигі Вениамин Моисеевич Кельманның шәкірті.

2016 жылы мамырда біздің университетіміздің құрылғанына 50 жыл толды. Осы уақытта екі факультет: физика-математика және филология факультеттері бар облыстық пединституттан Қазақстанның батыс өңіріндегі білім мен ғылымның флагманына айналды. Университет құрылымында 2 институт: Экономика және құқық институты мен Педагогика институты, 7 факультет: физика-математика факультеті, тарих факультеті, филология факультеті, жаратылыстану факультеті, шетел тілдері факультеті, техникалық факультет, сырттай бөлім факультеті бар, олардың құрамында 37 кафедра, 3 жалпыуниверситеттік кафедралар (әлеуметтік-саяси пәндер, дене тәрбиесі, жалпы педагогика және психология), бірнеше ғылыми орталықтар, ғылыми институттар мен зертханалар жұмыс істейді. Университетте 9000-нан астам студент оқиды, 34 ғылым докторы, 8 PhD докторы, 280 ғылым кандидаты жұмыс істейді.

Журналымызда электрондық және иондық оптика бойынша шетелдік жетекші мамандардың мақалаларын жариялауы біздің университет деңгейін лайықты бағалау болып табылады.

Кенжеғали Кенжебаев,

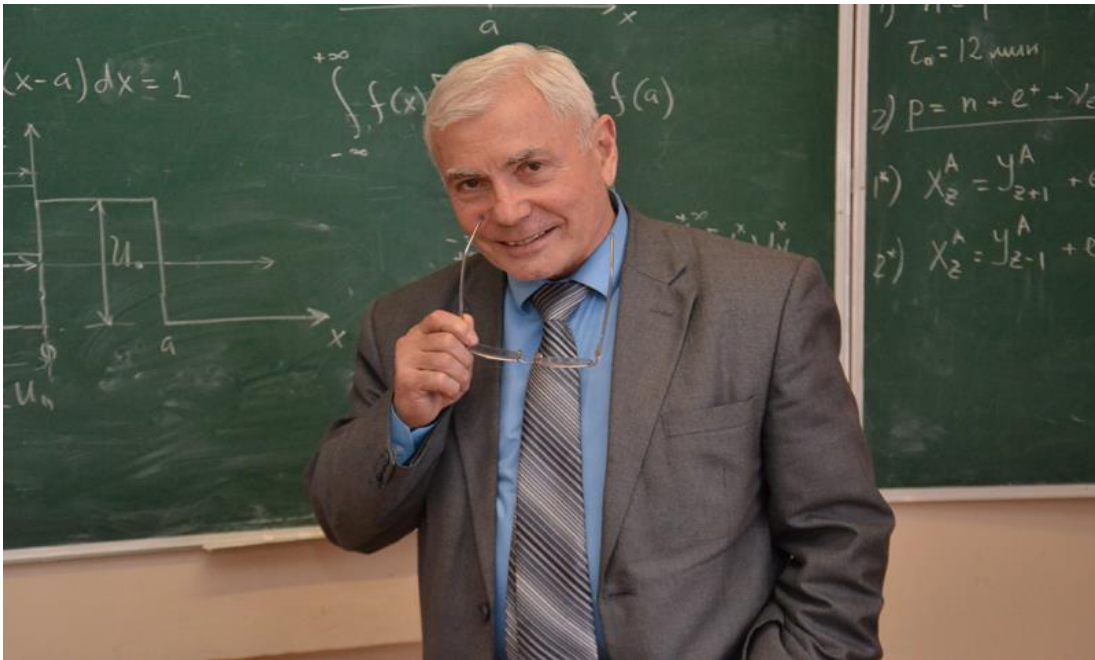
университет ректоры,
физика-математика ғылымдарының докторы,
профессор

Заслуженному ученому 70 лет

Этот номер нашего журнала не совсем обычный. В нем опубликованы статьи по проблемам электронной и ионной оптики, которые прислали ведущие специалисты в этой области из ближнего и дальнего зарубежья. Своими публикациями они отметили значительный вклад в научные исследования, проводимые в этом направлении, профессора нашего университета, доктора физико-математических наук Спивака-Лаврова Игоря Феликсовича, 70-летие которого мы отметили 20 марта 2016 года.

Спивак-Лавров И.Ф. является одним из ведущих специалистов РК в области корпускулярной оптики и теоретической физики. Он лауреат фонда Сороса (1993), академик НАЕН РК (2011), имеет более 200 публикаций, в том числе 9 авторских свидетельств на изобретение и инновационных патентов.

Спивак-Лавров И.Ф. участвовал в работе более 30 международных конференций, в том числе, в работе четырех международных конференций по оптике заряженных частиц в Японии (Тцукуба, 1994), Англия (Кембридж, 2006), Сингапуре (2010), Чехии (Брно, 2014), а также международного симпозиума по оптике в США (Сан-Диего, 1995) и 19-ой международной конференции в Японии (Киото, 2012). Его научная и педагогическая деятельность отмечена орденом «Құрмет» (2006). Он является обладателем государственного гранта «Лучший преподаватель вуза-2007».



Игорь Феликсович, как и большинство специалистов в области корпускулярной оптики, работающих в Казахстане, является учеником академика НАН Республики Казахстан Вениамина Моисеевича Кельмана, создавшего в Казахстане школу специалистов по электронной оптике мирового уровня.

В мае 2016 года нашему университету исполнился 50 лет со дня основания. За это время из областного пединститута, в котором было только два факультета: физико-математический и филологический, он превратился в флагман образования и науки западного региона Казахстана. В структуре университета функционирует 2 института: Институт экономики и права и Институт педагогики, 7 факультетов: физико-математический, исторический факультет, филологический факультет, факультет естествознания, факультет иностранных языков, технический факультет, факультет заочного обучения, в составе которых функционируют 37 кафедр, 3 общеуниверситетских кафедр (социально-политических дисциплин, физического воспитания, общей педагогики и психологии), несколько научных центров, научных институтов и лабораторий.

В университете обучаются более 9 000 студентов, работают 34 докторов наук, 8 докторов PhD, 280 кандидатов наук.

Считаю, что публикация в нашем журнале статей ведущих специалистов по электронной и ионной оптике является также достойной оценкой деятельности нашего университета.

Кенжегали Кенжебаев,

ректор университета,
доктор физико-математических наук,
профессор

To deserved scientist is 70

This issue of our not quite normal. It is published articles on problems in electron and ion optics, which sent the leading experts in the field of near and far abroad. His publications, they noted a significant contribution to the scientific studies carried out in this direction, our university professor, doctor of physical and mathematical sciences Spivak-Lavrov Igor F., 70-year-old that we noted March 20, 2016.

Spivak-Lavrov IF It is one of the leading specialists of Kazakhstan in the field of corpuscular optics and theoretical physics. He is the winner of the Soros Foundation (1993), academician NAEN RK (2011), has more than 200 publications, including 9 inventor's certificates and patents The innovative.

Spivak-Lavrov IF participated in over 30 international conferences, including in the four international conferences on the optics of charged particles in Japan (Tsukuba, 1994), England (Cambridge, 2006), Singapore (2010), the Czech Republic (Brno, 2014), as well as international symposium on optics in the United States (San Diego, 1995) and the 19th international conference in Japan (Kyoto, 2012). His scientific and pedagogical activity is marked by the Order "Kurmet" (2006). He is the owner of the state grant "The best teacher of the university-2007".



Igor F., as most experts in the field of corpuscular optics operating in Kazakhstan, is a disciple of academician of NAS of the Republic of Kazakhstan Moiseevicha Benjamin Kelman, created in Kazakhstan experts school e world-class optics.

In May 2016 our university celebrated its 50th anniversary since its foundation. During this time, the regional pedagogical institute, which had only two departments: physics and mathematics, and philology, he became a leader of education and science of the western region of Kazakhstan. The University operates two institutes: the Institute of Economics and Law and the Institute of Education, 7 departments: Physics and Mathematics, Department of History, Faculty of Philology, Faculty of Natural Sciences, Faculty of Foreign Languages, Engineering Faculty, Department of distance learning, as part of which there are 37 departments, 3 university chairs (social and political sciences, physical education, general pedagogy), several research centers' research institutes and laboratory.

The university enrolled more than 9000 students, work 34 doctors, 8 doctors of PhD, 280 candidates of sciences.

I believe that the publication of articles in our magazine leading specialists in electron and ion optics is also worthy of our assessment of university activities.

Kenzhegali Kenzhebaev,

rector of the University,

Doctor of Physical and Mathematical Sciences,

Professor

ФИЗИКА-МАТЕМАТИКА ҒЫЛЫМДАРЫ
ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКИЕ НАУКИ
Physical and Mathematical Sciences

УДК 537.533, 535.31

Дифференциальные уравнения, описывающие отклонение частиц ионного пучка от осевой траектории в корпускулярно-оптических системах со средней плоскостью, и общие свойства таких систем

**И.Ф. Спивак-Лавров, О.А. Байсанов, Г.А. Доскеев,
Н.Ж. Исаев, Г.А. Байманова**

*Актюбинский региональный государственный университет им. К. Жубанова
Военный институт сил воздушной обороны им. Т.Бегельдинова
г. Актөбе, Казахстан*

Жұмыста орталық жазықтығы бар корпускулярлы-оптикалық жүйелер қарастырылған, орталық жазықтық электр өрісінің симметрия, ал магнит өрісінің антисимметриялық жазықтығы болып табылады. Осы тік траекториядан бөлшектердің ауытқуы үшін дифференциалдық теңдеулер алынған, олар осьтік траекториямен байланысты қисық координат жүйесінде жазылған. Сызықтық жуықтауда бұл теңдеулердің арқасында мұндай жүйелердің жалпы фокустық және дисперсиялық қасиеттері айқындалған. The paper deals with corpuscular-optical systems (COS) with the mean plane, which is the symmetry plane of the electric field and the anti-symmetry plane of the magnetic field. Differential equations that determine the deviation of the ion beam particles from the axial path of the beam, in the curvilinear coordinate system associated with this axis trajectory. An analysis of these equations in the linear approximation identified common focusing and dispersing properties of such systems.

Кілт сөздер: *корпускулярлы-оптикалық жүйелер, иондық- және электрондық оптикалық жүйелер, зарядталған бөлшектер оптикасы, зарядталған бөлшектер шоғын масса және энергия бойынша жіктеу.*

Key words: *corpuscular-optical systems, ion and electron-optical systems, charged particle optics, separation of particles flows of mass and energy.*

Корпускулярно-оптические системы (КОС) со средней плоскостью наиболее часто встречаются на практике. Средняя плоскость в таких системах является плоскостью симметрии электрического и антисимметрии магнитного поля. Пусть средняя плоскость совпадает с плоскостью $z = 0$ декартовой системы координат x, y, z и в этой плоскости лежит осевая траектория пучка. Для исследования поведения пучков заряженных частиц введем криволинейную систему координат q, z, s , связанную с осевой траекторией пучка, по которой движется некоторая «центральная» частица с зарядом e и массой m_c . Здесь s – длина дуги осевой траектории. Орты $\vec{e}_1, \vec{e}_2, \vec{e}_s$ образуют ортогональную правую систему, причем вектор \vec{e}_s направлен по касательной к осевой траектории, вектор $\vec{e}_1 \equiv \vec{e}_q$ – по нормали, а вектор $\vec{e}_2 \equiv \vec{e}_z$ направлен перпендикулярно средней плоскости и направлен вдоль оси z , как показано на рис. 1.

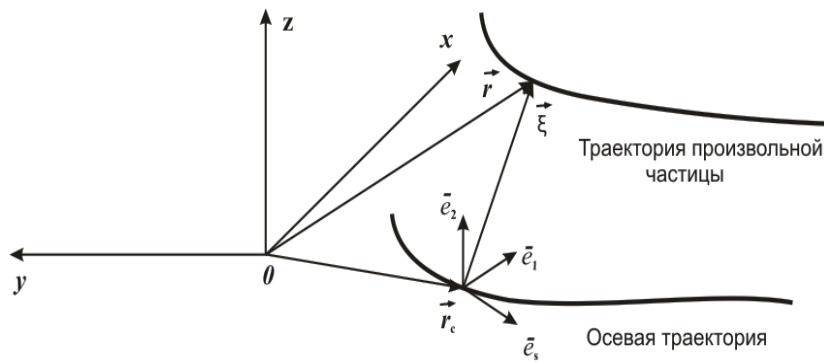


Рис. 1. Выбор криволинейных координат

Координата q определяет отклонение от осевой траектории в средней плоскости, а координата z – в направлении перпендикулярном средней плоскости, криволинейная координата s совпадает с длиной дуги осевой траектории. В каждом перпендикулярном сечении пучка, определяемом координатой s , отклонение частиц пучка от осевой траектории определяется координатами q и z .

Точные уравнения траектории произвольной частицы пучка в криволинейных координатах получим из дифференциального уравнения траектории заряженной частицы в безразмерных переменных [1, 2]:

$$\frac{d^2 \vec{r}}{dl^2} = \frac{\vec{\nabla} \Phi}{2(\Phi + \varepsilon \Phi_0)} + \frac{1}{\sqrt{2(\Phi + \varepsilon \Phi_0)(1 + \gamma)}} \frac{d\vec{r}}{dl} \times \vec{\nabla} \Omega - \frac{d\vec{r}}{dl} \left(\frac{d\vec{r}}{dl} \cdot \frac{\vec{\nabla} \Phi}{2(\Phi + \varepsilon \Phi_0)} \right) \quad (1)$$

Здесь \vec{r} – радиус-вектор траектории частицы с длиной дуги l ; $\Phi(\vec{r})$ и $\Omega(\vec{r})$ – безразмерные скалярные потенциалы, которые связаны с электростатическим потенциалом φ и магнитостатическим потенциалом ω соотношениями:

$$\Phi = -\frac{e\varphi}{m_c c^2}, \quad \Omega = -\frac{e\omega}{m_c c}, \quad (2)$$

где c – скорость света в вакууме; электростатический потенциал нормирован таким образом, что он равен нулю там, где обращается в нуль скорость частиц; ε и γ соответственно определяют относительный разброс по энергии и массе.

Радиус-вектор $\vec{r} = \vec{r}(s)$ произвольной траектории пучка запишем в виде (см. рис. 1):

$$\vec{r}(s) = \vec{r}_c(s) + \vec{\xi}(s), \quad (3)$$

где $\vec{r}_c(s) = \vec{i} x_c(s) + \vec{j} y_c(s)$ – радиус-вектор, описывающий осевую траекторию пучка, а вектор

$$\vec{\xi}(s) = q(s) \vec{e}_q + z(s) \vec{e}_z. \quad (4)$$

Выразим орты криволинейной системы через орты исходной декартовой системы

координат \vec{i} , \vec{j} , \vec{k} :

$$\vec{e}_s = \vec{i} x'_c + \vec{j} y'_c, \quad \vec{e}_q = -\vec{i} y'_c + \vec{j} x'_c, \quad \vec{k} = \vec{e}_z. \quad (5)$$

Откуда

$$\vec{i} = \vec{e}_s x'_c - \vec{e}_q y'_c, \quad \vec{j} = \vec{e}_s y'_c + \vec{e}_q x'_c, \quad (6)$$

$$\vec{e}'_s = \vec{k} \vec{e}_q, \quad \vec{e}'_q = -\vec{k} \vec{e}_s. \quad (7)$$

Здесь и в дальнейшем штрихи обозначают производные по координате s , а кривизна осевой траектории

$$k \equiv k(s) = \pm \sqrt{x_c''^2 + y_c''^2}, \quad (8)$$

причем знак «+» берется там, где осевая траектория выпуклая, а знак «-», где она вогнутая. Приведем также другие полезные соотношения:

$$x_c'^2 + y_c'^2 = 1, \quad x_c'' = -k y_c', \quad y_c'' = k x_c'. \quad (9)$$

Дифференцируя соотношение (3) и учитывая (4) и (7), найдем

$$d\vec{r} = \frac{d\vec{r}}{ds} ds = (\vec{e}_s + q'\vec{e}_q + q\vec{e}_q' + z'\vec{e}_z) ds = (q'\vec{e}_q + z'\vec{e}_z + (1-kq)\vec{e}_s) ds. \quad (10)$$

Откуда

$$dl = |d\vec{r}| = \sqrt{q'^2 + z'^2 + (1-kq)^2} ds = r' ds, \quad (11)$$

$$\frac{d\vec{r}}{dl} = \frac{q'\vec{e}_q + z'\vec{e}_z + (1-kq)\vec{e}_s}{r'}. \quad (12)$$

Из (3), (4) и (6) также следует, что

$$\vec{r} = \vec{i}(x_c - qy_c') + \vec{j}(y_c + qx_c') + \vec{k}z = \vec{i}x + \vec{j}y + \vec{k}z. \quad (13)$$

Откуда

$$x = x_c - qy_c', \quad y = y_c + qx_c'. \quad (14)$$

Найдем также вторую производную радиус-вектора \vec{r} по l , используя выражение (12) и формулы (7),

$$\begin{aligned} \frac{d^2\vec{r}}{dl^2} &= \frac{d}{dl} \left(\frac{d\vec{r}}{dl} \right) = \frac{1}{r'} \frac{d}{ds} \left(\frac{d\vec{r}}{dl} \right) = \left(-\frac{r''}{r'^3} q' + \frac{q''}{r'^2} + \frac{(1-kq)k}{r'^2} \right) \vec{e}_q + \\ &+ \left(-\frac{r''}{r'^3} z' + \frac{z''}{r'^2} \right) \vec{e}_z + \left(-\frac{r''}{r'^3} (1-kq) - \frac{2kq' + qk'}{r'^2} \right) \vec{e}_s. \end{aligned} \quad (15)$$

Пусть распределение потенциалов в КОС задано в исходной декартовой системе координат x, y, z . Тогда градиент потенциала определяется формулой

$$\vec{\nabla} \Phi = \vec{i} \frac{\partial \Phi}{\partial x} + \vec{j} \frac{\partial \Phi}{\partial y} + \vec{k} \frac{\partial \Phi}{\partial z}. \quad (16)$$

Используя формулы (6) можно найти проекции градиента на орты криволинейной системы координат

$$\vec{\nabla} \Phi = \vec{e}_q (\vec{\nabla} \Phi)_q + \vec{e}_s (\vec{\nabla} \Phi)_s + \vec{e}_z (\vec{\nabla} \Phi)_z, \quad (17)$$

где

$$(\vec{\nabla} \Phi)_q = x_c' \frac{\partial \Phi}{\partial y} - y_c' \frac{\partial \Phi}{\partial x}, \quad (\vec{\nabla} \Phi)_z = \frac{\partial \Phi}{\partial z}, \quad (\vec{\nabla} \Phi)_s = x_c' \frac{\partial \Phi}{\partial x} + y_c' \frac{\partial \Phi}{\partial y}. \quad (18)$$

Аналогичные формулы имеют место и для потенциала Ω . Подставляя формулы (12) и (15) в уравнение (1) и учитывая (17), (18), получим три уравнения

$$\begin{aligned} -\frac{r''}{r'} q' + q'' + (1-kq)k &= \frac{r'^2 (\vec{\nabla} \Phi)_q}{2(\Phi + \varepsilon \Phi_0)} + \frac{r'}{\sqrt{2(\Phi + \varepsilon \Phi_0)(1+\gamma)}} \left[z' (\vec{\nabla} \Omega)_s - \right. \\ &\left. - (1-kq) (\vec{\nabla} \Omega)_z \right] - q' \left(\frac{d\vec{r}}{dl} \cdot \frac{\vec{\nabla} \Phi}{2(\Phi + \varepsilon \Phi_0)} \right), \quad (19) \\ -\frac{r''}{r'} (1-kq) - k'q - 2kq' &= \frac{r'^2 (\vec{\nabla} \Phi)_s}{2(\Phi + \varepsilon \Phi_0)} + \frac{r'}{\sqrt{2(\Phi + \varepsilon \Phi_0)(1+\gamma)}} \left[q' (\vec{\nabla} \Omega)_z - \right. \end{aligned}$$

$$-z'(\vec{\nabla}\Omega)_q] - (1-kq)\left(\frac{d\bar{r}}{dl} \cdot \frac{\vec{\nabla}\Phi}{2(\Phi+\varepsilon\Phi_0)}\right), \quad (20)$$

$$-\frac{r''}{r'}z' + z'' = \frac{r'^2(\vec{\nabla}\Phi)_z}{2(\Phi+\varepsilon\Phi_0)} + \frac{r'}{\sqrt{2(\Phi+\varepsilon\Phi_0)(1+\gamma)}} \left[(1-kq)(\vec{\nabla}\Omega)_q - \right. \\ \left. -q'(\vec{\nabla}\Omega)_s \right] - z' \left(\frac{d\bar{r}}{dl} \cdot \frac{\vec{\nabla}\Phi}{2(\Phi+\varepsilon\Phi_0)} \right). \quad (21)$$

Умножая уравнение (19) на $(1-kq)$, а уравнение (20) на q' и вычитая из первого второе получим уравнение:

$$q'' = -(1-kq)k - q' \frac{k'q + 2kq'}{1-kq} + \frac{r'^2}{2(\Phi+\varepsilon\Phi_0)} \left[(\vec{\nabla}\Phi)_q - \frac{q'(\vec{\nabla}\Phi)_s}{1-kq} \right] + \\ + \frac{r'}{\sqrt{2(\Phi+\varepsilon\Phi_0)(1+\gamma)}} \left[z'(\vec{\nabla}\Omega)_s - (1-kq)(\vec{\nabla}\Omega)_z - \frac{q'}{1-kq} (q'(\vec{\nabla}\Omega)_z - z'(\vec{\nabla}\Omega)_q) \right]. \quad (22)$$

Аналогичным образом, комбинируя уравнения (20) и (21), получим второе уравнение:

$$z'' = -z' \frac{k'q + 2kq'}{1-kq} + \frac{r'^2}{2(\Phi+\varepsilon\Phi_0)} \left[(\vec{\nabla}\Phi)_z - \frac{z'(\vec{\nabla}\Phi)_s}{1-kq} \right] + \\ + \frac{r'}{\sqrt{2(\Phi+\varepsilon\Phi_0)(1+\gamma)}} \left[(1-kq)(\vec{\nabla}\Omega)_q - q'(\vec{\nabla}\Omega)_s - \frac{z'}{1-kq} (q'(\vec{\nabla}\Omega)_z - z'(\vec{\nabla}\Omega)_q) \right]. \quad (23)$$

Уравнения (22), (23) в криволинейной системе координат определяют отклонение частиц пучка от осевой траектории. Эти уравнений можно записать также в несколько ином виде [3]:

$$q'' = -(1-kq)k - q' \left(\ln \frac{\sqrt{\Phi}}{r'} \right)' + \frac{r'^2(\vec{\nabla}\Phi)_q}{2(\Phi+\varepsilon\Phi_0)} + \frac{r'}{\sqrt{2(\Phi+\varepsilon\Phi_0)(1+\gamma)}} \left[z'(\vec{\nabla}\Omega)_s - (1-kq)(\vec{\nabla}\Omega)_z \right], \quad (24),$$

$$z'' = -z' \left(\ln \frac{\sqrt{\Phi}}{r'} \right)' + \frac{r'^2(\vec{\nabla}\Phi)_z}{2(\Phi+\varepsilon\Phi_0)} + \frac{r'}{\sqrt{2(\Phi+\varepsilon\Phi_0)(1+\gamma)}} \left[(1-kq)(\vec{\nabla}\Omega)_q - q'(\vec{\nabla}\Omega)_s \right]. \quad (25)$$

В этих формулах

$$\left(\ln \frac{\sqrt{\Phi}}{r'} \right)' = \frac{1}{1-kq} \left[\frac{r'^2(\vec{\nabla}\Phi)_s}{2(\Phi+\varepsilon\Phi_0)} + \frac{r'}{\sqrt{2(\Phi+\varepsilon\Phi_0)(1+\gamma)}} (q'(\vec{\nabla}\Omega)_z - z'(\vec{\nabla}\Omega)_q) + qk' + 2q'k \right]. \quad (26)$$

Функции $x_c(s)$ и $y_c(s)$, описывающие осевую траекторию в декартовых координатах, могут быть найдены путем интегрирования дифференциальных уравнений [4]:

$$x'' = y'^2 \frac{F_x}{2F} - x'y' \frac{F_y}{2F} + y' \frac{h}{\sqrt{2F}}, \quad y'' = x'^2 \frac{F_y}{2F} - x'y' \frac{F_x}{2F} - x' \frac{h}{\sqrt{2F}}. \quad (27)$$

Уравнения (24), (25) интегрируются одновременно с дифференциальными уравнениями для осевой траектории (27), в результате достигается высокая точность расчета отклонений частиц пучка от осевой траектории в зависимости от их начальных параметров.

При рассмотрении КОС с коническими полями, потенциалы которых зависят в сферической системе координат r, ϑ, ψ только от угловых переменных ϑ и ψ , целесообразно в качестве базовой системы координат использовать цилиндрическую

систему координат ρ , ψ , z , в которой средняя плоскость совпадает с плоскостью $z = 0$. Тогда осевая траектория задается соотношениями:

$$\rho_c = \sqrt{x_c^2 + y_c^2}, \quad \psi_c = \arctg \frac{y_c}{x_c}, \quad (28)$$

а для произвольной траектории пучка

$$\rho = \sqrt{\rho_c^2 + q^2 - 2\rho_c q \cos \sigma}, \quad \psi = \psi_c + \arcsin \frac{q \sin \sigma}{\rho}. \quad (29)$$

Здесь σ – угол между касательной к осевой траектории и единичным вектором (ортой) \vec{e}_ψ цилиндрической системы. Запишем также следующие формулы:

$$\sin \sigma = \frac{x_c x'_c + y_c y'_c}{\rho_c}, \quad \cos \sigma = \frac{-x'_c y_c + y'_c x_c}{\rho_c}. \quad (30)$$

Осевую траекторию можно также определить интегрируя следующие уравнения:

$$\rho'_c = \sin \sigma, \quad \psi'_c = \frac{\cos \sigma}{\rho_c}, \quad \sigma' = \frac{\rho_c''}{\cos \sigma} = \frac{1 - \sin \sigma}{\rho_c \cos \sigma} - k. \quad (31)$$

При выводе последней формулы использованы соотношения (9).

Если ввести новую переменную

$$\zeta = \ln \operatorname{tg} \frac{\sigma}{2}, \quad (32)$$

то распределение потенциалов в конических КОС описывается гармоническими функциями двух переменных ψ и ζ . Производные потенциалов, входящие в уравнения (24), (25), в выбранной цилиндрической системе можно найти, используя следующие соотношения:

$$\begin{aligned} (\vec{\nabla} \Phi)_q &= \frac{\partial \Phi}{\partial q} = \Phi_\psi \frac{\partial \psi}{\partial q} + \Phi_\zeta \frac{\partial \zeta}{\partial q}, & (1-kq)(\vec{\nabla} \Phi)_s &= \frac{\partial \Phi}{\partial s} = \Phi_\psi \frac{\partial \psi}{\partial s} + \Phi_\zeta \frac{\partial \zeta}{\partial s}, \\ (\vec{\nabla} \Phi)_z &= \Phi_\zeta \frac{\partial \zeta}{\partial z}. \end{aligned} \quad (33)$$

Здесь

$$\frac{\partial \psi}{\partial q} = \frac{\sin \sigma \left(1 - \frac{q}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial q}\right)}{\rho \sqrt{1 - \left(\frac{q \sin \sigma}{\rho}\right)^2}}, \quad \frac{\partial \zeta}{\partial q} = \frac{z}{\rho \sqrt{\rho^2 + z^2}} \frac{\partial \rho}{\partial q}, \quad (34)$$

где

$$\frac{\partial \rho}{\partial q} = \frac{q - \rho_c \cos \sigma}{\rho}; \quad (35)$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial s} = \psi'_c + \frac{q \left(\rho \cos \sigma \sigma' - \sin \sigma \frac{\partial \rho}{\partial s} \right)}{\rho^2 \sqrt{1 - \left(\frac{q \sin \sigma}{\rho}\right)^2}}, \quad \frac{\partial \zeta}{\partial s} = \frac{z}{\rho \sqrt{\rho^2 + z^2}} \frac{\partial \rho}{\partial s}, \quad (36)$$

причем

$$\frac{\partial \rho}{\partial s} = \frac{\rho_c \rho'_c - q(\rho'_c \cos \sigma - \rho_c \sin \sigma \sigma')}{\rho}. \quad (37)$$

Для исследования фокусирующих и диспергирующих свойств КОС со средней плоскостью воспользуемся нерелятивистскими уравнениями траектории заряженной частицы в криволинейных координатах q, z, s (24), (25). Записав эти уравнения с точностью до членов первого порядка относительно $q, q', z, z', \varepsilon$ и γ , которые считаются малыми величинами, получим два линейных дифференциальных уравнения второго порядка [5, 6]:

$$q'' + \frac{f'}{2f} q' + \left(k^2 + \frac{f_q^2}{4f^2} + \frac{k f_q}{2f} - \frac{f_{qq}}{2f} + \frac{h_q}{\sqrt{2f}} \right) q = \frac{f_0}{2f} \left(-\frac{f_q}{f} + \frac{h}{\sqrt{2f}} \right) \varepsilon + \frac{h}{2\sqrt{2f}} \gamma, \quad (39)$$

$$z'' + \frac{f'}{2f} z' + \left(-\frac{k f_q}{2f} + \frac{f_{qq}}{2f} + \frac{f''}{2f} - \frac{h_q}{\sqrt{2f}} \right) z = 0. \quad (40)$$

Здесь $f(s) = F(0, 0, s)$ – распределение безразмерного потенциала на осевой траектории, $h(s) = \Omega_z(0, 0, s)$ – распределение напряженности магнитного поля на осевой траектории. Индекс «0» обозначает, что соответствующие величины берутся при $s = 0$ в области щели ионного источника.

Фокусирующие свойства будем исследовать, положив в уравнении (39) $\varepsilon = \gamma = 0$ и таким образом превратив его в однородное уравнение. Линейно независимые решения $p_1(s)$ и $p_2(s)$ однородного уравнения, соответствующего уравнению (39), и однородного уравнения (40) – $z_1(s)$ и $z_2(s)$ определим в области вне поля в предметной области при $s = s_0$ следующими начальными условиями:

$$\begin{aligned} p_{10} = 1, \quad p'_{10} = 0, \quad p_{20} = 0, \quad p'_{20} = 1, \\ z_{10} = 1, \quad z'_{10} = 0, \quad z_{20} = 0, \quad z'_{20} = 1. \end{aligned} \quad (41)$$

Учитывая (41), найдем определители Вронского линейно независимых решений:

$$p_1(s)p'_2(s) - p'_1(s)p_2(s) = \sqrt{\frac{f_0}{f(s)}}, \quad (42)$$

$$z_1(s)z'_2(s) - z'_1(s)z_2(s) = \sqrt{\frac{f_0}{f(s)}}. \quad (43)$$

Пусть в пространстве изображений, где поле отсутствует, плоскость $s = s_g$ является

гауссовой. Если система стигматическая, то в этой плоскости $q_{2g} = z_{2g} = 0$, и из выражений (42), (43) следуют соотношения Лагранжа-Гельмгольца, связывающие угловое и линейное увеличения в гауссовой плоскости:

$$M \Gamma = \sqrt{\frac{f_0}{f_g}}, \quad M_z \Gamma_z = \sqrt{\frac{f_0}{f_g}}. \quad (44)$$

Здесь $M = q_{1g}$ и $\Gamma = q'_{2g}$ – линейное и угловое увеличения в направлении параллельном средней плоскости (горизонтальное направление), $M_z = z_{1g}$ и $\Gamma = z'_{2g}$ – линейное и угловое увеличения в направлении оси z (вертикальное направление), индексом «g» здесь и в дальнейшем отмечены значения переменных при $s = s_g$.

Умножив однородное уравнение, соответствующее (39), на z , а уравнение (40) на q и сложив их почленно, после несложных преобразований получим:

$$q''z + qz'' + \left(\frac{f'}{2f} qz \right)' = -qz \left(k^2 + \frac{f_q^2}{4f^2} + \frac{f'^2}{2f^2} \right) \quad (45)$$

Уравнение (45) можно привести к виду:

$$\left[\frac{(\sqrt{f} qz)'}{qz} \right]' = -\sqrt{f} \left(k^2 + \frac{f_q^2}{4f^2} + \frac{f'^2}{4f^2} + \frac{q'^2}{q^2} + \frac{z'^2}{z^2} \right) \quad (46)$$

Правая часть последнего уравнения везде не больше нуля, поэтому

$$\left[\frac{(\sqrt{f} qz)'}{qz} \right]' < 0 \quad (47)$$

Это неравенство приводит к более сильным ограничениям, чем неравенство полученное для так называемых ортогональных электронно-оптических систем [7]:

$$\frac{q''}{q} + \frac{z''}{z} < 0$$

После интегрирования (47) получим следующее неравенство, характеризующее фокусирующие свойства произвольных полей со средней плоскостью в линейном приближении:

$$\frac{(\sqrt{f} qz)'}{qz} - \frac{\sqrt{f_0} (qz)'_0}{q_0 z_0} < 0 \quad (48)$$

Если в поле поступает объемный параллельный пучок, то в предметной области $q'_0 = z'_0 = 0$ и (48) приводит к неравенству

$$\frac{(qz)'_e}{q_e z_e} < 0 \quad (49)$$

Из неравенства (49) следует, что либо при движении в поле пучок образует один или несколько кроссоверов, либо на выходе из поля площадь его сечения уменьшается. Следовательно, либо в обоих (в горизонтальном и вертикальном) направлениях происходит фокусировка пучка, либо, если в одном из направлений поле обладает дефокусирующим действием, то в другом обязательно проявляется более сильное фокусирующее действие. В частности, для двумерных и конических полей, не обладающих фокусирующим действием в средней плоскости, отсюда с неизбежностью следует свойство фокусировки в аксиальном направлении. Ранее этот результат для двумерных и конических систем был получен в работах, а для ортогональных электронно-оптических систем в работе [10].

Для призмных систем с двумерным или коническим полем порядок уравнения (39) может быть понижен. Действительно, для конических призмных полей, имеют место следующие соотношения для потенциалов на осевой траектории:

$$f' = f_q \operatorname{ctg} \sigma, \quad (50)$$

$$f'_q = f_{qq} \operatorname{ctg} \sigma - \frac{f_q}{\operatorname{ctg} \sigma} \left(\frac{1}{\rho_c} + k \cos \sigma \right), \quad (51)$$

$$h'_q = h_q \operatorname{ctg} \sigma - \frac{h}{\rho_c \sin \sigma}. \quad (52)$$

Здесь функция $\rho_c(s)$ описывает осевую траекторию в цилиндрических координатах ρ , ψ , $z(z=0$ – средняя плоскость); $\sigma(s)$ – угол между касательной к осевой траектории и ортой \vec{e}_ψ в точке их контакта при $s = \text{const}$. В этом случае осевая траектория описывается уравнениями (31).

Используя выражения (50) – (52) можно показать, что функция

$$u_1 = \rho_c(s) \cos \sigma(s) \quad (54)$$

является частным решением однородного уравнения соответствующего (39). Это частное решение определяет траекторию подобную осевой. Используя (54), для функции

$$u(s) = \begin{pmatrix} q(s) \\ u_1(s) \end{pmatrix} \quad (55)$$

получим уравнение первого порядка:

$$u' + \left(\frac{f'}{2f} + \frac{2u_1'}{u_1} \right) u = 0 \quad (56)$$

Частное решение этого уравнения можно записать как:

$$u_2(s) = \frac{\sqrt{f_0}}{u_1^2(s) \sqrt{f(s)}} \quad (57)$$

Найденные функции $u_1(s)$ и $u_2(s)$ позволяют записать линейно независимые решения однородного уравнения соответствующего (39), удовлетворяющие начальным условиям (41),

$$p_1(s) = \frac{u_1(s)}{u_{10}} = \frac{\rho_c(s) \cos \sigma(s)}{\rho_{c0} \cos \sigma_0} \quad (58)$$

$$p_2(s) = \sqrt{f_0} p_1(s) \int_{s_0}^s \frac{ds}{p_1^2(s) \sqrt{f(s)}} \quad (59)$$

причем

$$p_1'(s) = \frac{u_1'(s)}{u_{10}} = \frac{k(s) \rho_c(s) \sin \sigma(s)}{\rho_{c0} \cos \sigma(s)} \quad (60)$$

$$p_2' = \frac{\sqrt{f_0}}{p_1(s) \sqrt{f(s)}} + p_1'(s) \int_{s_0}^s \frac{ds}{p_1^2(s) \sqrt{f(s)}} \quad (61)$$

Если в призмную систему входит однородный объемный параллельный пучок, то траектории частиц такого пучка описываются функциями:

$$q(s) = q_0 p_1(s), \quad z(s) = z_0 z_1(s) \quad (62)$$

Отсюда следует, что в области вне поля, где $k=0$, согласно (60) для всех траекторий пучка $q'_a = q'_0 = 0$, поэтому в горизонтальном направлении параллельность траекторий сохраняется и из (49) следует неравенство:

$$\frac{z'_a}{z_a} < 0 \quad (63)$$

Из этого неравенства следует, что в плоскости $s=s_a$ в области изображения, где поле отсутствует, заряженные частицы в конических полях всегда фокусируются к средней

плоскости, образуя линейные фокусы [9]. При этом в случае точечного источника с угловой расходимостью пучка в средней плоскости $2\alpha_s$ частицы с одинаковым отношением заряда к массе и энергией, и при $s=s_f$, где $z_2(s_f)=0$, создают в средней плоскости линейное изображение точечного источника, представляющее собой отрезок прямой длины

$$l=2\alpha_s p_2(s_f) \quad (64)$$

Общее решение уравнения (39) может быть записано в виде:

$$q = q_0 p_1(s) + q'_0 p_2(s) + A(s) \varepsilon + B(s) \gamma, \quad (65)$$

где

$$A(s) = \frac{\sqrt{f_0}}{2} \left[p_2 \int_{s_0}^s \frac{p_1}{\sqrt{f}} \left(-\frac{f_q}{f} + \frac{h}{\sqrt{2f}} \right) ds - p_1 \int_{s_0}^s \frac{p_2}{\sqrt{f}} \left(-\frac{f_q}{f} + \frac{h}{\sqrt{2f}} \right) ds \right], \quad (66)$$

$$B(s) = \frac{1}{2\sqrt{2f_0}} \left[p_2 \int_{s_0}^s p_1 h ds - p_1 \int_{s_0}^s p_2 h ds \right]. \quad (67)$$

В плоскости $s=s_a$ на выходе из КОС, где поле отсутствует, линейные дисперсии по энергии и массе определяются формулами: $D_w = A(s_a)$ и $D_m = B(s_a)$ соответственно, а угловые – формулами: $D'_w = A'(s_a)$ и $D'_m = B'(s_a)$. Если плоскость $s=s_a$ совпадает с гауссовой плоскостью, то для $s_a=s_g$, $p_{2g}=0$, $p_{1g}=M$ и для дисперсии по массе D_m можно записать следующее уравнение:

$$D_m = B(s_g) = -\frac{M}{2\sqrt{2f_0}} \int_{s_0}^{s_a} p_2 h ds \quad (68)$$

Интеграл в выражении (68) равен в линейном приближении потоку напряженности магнитного поля N_2 через горизонтальное сечение однородного плоского пучка,

выходящего из точечного источника ионов с угловой расходимостью $2\alpha_s$. Для траекторий частиц такого пучка $q_0=0$, $z_0=z'_0=0$, $\varepsilon=\gamma=0$, а $-\alpha_s \leq q'_0 \leq \alpha_s$. Таким образом, выражение (68) можно записать как

$$D_m = -\frac{M}{2\sqrt{2f_0}} \frac{N_2}{2\alpha_s} \quad (69)$$

Рассмотрим введенный в работе [11] параметр “quality” (качество) или Q -величину статических масс-спектрометров:

$$Q = R_m 2d_s 2\alpha_s, \quad (70)$$

где $2d_s$ and $2\alpha_s$ – ширина щели источника ионов и угловая расходимость пучка соответственно, а

$$R_m = \frac{D_m}{2d_s M} \quad (71)$$

– максимальное разрешение масс-анализатора. Подставляя (71) в (70) и используя (69), получим

$$Q = -\frac{e N_2}{2 c p_0} \quad (72)$$

Здесь p_0 – начальный импульс частиц, движущихся по осевой траектории. Отметим, что выражение (72) для Q -величины справедливо для любых масс-анализаторов со средней плоскостью, при любой форме осевой траектории. Если в масс-анализаторе в горизонтальном направлении имеется промежуточный фокус, то в этом фокусе координата q изменяет знак, что при неизменном направлении магнитного поля приводит к уменьшению $|N_2|$ и, следовательно, к уменьшению $|Q|$. Таким образом, формула (72) дает простой общий критерий увеличения Q -величины статических масс-спектрометров. При одинаковом значении Q разрешение и чувствительность масс-анализатора будут определяться его абберациями.

Во многих случаях наряду с линейной дисперсией D_m масс-анализатора важно знать и его угловую дисперсию по массе D'_m . Используя выражение (67) для D'_m в гауссовой плоскости $s = s_g$ можно записать следующее выражение:

$$D'_m = B'(s_g) = \frac{e}{2 c p_0} \left(\Gamma \frac{N_1}{2 d_s} + \frac{N_2}{2 \alpha_s F_1} \right) \quad (73)$$

Здесь $F_1 = -1/p'_{1g}$ заднее фокусное расстояние в горизонтальном направлении; N_1 – поток напряженности магнитного поля через горизонтальное сечение однородного плоского параллельного на входе в систему пучка, имеющего на входе ширину $2d_s$. Для всех траекторий такого пучка $q'_0 = 0$, $z_0 = z'_0 = 0$, $\varepsilon = \gamma = 0$ и $-d_s \leq q_0 \leq d_s$.

Если КОС телескопична в горизонтальном направлении ($F_1 = \infty$), то угловая дисперсия по массе (73) определяется только членом, содержащим поток N_1 . В результате для КОС с двумерным или коническим полем получим:

$$D'_m = \frac{e}{2 c p_0} \Gamma \frac{N_1}{2 d_s}, \quad (74)$$

причем формула (74) для любой величины $2d_s$ – ширины параллельного пучка [12]. Рис. 2 иллюстрирует различие в определении магнитных потоков N_1 и N_2 .

Полученные в работе результаты, характеризующие общие фокусирующие и диспергирующие свойства КОС со средней плоскостью, значительно облегчают поиск эффективных схем энерго- и масс-анализаторов.

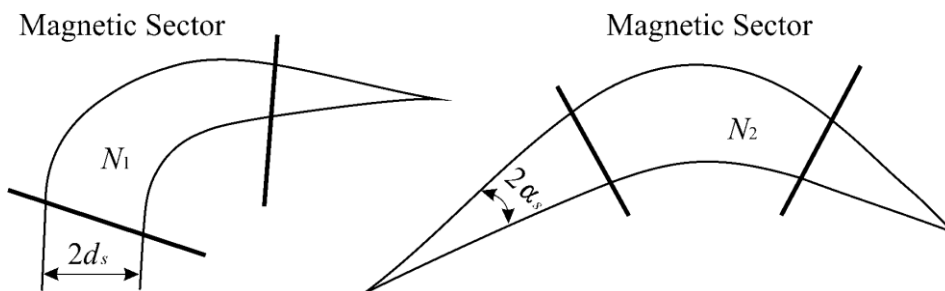


Рис. 2 Магнитные потоки, пронизывающие параллельный N_1 и расходящийся N_2 пучки

Литература

1. Байсанов О.А., Доскеев Г.А., Зарипова З.Г., Спивак-Лавров И.Ф. // Прикладная физика. – М. №10, 2010. – С.109-115.
2. Baisanov, O. A., Doskeev, G. A., Doskeev, T. G., Spivak-Lavrov I. F. // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A – 2011, vol. 645. – P. 159–162.
3. Spivak-Lavrov, I.F. // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A. – 1995. – vol. 363. – P. 485–490.
4. Baisanov O.A., Doskeev G.A., Spivak-Lavrov I.F. // Proceedings of the Seventh International Conference on Charged Particle Optics. Physics Procedia. – 2008. – vol. 1. – P. 425–433.
5. Baisanov O.A., Glikman L.G., Doskeev G.A., Sagitova A.T., Spivak-Lavrov I.F. // Proceedings of the Seventh International Conference on Charged Particle Optics. Physics Procedia. – 2008. – vol. 1. – P. 435–442.
6. Байсанов, О.А. Аберрации масс-спектрометра с секторным магнитом и электростатической призменной системой / О.А. Байсанов, Г.А. Доскеев, И.Ф. Спивак-Лавров // Прикладная физика. – 2008. – № 4. – С. 100–104.
7. Стэррок, П.А. Статическая и динамическая электронная оптика / П.А. Стэррок. – М.: ИЛ, 1958. – 286 с.
8. Кельман, В.М. Электронная оптика / В.М. Кельман, В.М. С.Я. Явор. – Ленинград: Наука, 1963. – 487 с.
9. Гликман, Л.Г. О невозможности создания рассеивающей линзы с коническими электрическим и магнитным полями / Л.Г. Гликман, И.Ф. Спивак-Лавров // Журнал технической физики. – 1983. – Т. 53, 1372–1379.
10. Адилова, З.Т. Фокусирующее действие ортогональных электронно-оптических систем / З.Т. Адилова, Е.М. Якушев // Известия АН КазССР, серия физ.-мат. – 1987. – № 2. – С. 69–74.
11. Wollnik, H. (1971) Nucl. Instr. and Meth., 95, 453–460.
12. Гликман, Л.Г. Общий критерий качества статических масс-анализаторов с комбинированными электрическим и магнитным полями / Л.Г. Гликман, И.Ф. Спивак-Лавров // Письма в журнал технической физики. – 1990. – т. 16. – С. 26–29.

А.С. Бердников¹, И.А. Аверин^{1,2}, Н.К. Краснова², К.В. Соловьёв²

¹ *Институт Аналитического приборостроения РАН*

² *Санкт-Петербургский Политехнический Университет Петра Великого*

г. Санкт-Петербург, Российская Федерация

Эйлер бойынша біртекті электр және магнит өрістері электрондық және ионды-оптикалық жүйелерді жасауда ыңғайлы болады. Осындай өрістерді пайдаланатын спектрографиялық оптикалық жүйелерді құруда Ю.К.Голиков бірінші болып қолданған траектория ұқсастық принципі өте пайдалы. Осының нәтижесінде Лаплас потенциалдары үшін аналитикалық өрнектемелер өте пайдалы болып табылады. Осы жұмыста кәзіргі уақытта белгілі және авторлар ұсынған Лаплас потенциалдары үшін аналитикалық өрнектемелерді бір жүйеге келтіру ұсыныстар талқыланады.

Electric and magnetic fields which are uniform in Euler terms are a useful instrument to design the systems of charge particle optics. The similarity principle for charged particle trajectories in these fields which was realized by Yu.K. Golikov for the first time enables to create spectrographic optical systems in a more systematic and intelligence way by using the fields which are uniform in Euler terms. As a result the analytical expressions for the Laplace potentials which are uniform in Euler terms are a useful tool to design optical systems of this type. This paper concentrates in one place the analytical expressions for the uniform in Euler terms Laplace potentials which are known up to now, both for integer and non-integer orders of uniformity. Some expressions are well known, some are new and are derived by the authors.

Кілт сөздер: электр өрісі, магнит өрісі, Эйлер бойынша біртекті функциялар, зарядталған бөлшектер оптикасындағы траектория ұқсастық принципі, Лаплас теңдеуінің аналитикалық шешімі.

Key words: electric fields; magnetic fields; uniform in Euler' terms functions; similarity principle for charged particle trajectories; analytical solutions of Laplace equation.

Введение

Электростатическими и магнитостатическими полями, однородными по Эйлери, называются поля, напряжённость или индукция которых является функцией, однородной по Эйлери в смысле, который придаётся этому термину в общих курсах математического анализа [1,2]. Электростатическое поле является однородным по Эйлери, если

напряжённость электрического поля $\vec{E}(x, y, z)$ как функция пространственных координат

удовлетворяет тождеству $\vec{E}(\lambda x, \lambda y, \lambda z) \equiv \lambda^{k-1} \vec{E}(x, y, z)$ в области, в которой происходит

движение заряженных частиц, при всех $\lambda > 0$ (где число k является порядком однородности поля). Магнитостатическое поле является однородным по Эйлери, если

индукция магнитного поля $\vec{B}(x, y, z)$ как функция пространственных координат

удовлетворяет тождеству $\vec{B}(\lambda x, \lambda y, \lambda z) \equiv \lambda^{k-1} \vec{B}(x, y, z)$ в области, в которой происходит

движение заряженных частиц, при всех $\lambda > 0$ (где число k является порядком однородности поля).

В подавляющем большинстве случаев электрические и магнитные поля, использующиеся в оптике заряженных частиц, обладают плоскостью симметрии, причём без ограничения общности можно считать, что она совпадает с координатной плоскостью $z = 0$. Если заряженная частица начинает движение в плоскости симметрии, то при дальнейшем

движении заряженная частица продолжает оставаться в плоскости симметрии. Электрический потенциал $U(x, y, -z) \equiv U(x, y, z)$ должен быть симметричной функцией от координаты z , тогда нормальная компонента напряжённости электрического поля в плоскости симметрии обращается в ноль: $E_z(x, y, 0) = -(\partial U(x, y, z)/\partial z)_{z=0} = 0$. Скалярный магнитный потенциал $\Phi(x, y, -z) \equiv -\Phi(x, y, z)$ должен быть антисимметричной функцией от координаты z , так что $\Phi(x, y, 0) \equiv 0$, а тангенциальные компоненты индукции магнитного поля в плоскости симметрии обращаются в ноль: $B_x(x, y, 0) = -(\partial \Phi(x, y, z)/\partial x)_{z=0} = 0$, $B_y(x, y, 0) = -(\partial \Phi(x, y, z)/\partial y)_{z=0} = 0$. Критерии устойчивости траекторий заряженных частиц при отклонениях от плоскости симметрии рассматриваются, например, в [3].

Электростатические и магнитные поля, однородные по Эйлеру, являются полезным инструментом для целенаправленного синтеза корпускулярно-оптических систем с желаемыми свойствами [4-8]. Для электрических и магнитных полей, однородных по Эйлеру, выполняется принцип подобия траекторий [4-6, 9-11], позволяющий существенно облегчить создание спектрографических систем с идеальными характеристиками [4-6, 11-16].

При традиционной постановке система электродов, заданная априорно и заведомо обладающая конструктивной формой, оптимизируется таким образом, чтобы обеспечить требуемые характеристики получаемой системы. В случае полей, однородных по Эйлеру, этот подход не работает: система электродов или магнитных полюсов обязана обеспечивать свойство однородности поля, и именно в таких ограниченных рамках и должна проводиться оптимизация оптической схемы.

В силу обозначенной выше специфики этих оптических систем полезным подспорьем являются аналитические выражения для потенциалов, однородных по Эйлеру, электрических и магнитных полей. Они позволяют с самого начала задавать искомую систему электродов или магнитных полюсов в параметризованном виде так, что на выходе получаются поля, заведомо удовлетворяющие наложенным требованиям. В данной работе будем искать потенциалы, однородные по Эйлеру, в разных геометриях исходя из требования гармоничности функций и их однородности. Двумерные и осесимметричные потенциалы соответствуют некоторым известным случаям, тогда как выражения для мультипольных потенциалов с нецелочисленными порядками однородности и трёхмерных квазиполиномиальных потенциалов рассматриваются впервые.

Плоские однородные поля

Рассмотрим двумерный электрический потенциал $U(x, y)$. Функция $U(x, y)$ гармоническая, то есть должна удовлетворять уравнению Лапласа $U_{xx} + U_{yy} = 0$. Кроме того, эта функция должна быть однородной по Эйлеру, что равносильно выполнению дифференциального признака однородности по Эйлеру [1,2] $xU_x + yU_y = kU$, где $k = const$ — порядок однородности. Продифференцировав данное выражение по x и по y , получим соотношения $xU_{xx} + yU_{xy} = (k-1)U_x$ и $xU_{xy} + yU_{yy} = (k-1)U_y$. В силу гармоничности потенциала ($U_{xx} + U_{yy} = 0$), получим, что $U_{xx} = (k-1)\frac{xU_x - yU_y}{x^2 + y^2}$, $U_{xy} = (k-1)\frac{yU_x + xU_y}{x^2 + y^2}$, $U_{yy} = (k-1)\frac{-xU_x + yU_y}{x^2 + y^2}$. Легко проверить, что при выполнении

этих трёх соотношений автоматически будут выполнены тождества $\frac{\partial(U_{xx})}{\partial y} \equiv \frac{\partial(U_{xy})}{\partial x}$, $\frac{\partial(U_{xy})}{\partial y} \equiv \frac{\partial(U_{yy})}{\partial x}$ для производных следующего порядка, так что полученная

переопределённая система уравнений относительно неизвестной функции $U(x, y)$ находится в инволюции и разрешима [17,18]

Чтобы найти решение системы уравнений в явном виде, перейдём к полярным

координатам $x = r \cos \varphi$, $y = r \sin \varphi$ ($r = \sqrt{x^2 + y^2}$, $\varphi = \arctg(y/x)$). В этих переменных система уравнений существенно упрощается: $U_{rr} = (k-1)U_r/r$, $U_{r\varphi} = kU_\varphi/r$, $U_{\varphi\varphi} = -krU_r$.

Из первого уравнения следует, что $U_r(r, \varphi) = r^{k-1} f(\varphi)$, так что $U(r, \varphi) = \frac{1}{k} r^k f(\varphi) + g(\varphi)$, где $f(\varphi)$ и $g(\varphi)$ некоторые пока неизвестные функции. После подстановки этого решения во второе уравнение получаем условие $r^k f'(\varphi) + rg'(\varphi) = r^k f'(\varphi) + kg'(\varphi)$, из которого

следует, что $g'(\varphi) = 0$, $g(\varphi) = g_0 = const$. Однако из дифференциального признака

однородности по Эйлеру до дифференцирования $xU_x + yU_y = kU$ получается условие

$U_r = kU/r$, так что на самом деле $g_0 = 0$ (при дифференцировании дифференциального тождества Эйлера добавились паразитные решения). Наконец, третье уравнение даёт

условие $r^k f''(\varphi) = -k^2 r^k f(\varphi)$, откуда следует, что $f(\varphi) = a \cos(k\varphi) + b \sin(k\varphi)$, где a, b — константы. После обратной замены переменных в результате непосредственной проверки убеждаемся, что функция

$$U(x, y) = (\sqrt{x^2 + y^2})^k [U_c \cos(k \arctg(y/x)) + U_s \sin(k \arctg(y/x))] \quad (1)$$

действительно является функцией, однородной по Эйлеру с порядком однородности, равным k (не обязательно целочисленным), а также удовлетворяет двумерному уравнению Лапласа.

С помощью поворота плоскости относительно начала координат выражение (1) может

быть приведено к виду $U_c(x, y) = U_0 (\sqrt{x^2 + y^2})^k \cos(k \arctg(y/x))$ либо к виду

$U_s(x, y) = U_0 (\sqrt{x^2 + y^2})^k \sin(k \arctg(y/x))$, так что свобода управлять формой потенциала

(1) с помощью имеющихся свободных констант весьма условна. Первая форма

представления поля даёт потенциал, симметричный по координате y : $U_c(x, -y) = U_c(x, y)$

. Вторая форма записи даёт потенциал, антисимметричный по координате y :

$$U_s(x, -y) = -U_s(x, y)$$

. Оба потенциала симметричны относительно координаты z , но во втором случае имеется удобная эквипотенциальная поверхность в виде плоскости $y = 0$, которую можно использовать в качестве одного из электродов. В роли двумерных зеркал для электростатического энергоанализатора, работающего в спектрографическом режиме, такие электрические потенциалы исследовались в [5,12,19,20].

Возможен вариант использования этих двумерных потенциалов, когда координаты y и z

меняются местами [5]. Потенциал $\tilde{U}_c(x, z) = U_0 (\sqrt{x^2 + z^2})^k \cos(k \arctg(z/x))$ порождает

симметричное электростатическое поле. Потенциал

$\tilde{U}_s(x, z) = U_0 (\sqrt{x^2 + z^2})^k \sin(k \arctg(z/x))$ порождает симметричное магнитное поле.

Соответствующие оптические системы, работающие в режиме спектрографических зеркал, рассматриваются в [4,5,11,12,14,15].

Формулу (1) можно получить другим способом [5]. Любая однородная по Эйлера функция порядка k от двух переменных может быть представлена в виде

$$U(x, y) = (\sqrt{x^2 + y^2})^k F(\arctg(y/x)), \text{ где } F(\tau) \text{ — некоторая функция одного переменного.}$$

(Данная формула является модифицированной формой универсального представления однородных функций в виде $f(x_1, x_2, \dots, x_n) = x_1^k g(x_2/x_1, \dots, x_n/x_1)$ [1,2]). Подставив это выражение в двумерное уравнение Лапласа, получим необходимое и достаточное условие,

которое надо обеспечить, чтобы $U(x, y)$ была гармонической функцией: $F''(\tau) + k^2 F(\tau) = 0$.

Из этого дифференциального уравнения сразу следует, что функции вида (1) являются искомыми и что других подобных функций не существует. (Исключением является случай $k = 0$, когда единственными однородными гармоническими функциями нулевого порядка

оказываются функции $U_a + U_b \arctg(y/x)$.)

Есть и другой способ получить искомый результат. Как известно, для любой краевой

задачи с границей $\Gamma(s) = (x_g(s), y_g(s))$ существует функция Грина $G(x_g, y_g, x, y)$ [21-23],

обладающая свойством, что для любой гармонической функции $U(x, y)$ справедливо тождество

$$U(x, y) = \int_{\Gamma} G(x_g(s), y_g(s), x, y) \frac{\partial U(x_g(s), y_g(s))}{\partial n} ds - \int_{\Gamma} \frac{\partial G(x_g(s), y_g(s), x, y)}{\partial n} U(x_g(s), y_g(s)) ds \quad (2)$$

Для двумерного уравнения Лапласа с границей в виде прямой линии $y = 0$ функция Грина известна в аналитическом виде [21]:

$$G(x_g, y_g, x, y) = \frac{1}{4\pi} \log \frac{(x_g - x)^2 + (y_g + y)^2}{(x_g - x)^2 + (y_g - y)^2} \quad (3)$$

Про симметричное решение $U_c(x, y)$ нам известно, что оно ведёт себя вдоль прямой $y = 0$ как однородная функция переменной x с порядком, равным k — то есть, как

$U_c(x, 0) = A|x|^k$. Кроме того, из соображений симметрии мы знаем, что нормальная

производная $U_c(x, y)$ вдоль прямой $y = 0$ равна нулю — то есть, $\partial U_c(x, 0)/\partial y = 0$. В

результате по формулам (2), (3) можно восстановить полностью это решение:

$$U_c(x, y) = \frac{A}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} |s|^k \frac{y}{(x-s)^2 + y^2} ds = const \cdot (\sqrt{x^2 + y^2})^k \cos(k \arctg(y/x)) \quad (4)$$

(правда, этот интеграл сходится не при всех k , а только при $-1 < k < +1$, и вычислить его в аналитической форме весьма непросто).

Антисимметричное решение можно получить следующим образом. Любая гармоническая однородная функция порядка k может быть представлена как производная по выбранной пространственной координате (например, y) от некоторой другой гармонической однородной функции порядка $(k+1)$ [35]. Если рассматриваемая функция антисимметричная, то её первообразная будет симметричной функцией и, следовательно, может быть представлена в виде (4). После подстановки $k \rightarrow k+1$ и дифференцировании (4) по y получаем

$$U_s(x, y) = \frac{A}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} |s|^{k+1} \frac{(x-s)^2 - y^2}{((x-s)^2 + y^2)^2} ds = \text{const} \cdot (\sqrt{x^2 + y^2})^k \sin(k \arctg(y/x)) \quad (5)$$

Для сходимости интеграла (5) должны быть выполнены ограничения $-2 < k < 0$.

Осесимметричные однородные поля

Потенциал осесимметричного поля, записанный в цилиндрических координатах

$r = \sqrt{x^2 + y^2}$, $\varphi = \arctg(y/x)$, $z = z$, не зависит от азимутального угла и удовлетворяет осесимметричному уравнению Лапласа $\partial^2 U(z, r) / \partial z^2 + \partial^2 U(z, r) / \partial r^2 + (1/r) \partial U(z, r) / \partial r = 0$.

Запишем потенциал $U(z, r)$, который должен являться функцией, однородной по Эйлера с порядком однородности, равным k , в форме $U(z, r) = (\sqrt{z^2 + r^2})^k F(z / \sqrt{z^2 + r^2})$, где $F(\tau)$ — надлежащим образом подобранная функция одного переменного [1,2]. Подставив это выражение в осесимметричное уравнение Лапласа, получим необходимое и достаточное условие, которое надо обеспечить, чтобы $U(z, r)$ была осесимметричной гармонической функцией:

$$(1 - \tau^2)F''(\tau) - 2\tau F'(\tau) + k(k+1)F(\tau) = 0 \quad (6)$$

При $k = 0$ и $k = -1$ решениями уравнения (6) будут функции

$F(\tau) = C_0 + C_1 \ln((1 + \tau)/(1 - \tau))$, сингулярные на оси $r = 0$ при $C_1 \neq 0$. В остальных случаях решением уравнениями (6) будут функции Лежандра первого и второго рода $P_k(\tau)$ и $Q_k(\tau)$ [24-29]. С учётом того, что $P_{-k-1}(\tau) = P_k(\tau)$, $Q_{-k-1}(\tau) = Q_k(\tau)$, достаточно определить функции Лежандра при $k \geq -1/2$. При натуральных значениях k функция

$P_k(\tau)$ оказывается многочленом Лежандра: $P_k(\tau) = \frac{1}{2^k k!} \frac{d^k}{d\tau^k} (\tau^2 - 1)^k$. Функция $Q_k(\tau)$

выражается через $P_k(\tau)$ с помощью вронскиана $W(\tau) = Q'_k(\tau)P_k(\tau) - Q_k(\tau)P'_k(\tau)$

(подчиняющегося уравнению $W'(\tau) = \frac{2\tau}{1 - \tau^2} W(\tau)$ и поэтому равному $W(\tau) = W_0 / (1 - \tau^2)$), по

формуле $Q_k(\tau) = P_k(\tau) \int \frac{d\tau}{(1 - \tau^2)(P_k(\tau))^2}$. Функции $P_k(\tau)$ имеют конечные значения при

$\tau = \pm 1$ (то есть на оси системы $r = 0$), функции $Q_k(\tau)$ сингулярны. При натуральных

значениях k функция $Q_k(\tau)$ имеет вид $Q_k(\tau) = Q_{ak}(\tau) + Q_{bk}(\tau) \ln \frac{1 + \tau}{1 - \tau}$, где $Q_{ak}(\tau)$ и $Q_{bk}(\tau)$

многочлены. Более подробно о функциях Лежандра первого и второго рода см. в соответствующей литературе [24-28].

Имеется интегральная формула Уиттекера ([25], примеры в конце гл. 18), которая взаимно-однозначным образом выражает осесимметричный потенциал $\varphi(z, r)$, регулярный на оси $r = 0$, через двумерный симметричный потенциал $f(x, y)$,

удовлетворяющий двумерному уравнению Лапласа $\partial^2 f / \partial x^2 + \partial^2 f / \partial y^2 = 0$ и условию $f(x, -y) = f(x, y)$:

$$\varphi(z, r) = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi f(z, r \cos \alpha) d\alpha = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi/2} f(z, r \cos \alpha) d\alpha \quad (7)$$

Подставив вместо $f(x, y)$ однородную функцию $U_c(x, y) = U_0(\sqrt{x^2 + y^2})^k \cos(k \arctg(y/x))$, получим регулярную на оси осесимметричную однородную по Эйлеру функцию $\varphi(z, r)$. Отсюда легко получить интегральное представление для функции Лагранжа первого рода,

$$Q_k(\tau) = P_k(\tau) \int_0^\tau \frac{d\tau}{(1-\tau^2)(P_k(\tau))^2}$$

а затем через квадратурную формулу вычислить и функцию Лагранжа второго рода, то есть полностью восстановить осесимметричную однородную функцию в интегральной форме.

Другие интегральные формулы для осесимметричных однородных функций конструируются с помощью формул Саулита [30-33], позволяющих восстанавливать осесимметричный потенциал по его значению на диске $z = 0$ (где однородная по Эйлеру функция ведёт себя как r^k), а не по значению вдоль оси $r = 0$ (где однородная по Эйлеру функция ведёт себя как z^k), как в формуле (7). Ещё одна разновидность интегральных формул для осесимметричных однородных потенциалов может быть получена с помощью функций Грина по схеме, описанной в предыдущем разделе, так как функция Грина для осесимметричного уравнения Лапласа и границы в виде плоского диска $z = 0$ может быть получена из функции Грина для трёхмерного уравнения Лапласа с границей в виде бесконечной плоскости $z = 0$ [21].

В конечном счёте, общая формула для осесимметричного потенциала, однородного по Эйлеру с порядком однородности $k \neq 0$, будет иметь вид

$$U(z, r) = (\sqrt{z^2 + r^2})^k \left[U_c P_k\left(\frac{z}{\sqrt{z^2 + r^2}}\right) + U_s Q_k\left(\frac{z}{\sqrt{z^2 + r^2}}\right) \right], \quad (8)$$

где $r = \sqrt{x^2 + y^2}$, а U_c и U_s — произвольные константы. В отличие от двумерного случая, где изменение констант U_c и U_s приводит к повороту двумерного потенциала как единого

целого, здесь изменение констант U_c и U_s создаёт принципиально новые решения. Однако некоторая аналогия вращения присутствует и здесь. А именно, у функций $U(z, r)$, однородных по Эйлеру, имеются эквипотенциальные линии в виде прямых, проходящих через начало координат (если $U(z_0, r_0) = 0$ в точке (z_0, r_0) , отличной от начала координат, то и вдоль всей прямой $(\lambda z_0, \lambda r_0)$ будет выполнено $U(z, r) = 0$). Эти линии разбивают координатную плоскость (r, z) на сектора, в пределах которых функция $U(z, r)$ сохраняет свой знак. Изменение констант U_c и U_s приводит к трансформации указанных секторов и разграничивающих их прямых эквипотенциальных линий $U(z, r) = 0$, напоминающей процедуру вращения относительно центра координат.

Мультипольные и квазимультипольные однородные поля

В оптике заряженных частиц мультипольными называются потенциалы, которые переходят сами в себя при повороте на угол π/m в плоскости (x, y) относительно оси OZ , где m — натуральное число (такое определение мультипольных полей является более узким, чем даваемое в [34]). Мультипольные потенциалы записываются как

$$U(x, y, z) = \cos(m\varphi + \varphi_0) u(z, r), \quad (9)$$

где $x = r \cos \varphi$, $y = r \sin \varphi$, $z = z$ является цилиндрической системой координат, m является порядком мультипольности, а функция $u(z, r)$ удовлетворяет мультипольному уравнению Лапласа

$$\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{m^2}{r^2} u = 0 \quad (10).$$

Заменой $u(z, r) = r^{\pm m} v(z, r)$ уравнение (10) приводится к виду $\frac{\partial^2 v}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial r^2} + \frac{2m+1}{r} \frac{\partial v}{\partial r} = 0$.

Обычно формулы (9), (10) рассматриваются при натуральных значениях m , когда функция $U(x, y, z)$, вычисляемая по формуле (9), оказывается определённой однозначным образом во всём пространстве. Если допустить, что функция $U(x, y, z)$ определена не на всём пространстве, а лишь в пределах некоторого двугранного угла $-\varphi_m \leq \varphi - \varphi_0 \leq +\varphi_m$, то в (9) и (10) допустимо использовать нецелочисленные значения m ; такие потенциалы можно назвать квазимультипольными.

Легко понять, что функция трёх переменных $U(x, y, z)$ будет функцией, однородной по Эйлерау порядка k , тогда и только тогда, когда однородной по Эйлерау функцией порядка k будет функция двух переменных $u(z, r)$. Если представить функцию $u(z, r)$ в форме $u(z, r) = (\sqrt{z^2 + r^2})^k G(z/\sqrt{z^2 + r^2})$, где $G(\tau)$ пока неопределённая функция одного переменного τ (такое представление является общей формой записи функций двух переменных, однородных по Эйлерау с порядком однородности, равным k [1, 2]), то легко получить, что для того, чтобы функция $u(z, r)$ удовлетворяла уравнению (10), необходимо и достаточно, чтобы функция $G(\tau)$ удовлетворяла уравнению Лежандра $(1 - \tau^2)G''(\tau) - 2\tau G'(\tau) + \left(k(k+1) - \frac{m^2}{(1 - \tau^2)}\right)G(\tau) = 0$ (11).

$$G(\tau) = C_1 \left(\frac{1 - \tau}{1 + \tau}\right)^{m/2} + C_2 \left(\frac{1 + \tau}{1 - \tau}\right)^{m/2},$$

При $k = 0$ и $k = -1$ решениями (11) будут функции сингулярные на оси $r = 0$. При остальных значениях k решениями уравнения (11) будут линейные комбинации присоединённых функций Лежандра первого и второго рода $P_{k,m}(\tau)$ и $Q_{k,m}(\tau)$ [25-29], где k, m — не обязательно целые числа. Функции $P_{k,m}(\tau)$ не имеют особенностей в точках $\tau = \pm 1$ (то есть, на оси мультипольной симметрии $r = 0$),

тогда как функции $Q_{k,m}(\tau)$ в этом случае сингулярны. Функции $Q_{k,m}(\tau)$ выражаются через функции $P_{k,m}(\tau)$ с помощью вронскиана $W(\tau) = Q'_{k,m}(\tau)P_{k,m}(\tau) - Q_{k,m}(\tau)P'_{k,m}(\tau)$,

удовлетворяющего уравнению $W'(\tau) = \frac{2\tau}{1 - \tau^2} W(\tau)$ с решением $W(\tau) = W_0 / (1 - \tau^2)$, так что с

$$Q_{k,m}(\tau) = P_{k,m}(\tau) \int \frac{d\tau}{(1 - \tau^2)(P_{k,m}(\tau))^2}$$

точно до множителя-константы. В итоге общая формула для мультипольного потенциала, однородного по Эйлерау с порядком однородности k , будет иметь вид

$$U(x, y, z) = \cos(m\varphi + \varphi_0) (\sqrt{z^2 + r^2})^k \left[U_c P_{k,m}(z/\sqrt{z^2 + r^2}) + U_s Q_{k,m}(z/\sqrt{z^2 + r^2}) \right], \quad (12)$$

где $\varphi = \arctg(y/x)$, $r = \sqrt{x^2 + y^2}$, U_c и U_s — произвольные константы.

Решения уравнения (12), не имеющие сингулярности на оси $r = 0$ (т.е. соответствующие присоединённым функциям Лежандра первого рода) можно выразить через двумерный

симметричный потенциал $f(x, y)$, удовлетворяющий двумерному уравнению Лапласа и условию симметричности $f(x, -y) = f(x, y)$, по формуле Дугалла ([25], примеры к гл. 18):

$$u(z, r) = \frac{2\Gamma(m)}{\Gamma\left(m + \frac{1}{2}\right)\Gamma\left(\frac{1}{2}\right)} r^m \int_0^{\pi/2} f(z, r \cos \alpha) \sin^{2m} \alpha d\alpha \quad (13)$$

Подставив в (13) однородную функцию $U_C(x, y) = U_0(\sqrt{x^2 + y^2})^{k-m} \cos((k-m)\arctg(y/x))$, получим регулярную на оси мультипольную однородную функцию $u(z, r)$ порядка k . Отсюда получается интегральное представление для присоединённых функций Лежандра

$$Q_{k,m}(\tau) = P_{k,m}(\tau) \int_0^\tau \frac{d\tau}{(1-\tau^2)(P_{k,m}(\tau))^2} \quad \text{и}$$

первого рода, а затем через квадратурную формулу для присоединённой функции Лежандра второго рода, то есть полностью восстанавливается мультипольная однородная функция в форме некоторого интеграла от элементарных функций.

По аналогии с формулами Саулита [30-33] можно сконструировать иные интегральные формулы для мультипольных потенциалов, позволяющих восстанавливать их поведение по значению потенциала на диске $z = 0$ (где однородная по Эйлеру функция ведёт себя как r^k) вместо значения потенциала вдоль мультипольной оси $r = 0$ (где однородная по Эйлеру функция ведёт себя как z^k). Другая разновидность интегральных формул для мультипольных однородных потенциалов может быть получена с помощью функций Грина. (Функция Грина для мультипольного уравнения Лапласа и границы в виде плоского диска $z = 0$ получается из функции Грина для трёхмерного уравнения Лапласа с границей в виде бесконечной плоскости $z = 0$ [21].)

Формула Уиттекера для однородных гармонических полиномов

В [25] показано, что все однородные по Эйлеру функции с порядком однородности n (где n — натуральное число), которые в начале координат $(0,0,0)$ являются аналитическими (то есть, разлагаются в окрестности этой точки в сходящийся степенной ряд), будут необходимым образом являться многочленами и могут быть представлены в виде

$$\text{Re} \int_{-\pi}^{+\pi} (z + ix \cos \varphi + iy \sin \varphi)^n h(\varphi) d\varphi, \quad \text{где } h(\varphi) \text{ — комплекснозначная периодическая функция.}$$

Среди этих многочленов можно выделить $2n+1$ линейно независимых однородных многочленов, так что любой другой однородный многочлен будет их линейной комбинацией с постоянными коэффициентами. Многочлены, образующие линейный базис, могут быть вычислены по формулам

$$\int_{-\pi}^{+\pi} (z + ix \cos \varphi + iy \sin \varphi)^n \cos m\varphi d\varphi, \quad \int_{-\pi}^{+\pi} (z + ix \cos \varphi + iy \sin \varphi)^n \sin m\varphi d\varphi, \quad m = 0, 1, 2, \dots, n.$$

Более общепринятый способ определить базисные однородные гармонические многочлены — использовать многочлены Лежандра $P_n(\tau)$ и присоединённые многочлены

Лежандра $P_n^m(\tau)$ ($m = 1, 2, \dots, n$) [26-29]. С их помощью любой однородный гармонический многочлен степени n может быть представлен в виде взвешенной суммы линейно-независимых гармонических полиномов [24, 25, 35]

$$U(x, y, z) = a_0 r^n P_n(\sin \theta) + \sum_{m=1, n} r^{n-m} P_n^m(\sin \theta) (a_m r^m \cos m\varphi + b_m r^m \sin m\varphi)$$

где a_m, b_m — произвольные коэффициенты, r, φ, θ — сферические координаты ($x = r \cos \theta \cos \varphi$, $y = r \cos \theta \sin \varphi$, $z = r \sin \theta$), а выражения $r^n P_n(\sin \theta)$, $r^{n-m} P_n^m(\sin \theta)$, $r^m \cos m\varphi$, $r^m \sin m\varphi$ — однородные многочлены соответствующей степени от x, y, z .

Следует отметить, что требование аналитичности однородных функций в начале координат является чрезмерным. Так, для $n=1$ единственными аналитическими однородными гармоническими функциями будут линейные функции

$f(x, y, z) = ax + by + cz$. Однако функция

$(8z^4 + 12z^2(x^2 + y^2) + 3(x^2 + y^2)^2)(3x^2y - y^3)/(x^2 + y^2)^3$, как легко проверить, удовлетворяет уравнению Лапласа, является однородной по Эйлеру и не сводится к линейной комбинации функций x, y, z .

Гармонические функции $\text{Re} \int_{-\pi}^{+\pi} (z + ix \cos \varphi + iy \sin \varphi)^n h(\varphi) d\varphi$ и при нецелых значениях n $\int_{-\pi}^{+\pi} (z + ix \cos \varphi + iy \sin \varphi)^n \cos m\varphi d\varphi$ будут однородными по Эйлеру функциями, а функции $\int_{-\pi}^{+\pi} (z + ix \cos \varphi + iy \sin \varphi)^n \sin m\varphi d\varphi$ ($m = 0, 1, 2, \dots$) будут содержать базис, по которому эти функции разлагаются в ряд. Однако какие именно значения m соответствуют базисным функциям, если n не является натуральным числом, неизвестно. В частности, неизвестно, является ли такой базис конечным, как при натуральных значениях n , или же бесконечным.

Не вполне ясно, исчерпывается ли подобного рода функциями *всё* семейство гармонических функций, однородных по Эйлеру с нецелочисленным показателем однородности n . По всей видимости, ответ на этот вопрос является отрицательным, хотя,

например, однородные гармонические функции $\int_{-\pi}^{+\pi} (z + ix f(\varphi) + iy g(\varphi))^n w(\varphi) d\varphi$, скорее всего, раскладываются в ряд по базисным функциям вида

$\int_{-\pi}^{+\pi} (z + ix \cos \varphi + iy \sin \varphi)^n \cos m\varphi d\varphi$, $\int_{-\pi}^{+\pi} (z + ix \cos \varphi + iy \sin \varphi)^n \sin m\varphi d\varphi$ ($m = 0, 1, 2, \dots$) даже тогда, когда n не является натуральным числом. Следует также отметить, что явные вычисления соответствующих интегралов при нецелочисленных значениях n представляют значительные технические сложности.

Трёхмерные квазиполиномиальные поля
Частным вариантом трёхмерных однородных потенциалов являются потенциалы, представимые в виде полинома конечной степени по одной из координат (например, y) с коэффициентами, представляющими собой однородные функции соответствующего порядка от двух других координат. Указанные потенциалы распадаются на два семейства: полиномы по чётным степеням и полиномы по нечётным степеням:

$U(x, y, z) = U_{0,n}(x, z) - \frac{1}{2!} y^2 U_{2,n}(x, z) + \frac{1}{4!} y^4 U_{4,n}(x, z) - \dots \pm \frac{1}{(2n)!} y^{2n} U_{2n,n}(x, z)$, (14)

$U(x, y, z) = y U_{1,n}(x, z) - \frac{1}{3!} y^3 U_{3,n}(x, z) + \frac{1}{5!} y^5 U_{5,n}(x, z) - \dots \pm \frac{1}{(2n+1)!} y^{2n+1} U_{2n+1,n}(x, z)$. (15)

Для электрического (симметричного) потенциала однородные функции $U_{j,n}(x, z)$ должны быть симметричными функциями аргумента z с порядком однородности $k - j$. Для магнитного (антисимметричного) потенциала однородные функции $U_{j,n}(x, z)$ должны быть антисимметричными функциями аргумента z с порядком однородности $k - j$. Рассмотрим разложение (14) по чётным степеням и случай симметричного потенциала.

Функция $U_{2n,n}(x, z)$ при старшей степени y должна быть однородной с порядком однородности $k' = k - 2n$ и удовлетворять двумерному уравнению Лапласа, то есть необходимым образом иметь вид $U_0 r^{k'} \cos k' \varphi$, где $r = \sqrt{x^2 + z^2}$, $\varphi = \arctg(z/x)$. Значит, функция $U_{2n-2,n}(x, z)$ должна удовлетворять двумерному уравнению Пуассона с правой частью, равной $U_{2n,n}(x, z)$, и, как легко проверить, иметь вид $U_1 r^{k'+2} \cos(k'+2)\varphi + c_1 U_0 r^{k'+2} \cos k' \varphi$, где U_1 — свободная константа, а c_1 подбирается так, чтобы удовлетворить уравнению Пуассона. Следующий член разложения ищется в виде $U_2 r^{k'+4} \cos(k'+4)\varphi + d_2 r^{k'+4} \cos(k'+2)\varphi + c_2 r^{k'+4} \cos k' \varphi$, и так далее. Процедура продолжается, пока цепочка рекуррентных вычислений не замкнётся на первом члене. Разложение по нечётным степеням y и антисимметричные потенциалы конструируются аналогичным образом. Свободные константы U_1, U_2, \dots , как легко видеть, соответствуют однородным по Эйлеру потенциалам меньшей степени и их можно без ограничения общности положить равными нулю. В результате получаем следующие формулы для однородных по Эйлеру эталонных симметричных и антисимметричных потенциалов:

$$r^k \cos k\varphi, \quad y^2 r^{k-2} \cos(k-2)\varphi - \frac{1}{2(k-1)} r^k \cos(k-2)\varphi, \quad y^4 r^{k-4} \cos(k-4)\varphi - \frac{1}{3(k-3)} y^2 r^{k-2} \cos(k-4)\varphi + \frac{3}{4(k-3)(k-2)} r^k \cos(k-4)\varphi, \dots, \quad (16)$$

$$y r^{k-1} \cos(k-1)\varphi, \quad y^3 r^{k-3} \cos(k-3)\varphi - \frac{3}{2(k-2)} y r^{k-1} \cos(k-3)\varphi, \quad y^5 r^{k-5} \cos(k-5)\varphi - \frac{5}{4(k-4)} y^3 r^{k-3} \cos(k-5)\varphi + \frac{15}{4(k-4)(k-3)} y r^{k-1} \cos(k-5)\varphi, \dots, \quad (17)$$

$$r^k \sin k\varphi, \quad y^2 r^{k-2} \sin(k-2)\varphi - \frac{1}{2(k-1)} r^k \sin(k-2)\varphi, \quad y^4 r^{k-4} \sin(k-4)\varphi - \frac{1}{3(k-3)} y^2 r^{k-2} \sin(k-4)\varphi + \frac{3}{4(k-3)(k-2)} r^k \sin(k-4)\varphi, \dots, \quad (18)$$

$$y r^{k-1} \sin(k-1)\varphi, \quad y^3 r^{k-3} \sin(k-3)\varphi - \frac{3}{2(k-2)} y r^{k-1} \sin(k-3)\varphi, \quad y^5 r^{k-5} \sin(k-5)\varphi - \frac{5}{4(k-4)} y^3 r^{k-3} \sin(k-5)\varphi + \frac{15}{4(k-4)(k-3)} y r^{k-1} \sin(k-5)\varphi, \dots \quad (19)$$

Как и в случае двумерных однородных потенциалов, их также можно использовать и в «развёрнутом» виде, когда координаты y и z меняются местами.

При натуральных значениях k возникают проблемы: на некотором шаге очередной свободный коэффициент вычислить не удаётся, поскольку множитель при подбираемом коэффициенте обращается в ноль (отражением этого факта является обращение в ноль знаменателей формул (16)-(19)). Это не означает, что у соответствующего уравнения Пуассона нет решения, но это решение больше не является однородной функцией r . Чтобы найти соответствующую формулу для потенциала, надо свободные константы заменить на свободные функции от r . При этом вместо линейных алгебраических уравнений получаются линейные дифференциальные уравнения, которые надо обратить в ноль. В получаемых решениях появляются члены вида $\ln r$, а результат, хотя и удовлетворяет уравнению Лапласа, больше не является однородной по Эйлеру функцией:

$$\begin{aligned} & \left[y^2 r^{-1} - r \ln r \right] \cos \varphi, \left[y^4 r^{-2} + 3y^2 - \frac{3}{2} r^2 \ln r \right] \cos 2\varphi, \left[y^4 r^{-1} - 6y^2 r \ln r + \frac{3}{8} r^3 (4 \ln r - 3) \right] \cos \varphi, \\ & \left[y^6 r^{-3} + \frac{15}{4} y^4 r^{-1} + \frac{45}{8} y^2 r - \frac{15}{8} r^3 \ln r \right] \cos 3\varphi, \left[y^3 r^{-1} - 3yr \ln r \right] \cos \varphi, \\ & \left[y^5 r^{-2} + 5y^3 - \frac{15}{2} yr^2 \ln r \right] \cos 2\varphi, \left[y^2 r^{-1} - r \ln r \right] \sin \varphi, \left[y^4 r^{-2} + 3y^2 - \frac{3}{2} r^2 \ln r \right] \sin 2\varphi, \\ & \left[y^4 r^{-1} - 6y^2 r \ln r + \frac{3}{8} r^3 (4 \ln r - 3) \right] \sin \varphi, \left[y^6 r^{-3} + \frac{15}{4} y^4 r^{-1} + \frac{45}{8} y^2 r - \frac{15}{8} r^3 \ln r \right] \sin 3\varphi, \\ & \left[y^3 r^{-1} - 3yr \ln r \right] \sin \varphi, \left[y^5 r^{-2} + 5y^3 - \frac{15}{2} yr^2 \ln r \right] \sin 2\varphi, \dots \end{aligned}$$

Заключение

Как следует из приведённых выше результатов, двумерные и мультипольные поля порождают не слишком-то богатые семейства электрических и магнитных потенциалов, если накладывать на них требование «быть однородной по Эйлеру функцией». Более интересные варианты можно получить, если рассматривать трёхмерные потенциалы, являющиеся однородными по Эйлеру функциями [36].

Авторы посвящают эту статью памяти нашего общего учителя и наставника Юрия Константиновича Голикова, создателя и бессменного руководителя лаборатории корпускулярной оптики на кафедре физической электроники Ленинградского политехнического института (ныне Санкт-Петербургский Политехнический Университет Петра Великого).

Литература

1. Фихтенгольд Г.М. Курс дифференциального и интегрального исчисления. Т. 1. Москва: ФИЗМАТЛИТ, 2001. 616 с.
2. Смирнов В.И. Курс высшей математики. Т. 1. Москва: Наука, 1974. 480 с.
3. Бердников А.С., Краснова Н.К. Достаточный критерий устойчивости и компактности плоских ионных пучков в трёхмерных электрических и магнитных полях с плоскостью симметрии // Научное приборостроение. 2015. Т. 25. №2. С. 69–90.
4. Голиков Ю.К., Краснова Н.К. Электрические поля, однородные по Эйлеру, для электронной спектрографии // Журнал технической физики 2011, Т. 81, № 2, С. 9-15.
5. Краснова Н.К. Теория и синтез диспергирующих и фокусирующих электронно-оптических сред: дис. ...докт. физ.-мат. наук: 01.04.04 / Краснова Надежда Константиновна. — СПб, 2013.— 259 с.
6. Голиков Ю.К., Краснова Н.К. Теория синтеза электростатических энергоанализаторов. СПб.: Издательство Политехнического университета, 2010. 409 с.

7. Габдуллин П.Г., Голиков Ю.К., Краснова Н.К., Давыдов С.Н. Применение формулы Донкина в теории энергоанализаторов. I // Журнал технической физики 2000. Т. 70. № 2. С. 91-94.
8. Габдуллин П.Г., Голиков Ю.К., Краснова Н.К., Давыдов С.Н. Применение формулы Донкина в теории энергоанализаторов. II // Журнал технической физики 2000. Т. 70. № 3. С. 44-47.
9. Голиков Ю.К., Краснова Н.К. Обобщенный принцип подобия и его применение в электронной спектрографии // Прикладная физика. 2007. № 2. С. 5–11.
10. Голиков Ю.К., Краснова Н.К. Аналитические структуры электрических обобщенно-однородных спектрографических сред // Научное приборостроение 2014. Т. 24, №1, С. 50-58.
11. Бердников А.С., Аверин И.А., Голиков Ю.К. Статические масс-спектрографы нового типа, использующие электрические и магнитные поля, однородные по Эйлеру. I. // Масс-спектрометрия. 2015. Т. 12, № 4. С. 272-281.
12. Краснова Н.К. Двумерные степенные электронные спектрографы с плоскостью симметрии // Журнал технической физики 2011, Т. 81, № 6, С. 97-103.
13. Аверин И.А. Осесимметричные электростатические электронные спектрографы, использующие однородные по Эйлеру потенциалы с нецелочисленными порядками однородности // тез. докл. VIII Съезда ВМСО и VIII Всероссийской конференции, 02-17 октября 2015 г., Москва : М. : ВМСО, типография изд-ва «Тривант», 2015. С. 132.
14. Аверин И.А. Электростатические и магнитостатические электронные спектрографы с однородными по Эйлеру потенциалами, характеризруемыми нецелочисленными порядками однородности // Научное приборостроение. Т. 25 (2015). №3. С. 35-44.
15. Бердников А.С., Аверин И.А. Новый подход к разработке ионно-оптических схем статических масс-спектрографов на основе неоднородных магнитных полей, однородных по Эйлеру // Успехи прикладной физики. Т. 4 (2016), №1. С. 89-95.
16. Аверин И.А., Бердников А.С. Краевые поля бессеточных электронных спектрографов с однородными по Эйлеру электростатическими полями // Успехи прикладной физики. Т. 4 (2016), №1. С. 5-8.
17. Фиников С.П. Метод внешних форм Картана в дифференциальной геометрии. Москва-Ленинград : ОГИЗ, 1948. 432 с.
18. Рашевский П.К. Геометрическая теория уравнений с частными производными. Москва-Ленинград : ОГИЗ, 1947. 362 с.
19. Read F.H., Cubric D., Kumashiro S., Walker A. The parallel cylindrical mirror analyzer: axis-to-axis configuration // Nuclear Instruments and Methods A. 2004. Vol. 519, No. 1–2. P. 338–344.
20. Cubric D., De Fanis A., Konishi I., Kumashiro S. Parallel acquisition electrostatic electron energy analyzers for high throughput nano-analysis // Nuclear Instruments and Methods A. 2011. Vol. 645, No. 1. P. 227–233.
21. Боголюбов А.Н., Левашова Н.Т., Могилевский И.Е., Мухартова Ю.В., Шапкина Н.Е. Функция Грина оператора Лапласа. Москва : Физический факультет МГУ, 2012. 130 С.
22. Пикулин В.П., Похожаев С.И. Практический курс по уравнениям математической физики. Москва : МЦНМО, 2004. 208 С.
23. Боголюбов А.Н., Кравцов В.В. Задачи по математической физике. Москва : Издательство МГУ, 1998. 350 С.
24. Джексон Дж. Классическая электродинамика. М.: Мир, 1965. 702 с. (J. D. Jackson. Classical Electrodynamics. John Wiley and Sons, New York-London, 1962.)
25. Уиттекер Э.Т., Ватсон Дж. Курс современного анализа. Часть 2: Трансцендентные функции. М.: ГИФМЛ, 1963. 516 с.
26. Бейтмен Г., Эрдейи А. Высшие трансцендентные функции. Т. 1. Изд. 2-е. М.: Наука, 1973. 296 с.

27. Абрамовиц М., Стиган И. (ред.). Справочник по специальным функциям с формулами, графиками и математическими таблицами. М.: Наука, 1979. 832 с.
28. Olver F.W.J., Lozier D.W., Boisvert R.F., Clark C.W. NIST Handbook of Mathematical Functions. NIST and Cambridge University Press, 2010. 952 p.
29. Олвер Ф. Асимптотика специальных функций. Москва : Наука, 1990. 528 с.
30. Саулит В.Р. Пространственное распределение поля в магнитных спектрометрах и форма полюсных наконечников // Вестник ЛГУ. Серия физики и химии. 1962. № 22. С. 29-44.
31. Саулит В.Р. Пространственное распределение поля в магнитных спектрометрах и форма полюсных наконечников (случай осевой симметрии) // Вестник Ленинградского университета. Серия физики и химии. 1966. №16, вып. 3. С. 30-52.
32. Голиков Ю.К. Псевдооднородные электростатические поля с заданными электронно-оптическими характеристиками // Труды ЛПИ. 1983. №397. С. 82-85.
33. Голиков Ю.К., Чепарухин В.В., Чуваев М.И. Пространственная фокусировка в трансаксиальных системах с ИФПС // Труды ЛПИ. 1989. №429. С. 70-72.
34. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. Сер. «Теоретическая физика», т. 2. Москва : Наука. 1988. 512 с.
35. Гобсон Е.В. Теория сферических и эллипсоидальных функций. Москва:Изд-во иностранной литературы, 1952. 476 с.
36. Бердников А.С., Аверин И.А., Краснова Н.К., Соловьёв К.В. Трёхмерные электрические и магнитные потенциалы, однородные по Эйлеру // Вестник АРГУ. – 2016, №2 (44).

УДК 537.533.33

К ОПРЕДЕЛЕНИЮ КАРДИНАЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ И УГЛОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК КАТОДНЫХ ЛИНЗ С ВРАЩАТЕЛЬНОЙ СИММЕТРИЕЙ

Е.М. Якушев, С.Б. Бимурзаев, М.А. Холодов
Институт ядерной физики НЯЦ РК
Алматинский университет энергетики и связи
г. Алматы, Казахстан

Электрондардың катодтан бастапқы ұшып шығу бұрышын анықтайтын жаңа шама ендіру арқылы катодтық линзадағы траектория теңдеулері кәдімгі электрондық линзалардағы түрге келтірілген. Алынған теңдеулер негізінде катодтық линзаның кардиналдық элементерін (фокустар орны және фокустық қашықтықтар) анықтайтын өрнектер табылған. Сандық есептеулер арқылы жазық катодтан және екі удетуші цилиндрлік электродтардан тұратын катодтық линзаның кардиналдық элементері және электродтар потенциалдарының арасындағы байланыстар анықталған. Катодтық линзаның екі жаңа жұмыс режимі (коллиматорлық және телескоптық) қарастырылған.

By introducing the new value, which has the meaning of the initial angle of emission of electrons from the cathode, the equations of trajectories for cathode lenses are brought to a similar for conventional electron lenses form. The expressions that define the cardinal elements (the focus position and focal length) of the cathode lens were found with the help of the equations of trajectories. Relations between values of the cardinal elements and ratio of potentials on electrodes of the cathode lens (which consists of a flat cathode and two accelerating electrodes in the form of coaxial cylinders of equal diameter) were found by numerical calculations. Two new modes of operation of the cathode lens – collimator mode and telescopic mode – are considered.

Кілт сөздер: *катодтық линза, кардиналдық элементтер, коллиматорлық режим, телескоптық режим*

Key words: *cathode lens, cardinal elements, collimator mode, telescopic mode*

Введение

Катодные линзы находят широкое и разностороннее применение при создании различного рода электронных приборов. К таким приборам относятся эмиссионные электронные микроскопы, электронные пушки, электронно-оптические преобразователи и др. Своеобразие катодной линзы состоит в том, что для нее объектной поверхностью является сама поверхность катода, которая эмитирует электроны низких энергий, и одновременно является одним из электродов всей ускоряющей и фокусирующей электронно-оптической системы в целом. При этом в формировании изображения точки поверхности катода участвуют практически все эмитируемые этой точкой электроны. Начальные энергии частиц и начальные углы вылета не ограничиваются никакими дополнительными приспособлениями, а регламентируются лишь закономерностями того или иного рода эмиссии, который используется в конкретном приборе. В соответствии с закономерностями используемой в приборе эмиссии выбирается также и форма поверхности катода. Так, при использовании явления автоэлектронной эмиссии применяют катоды в виде острия, радиус закругления которого в центральной части может достигать всего лишь нескольких сотен ангстрем. В других случаях, например, при использовании фотоэлектронной эмиссии или вторичной эмиссии эмитирующие поверхности катодов могут быть плоскими или даже вогнутыми.

Известно, что исследование катодных линз связано с определенными математическими трудностями, обусловленными тем, что начальная энергия электронов мала и предмет (катод) находится в поле линзы. По-видимому, этими трудностями объясняется тот факт, что до сих пор остаются мало изученными не только аберрации катодных линз, но и параксиальные свойства. Например, не определены кардинальные элементы катодных линз, в том числе такие важные как фокусные расстояния, а также не изучены угловые характеристики таких линз, в частности, не определено их угловое увеличение. Настоящая работа посвящена более детальному изучению параксиальных свойств электростатической катодной линзы вращательной симметрии.

1. Уравнения траекторий

В катодной линзе малыми величинами являются начальная энергия частицы \mathcal{E} и расстояние r от оси симметрии z . Хотя эти величины по своей природе разнородны, величина $\sqrt{\mathcal{E}}$ (когда она отлична от нуля) может считаться величиной того же порядка малости, что и r , т.е. $r \sim \sqrt{\mathcal{E}}$ [1]. Далее мы будем следовать этому положению.

Если задано осевое распределение потенциала $\Phi = \Phi(z)$, то траектория электрона $r = r(z)$ в меридиональной плоскости rz может быть определена путем решения линейного однородного дифференциального уравнения

$$\Phi r'' + \frac{1}{2} \Phi' r' + \frac{1}{4} \Phi'' r = 0 \quad (1)$$

Здесь и далее штрихи обозначают дифференцирование по переменной z .

Следует отметить, в катодной линзе на оси симметрии z имеется особая точка $z = z_k$ (точка вылета электрона), в которой $\Phi(z_k) = 0$, а $\Phi'_k = \Phi'(z_k) \neq 0$. Эта точка является регулярной особой точкой для коэффициентов уравнения (1) при r и r' . В соответствии с теорией такого рода уравнений [2] выберем два линейно независимых частных решения уравнения (1), из которых одно $p = p(z)$ является аналитической функцией, а другое $g = g(z)$ может быть представлено в виде [3]

$$g = \sqrt{\Phi} q, \quad (2)$$

где $q = q(z)$ – аналитическая функция, удовлетворяющая уравнению

$$\Phi q'' + \frac{3}{2}\Phi'q' + \frac{3}{4}\Phi''q = 0, \quad (3)$$

следующему из (1) и (2). При этом функции $p = p(z)$ и $q = q(z)$ удовлетворяют начальным условиям:

$$p_u = q_u = 1, \quad p'_u = q'_u = -\frac{\Phi''_u}{2\Phi'_u}. \quad (4)$$

Здесь и далее индексом « k » отмечены значения величин при $\Phi(z_k) = 0$.

Частные решения p и g связаны между собой соотношением

$$\sqrt{\Phi}(pg' - p'g) = \frac{\Phi'_u}{2}. \quad (5)$$

Тогда общее решение может быть представлено в виде

$$r = ap + bg, \quad (6)$$

где a и b – произвольные постоянные первого порядка малости. Определив эти постоянные через начальные условия, окончательно можно записать уравнения параксиальных траекторий в виде [3]

$$r = r_k p(z) + \frac{2\sqrt{\varepsilon}}{\Phi'_k} \sin \vartheta_k g(z), \quad (7)$$

где ϑ_k – угол наклона траектории частицы к оси симметрии z в точке ее вылета $z = z_k$.

2 Параксиальные свойства

С целью удобства анализа приведем равенство (7) к виду, аналогичному для обычных электронных линз. Для этого введем величину

$$r'_k = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\Phi_0}} \sin \vartheta_k, \quad (8)$$

где Φ_0 – ускоряющий потенциал. Эта величина имеет смысл начального наклона траектории к оси z . С учетом (7)-(8) можно записать уравнения траектории и ее наклона к оси z в виде

$$r = r_k p(z) + \frac{2\sqrt{\Phi_0}}{\Phi'_k} r'_k g(z), \quad (9)$$

$$r' = r_k p'(z) + \frac{2\sqrt{\Phi_0}}{\Phi'_k} r'_k g'(z). \quad (10)$$

Рассмотрим в качестве предметной плоскости поверхность катода. Согласно (2) $g(z_k) = 0$,

так как $\Phi(z_k) = 0$. Тогда, как следует из (9), положение плоскости гауссова изображения

$z = z_G$ определяется равенством

$$g(z_G) = 0. \quad (12)$$

При этом

$$\frac{r}{r_k} = p(z_G) = M, \quad (13)$$

где M – линейное увеличение катодной линзы.

Из (9) видно, что положение фокальной плоскости пространства изображений (плоскости скрещения) $z = z_F$ определяется равенством

$$p(z_F) = 0. \quad (14)$$

При этом

$$\frac{r}{r'_k} = \frac{2\sqrt{\Phi_0}}{\Phi'_k} g(z_F) = f_0, \quad (15)$$

где f_0 – имеет смысл фокусного расстояния предметного пространства.

Коллиматорный режим (условие параллельности в пространстве изображений исходящих из точечного источника пучка частиц), как это видно из (10), определяется равенством

$$g'(z) = 0. \quad (16)$$

При этом

$$\frac{r_k}{r'} = \frac{1}{p'(z)} = f, \quad (17)$$

где f – фокусное расстояние пространства изображений, которое связано с f_0 соотношением

$$f = -f_0, \quad (18)$$

следующим из (5) и (15).

Телескопический режим (первоначально параллельный пучок электронов, исходящий из плоского катода, остается параллельными после выхода из катодной линзы), как это следует из (10), определяется равенством

$$p'(z) = 0. \quad (19)$$

При этом

$$\frac{r'}{r'_k} = \frac{2\sqrt{\Phi_0}}{\Phi'_k} g'(z) = \gamma, \quad (20)$$

где γ – угловое увеличение катодной линзы, которое связано с ее линейным увеличением M соотношением

$$M = \frac{1}{\gamma}, \quad (21)$$

следующим также из (5) и (20).

Рассмотрим теперь случай, когда положения фокальной и гауссовой плоскостей находятся

вне поля системы. В этом случае с учетом (12) и (14) функции $p(z)$ и $g(z)$ можно представить в виде

$$p = (z - z_F) p', \quad g = (z - z_G) g'. \quad (22)$$

С помощью этих функций и равенств (17), (20) можно записать координаты фокальных

плоскостей предметного пространства z_{F_0} и пространства изображений z_F по аналогии с электронной линзой [4] следующим образом:

$$z_{F_0} = z_k + \gamma f, \quad z_F = z - p(z) f. \quad (23)$$

Линейное увеличение системы при этом определяется равенством

$$M = \frac{z_G - z_F}{f} = \frac{f_0}{z_k - z_{F_0}}. \quad (24)$$

Откуда получим связь между положениями предмета (поверхностью катода) и его изображения в виде известного «уравнения Ньютона»:

$$(z_k - z_{F_0})(z_G - z_F) = ff_0. \quad (25)$$

3. Численный расчет трехэлектродной электростатической катодной линзы с вращательной симметрией

В данном разделе путем численных расчетов определены кардинальные элементы и различные режимы работы трехэлектродной катодной линзы, состоящей из плоского катода и двух ускоряющих электродов в виде соосных цилиндров равного диаметра. Расчет катодной линзы производился следующим образом. При заданных значениях длины l и потенциала V_2 второго электрода (рисунки 1 и 2) найдены значения кардинальных элементов. Принято, как обычно, потенциал катода (электрод 1) равным нулю, т.е. $V_1 = 0$, а потенциал третьего электрода равным ускоряющему потенциалу, т.е. $V_3 = \Phi_0$. При этом геометрические размеры даны в единицах диаметра цилиндра d , а потенциалы на электродах – в единицах Φ_0 . Начало координат совмещено с плоскостью катода.

Результаты расчета представлены в таблицах 1-2 и на рисунках 1-2. В таблице 1 приведены значения кардинальных элементов для двух значений длины l второго электрода.

Таблица 1 – Кардинальные элементы трехэлектродной катодной линзы

$l/d = 0.6$					$l/d = 1.0$				
V_2/Φ_0	z_F/d	z_{F_0}/d	f/d	M	V_2/Φ_0	z_F/d	z_{F_0}/d	f/d	M
0.5	-1.08	2.57	1.52	0.503	0.5	-1.02	2.46	1.40	0.570
0.4	-1.36	3.13	1.90	0.606	0.4	-1.31	2.94	1.72	0.585
0.3	-1.97	4.26	2.69	0.631	0.3	-2.01	3.93	2.46	0.626
0.2	-4.15	8.15	5.55	0.652	0.2	-5.20	7.93	5.89	0.742
0.1	12.1	-20.0	15.9	0.797	0.1	5.63	-4.29	-5.94	1.38
0.0	1.98	-2.17	-2.62	1.21	0.0	1.13	3.28	-1.67	-0.511

Как видно из данных этой таблицы, оптическая сила рассматриваемой катодной линзы изменяет свой знак. Это означает, что в такой линзе могут быть реализованы два новых режима ее работы – коллиматорный и телескопический.

Соотношения геометрических и электрических параметров, определяющие эти режимы, приведены в таблице 2.

Таблица 2 – Условия выполнения телескопического и коллиматорного режимов

Телескопический режим - $p' = 0$			Коллиматорный режим - $g' = 0$		
l/d	V_2/Φ_0	γ	l/d	V_2/Φ_0	$-f/d$
0.6	0.123	1.32	0.6	-0.0837	1.38
0.7	0.140	1.27	0.7	-0.0227	1.63
0.8	0.145	1.22	0.8	0.0127	1.92
0.9	0.145	1.15	0.9	0.0351	2.24

1.0	0.145	1.08	1.0	0.0508	2.57
-----	-------	------	-----	--------	------

Ход траекторий для телескопического и коллиматорного режимов работы катодной линзы приведен на рисунках 1-2.

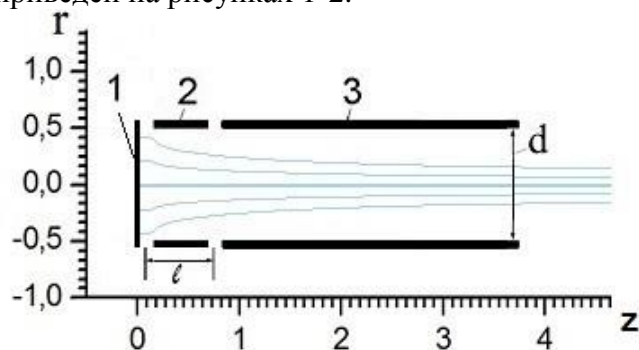


Рис. 1 – Ход траекторий для телескопического режима

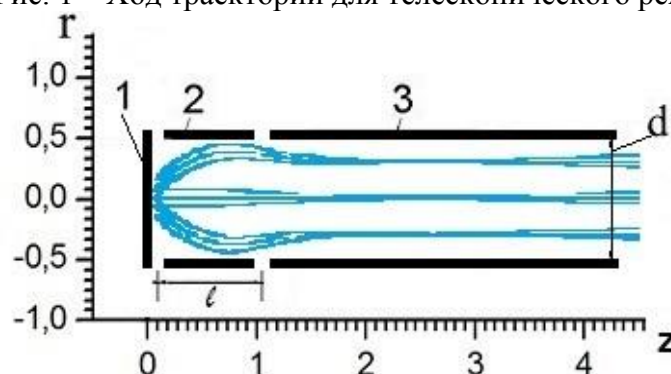


Рис. 2 – Ход траекторий для коллиматорного режима

Заключение

Рассмотрены новые теоретически возможные направления применения катодных линз. Одно из них основано на использовании коллиматорного режима фокусировки катодной линзы, предназначенного для формирования параллельного пучка, исходящего из точечного источника электронного излучения, другое – на телескопическом режиме, предназначенном для формирования протяженного пучка электронов, эмитируемых сравнительно большой поверхностью катода.

Количественные оценки, выполненные на основе учета aberrаций высших порядков, показывают, что определение кардинальных элементов и угловых характеристик катодных линз с вращательной симметрией с такой полнотой стало возможным благодаря приведению уравнения траекторий в катодных линзах к аналогичному для обычных электронных линз виду.

Доказательством правомерности таких преобразований могут служить результаты выполненных расчетов при подготовке данной работы. В частности, значения линейного увеличения катодной линзы по формулам (24) дают одинаковый результат. Также дают одинаковый результат формулы (22) и (25) при определении положения гауссовой плоскости изображения.

Литература

1. Арцимович Л.А. (1984) Изв. АН СССР. Сер. физ. Т.8, №6, 131-329.
2. Смирнов В.И. Курс высшей математики. – Москва, 1974. - Т.3. - ч.2. - 672 с.
3. Yakushev E.M. (2013) Adv. Imaging & Electron Physics, 178, 147-247.
4. Глазер В. Основы электронной оптики. – Москва, 1957. - 764 с.

THE EFFECT OF THE BEAM EMITTANCE GROWTH IN QUADRUPOLE PROBEFORMING SYSTEMS

A.G. Ponomarev

*Institute of Applied Physics, National Academy of Sciences of Ukraine,
c. Sumy, Ukraine*

Зарядталған бөлшектер шоғының эмиттансы бұзылатын көп құбылыстар кездеседі. Квадрупольдік линзалар арқылы зонд жасау кезінде айтып кететін құбылыстар ретінде кума және көлденең еркіндік дәрежелер байланысы, шоктық хроматтық біртектілік болмау және қозғалыс сипатының сызықтық болмауы. Осы жұмыста зарядталған бөлшектердің төрт өлшемді фазалық кеңістігін есептеудің қарапайым әдісі ұсынылады. Шоктық эмиттанс шамасының үлкеюі хроматтық біртекті емес болуға байланысты екені көрсетілген. Бұл шаманың үлкеюі негізінен импульс әртүрлі болуына және абберацияға байланысты ионды-оптикалық жүйенің сызықты болмауына байланысты. Существует достаточно много явлений, в которых искажается эмиттанс пучка заряженных частиц, т.е. нарушается теорема Лиувилля. Наиболее интересными явлениями с точки зрения формирования зонда с помощью системы квадрупольных линз являются связь продольной и поперечных степеней свободы движения заряженных частиц пучка, хроматическая неоднородность пучка и нелинейный характер описания движения частиц в квадрупольных зондоформирующих системах. В настоящей работе предлагается простой метод вычисления величины сложного четырехмерного объема фазового пространства занимаемого заряженными частицами, которые в данном случае являются представляющими точками этого объема. Показано, что рост величины эмиттанса пучка при его движении от объекта до мишени вызван хроматической неоднородностью пучка. Величина этого роста зависит от величины разброса частиц по импульсу и степени нелинейности ионно-оптической системы, вызванной абберациями.

Кілттік сөздер: *шоқ эмиттансы, квадрупольдік линза, коллиматор*

Ключевые слова: *эмиттанс пучка, квадрупольные линзы, пробоформирующие системы, коллиматор*

1. Introduction

The beam emittance is the measure of phase volume (x, x', y, y') in which phase coordinates of charged particles are representative points. The ion optics of accelerators and beam transporting systems is developed to conserve emittance or normalized emittance in the case of particle energy variation. As indicated in [1, 2] these ion optic systems are made to be linear. The beam emittance for linear dynamic systems along the optical axis is conserved.

Quadrupole probeforming systems have many differences in comparison with accelerators and beam transporting systems. The main task of any probeforming system is to produce a small spot on the target with sufficient current. Therefore it is required to strongly deform the initial phase volume by means of a probeforming system to give a phase volume with a minimal projection in the x, y plane at the target. It is known that the system demagnification is the measure of deformation order of the initial phase volume. But the systems with greater demagnification have greater system aberrations. Therefore we have a strongly nonlinear dynamic system. The order of system nonlinearity is related to system demagnification. More demagnification results in a larger nonlinearity order of the system. The problem of the phase set dynamics in those systems is complicated in that the motion in the quadrupole probeforming systems in the plane (x, x') and (y, y') is coupled and we have to consider the 4D phase volume. To calculate the 4D-emittance a simple numerical algorithm is proposed in this work. It gives possibility of investigating the

emittance evolution in strongly nonlinear quadrupole probeforming systems to better understand the processes of probe formation.

2. Preliminary considerations

Conventionally, the condition of phase coordinate transformation must be defined to start the investigation of any ion optic system. In other words, we must define all significant aberrations at the condition of stigmatic focusing. A.D. Dymnikov's matricant method [4] is preferred in this work, which is a matrix method for calculations of ion optics based on a strong mathematical formalism. It has been repeatedly compared with calculations carried out by using other numerical codes, such as PRAM [5] and OXRAY [6] in which other approaches were applied and the results of these calculations have a good agreement.

To calculate the evolution of the beam phase set through the probeforming system from the object to the image plane, both linear and angular aberrations must be known. The object-image transformation of phase coordinates may be written as:

$$\tau = (\vec{A}_\tau \cdot \vec{q}_{x0}), \quad \mu = (\vec{A}_\mu \cdot \vec{q}_{y0}), \quad (1)$$

where $\square = (x_t, x_t')$ and $\square = (y_t, y_t')$ are phase coordinates of charged particles on the image (target) plane.

$\vec{q}_{x0}, \vec{q}_{y0}$ are phase moment coordinates of charged particles on the object plane, with

$$\vec{q}_{x0} = \{x_0, x_0', x_0 \delta, x_0' \delta, x_0^3, x_0^2 x_0', x_0 x_0'^2, x_0'^3, x_0 y_0^2, x_0 y_0 y_0', x_0 y_0'^2, x_0' y_0^2, x_0' y_0 y_0', x_0' y_0'^2\}^T,$$

$$\vec{q}_{y0} = \{y_0, y_0', y_0 \delta, y_0' \delta, y_0^3, y_0^2 y_0', y_0 y_0'^2, y_0'^3, y_0 x_0^2, y_0 x_0 x_0', y_0 x_0'^2, y_0' x_0^2, y_0' x_0 x_0', y_0' x_0'^2\}^T,$$

where x_0, x_0', y_0 and y_0' are phase coordinates of charged particle on the object plane, and \square is a momentum spread of charged particle on the object plane.

\vec{A}_τ and \vec{A}_μ are linear aberrations ($\square = x_t, \square = y_t$) and angular aberrations ($\square = x_t', \square = y_t'$), respectively.

$A_{x_i,1} = 1/D_x, A_{y_i,1} = 1/D_y$, where D_x, D_y are system demagnifications, and

$A_{x_i,2} = 0$ and $A_{y_i,2} = 0$ are conditions of the stigmatic system.

Now we come to the principal point. We have a nonlinear object-image transformation of the beam phase coordinate (1), but what is the phase set that has to be transported through the probeforming system? In order to focus a beam of desired dimensions on the target, a system of object and angular collimators are usually used. This collimator system forms those of the initial phase set which is focused to the given spot on the target. The principal point is that the collimator system is linear, but the probeforming system is nonlinear. The stronger these nonlinearities, the more mismatched the probeforming system and the system of collimators becomes. Therefore, attempts to develop conventional quadrupole probeforming systems with high demagnifications were probably unsuccessful. What are the possible ways to solve this problem? The first one is to correct aberrations to decrease the order of system nonlinearity. Another way is to develop the lenses with a new type of space field symmetry.

The next aspect is also very important. It is related to estimating of probeforming system quality.

In works [7,8] the ratio $Q = D_x \cdot D_y / f(A_{x_i,i}, A_{y_i,i})$ was used as a merit function to estimate the system quality factor. From another point of view this factor only estimates of the relative order of system nonlinearity and a high value is not necessarily a sufficient condition for adequate system quality. In other words, if the system has high quality, then the Q-ratio will be relatively high but the contrary assertion is not true. There is no rigorous proof of this assertion, but in [8], a comparison of two systems concludes that the one with a lower Q-ratio is preferable in terms of the maximum phase volume value to be focused in the given spot. Therefore, it seems the more preferable criterion of system quality is the maximum initial phase volume (system acceptance) that can be focused by the probeforming system to the given spot.

3. The algorithm of the 4D beam emittance calculation

Let the arbitrary phase set of N charged particles be distributed randomly in some 4D hyper-volume, G , such that each particle has a random value of the momentum spread, \square , and $|\square| \leq \square_{\max}$. The 4D hyper-volume, G_0 , for a rectangular object and angular collimators with dimensions $2r_x * 2r_y$ and $2R_x * 2R_y$, respectively, allocated symmetrically relative to the beam axis on the distance, a , one after another will be

$$G_0 = \{(x_0, x_0', y_0, y_0') \mid |x_0| \leq r_x, |y_0| \leq r_y, -(R_x + x_0)/a \leq x_0' \leq (R_x - x_0)/a, -(R_y + y_0)/a \leq y_0' \leq (R_y - y_0)/a\}. \quad (2)$$

Using transformation (1), the 4D hyper-volume, G_t in the image plane will be

$$G_t = \{(x_t, x_t', y_t, y_t') \mid \forall x_0, x_0', y_0, y_0' \in G_0, x_t = (\bar{A}_{x_t} \cdot \bar{q}_{x_0}), x_t' = (\bar{A}_{x_t'} \cdot \bar{q}_{x_0}), y_t = (\bar{A}_{y_t} \cdot \bar{q}_{y_0}), y_t' = (\bar{A}_{y_t'} \cdot \bar{q}_{y_0}), |\square| \leq \square_{\max}\}. \quad (3)$$

We cannot forget that the value of the hyper-volume G_0 must be a maximum, provided that it is focusing into a spot of the desired size, d . The algorithm of solution of this nonlinear programming problem is described in [9] and realized in the numerical code MaxBEmit.

For any given hyper volume $G = \{x, x', y, y'\}$, let us define the minimum and maximum of each coordinate. Then, the hyper parallelepiped, P , is defined as

$$P = \{\square \mid \bar{\beta}_p = (x_p, x_p', y_p, y_p') \mid \min(\square_i) \leq \square_{pi} \leq \max(\square_i), \bar{\beta} = (x, x', y, y') \in G, i=1 \dots 4\}, \quad (4)$$

and will fully involve the given hyper volume G ($G \subset P$).

Then, with no confining commonality, let us divide each side of P into k parts. As a result the hyper parallelepiped P will consist of k^4 elementary hyper parallelepiped p_{jlmn} with the same volume value

$$V = \prod_{i=1}^4 [\max(\beta_i) - \min(\beta_i)] / k, \quad (5)$$

The next step is to define whether the p_{jlmn} involves at least one point $\bar{\beta} \in G$. If so, then p_{jlmn} is assumed to be occupied. Summing the volume values of all occupied elementary hyper parallelepipeds p_{jlmn} we get the approximate value of the given hyper volume G .

4. The 4D beam emittance calculation for quadrupole probefforming systems

The main aim of this section is using the algorithm described above to calculate the emittance evolution from the object to the image plane. Three probefforming systems with various number of magnetic quadrupole lenses were selected for calculations. The first one is a high demagnification triplet better known as the ‘‘Oxford triplet’’ [6] (hereinafter, the S1 system). The second is the Sumy ‘‘Russian separated quadruplet’’ in the high demagnification mode [10] (hereinafter, the S2 system) and the third is the long version of the Melbourne (MP3LONG) high demagnification quintuplet [11] (hereinafter, the S3 system). The system geometry, lens excitations, demagnifications, main aberrations and corresponding collimator dimensions which realized the maximum phase volume to be focused to the given spot are presented in the Table 1. This table also presents the comparison to aberration calculations carried out by various numerical codes for illustration of above considerations. These systems have different and increasing (from S1 to S3) orders of nonlinearities. For this reason, they were taken for calculations.

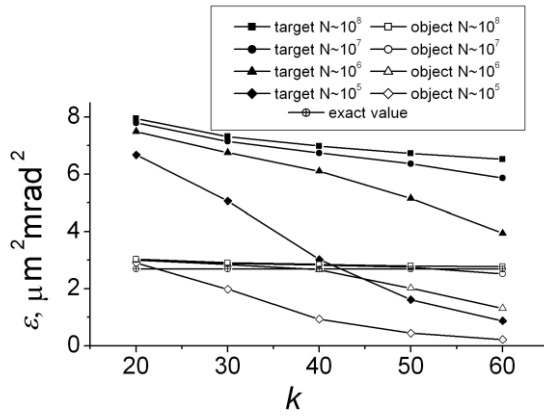


Fig. 1. The accuracy demonstration of the beam emittance calculation for the system S2, $\square_{\max}=5 \cdot 10^{-4}$.

Before the emittance calculation using the algorithm described above, it is useful to consider the accuracy of calculations. It is clear that greater accuracy results from a greater number of charged particles, N , in phase volume, G , and the number of divided parts, k , of the P hyper parallelepiped side. Fig. 1 shows that if k is increased with a constant N , the accuracy is decreased. This is related to the porous composition, and the fact that the number of elementary p_{jlmn} volume occupied points is decreased. On the other hand, increasing N with a constant k , the value of the phase volume, G , increases by means of occupying an additional frontier p_{jlmn} volume. The lower set of curves in Fig. 1 describes the calculation of the initial phase volume,

G_o , of value \square_o which may be exactly calculated using by the simple formula $\widehat{\varepsilon}_o$

$=16 \cdot r_x \cdot r_y \cdot R_x \cdot R_y / a^2$. The comparison of the exact emittance value $\widehat{\varepsilon}_o$ with the approximate \square_o shows that the algorithm has enough accuracy.

The upper set of curves describes the calculation of the phase volume, G_t , of value \square_t at the target. It is needed to emphasize that the phase volume, G_t , results of transporting of the initial phase volume, G_o , by means of probeforming system from the object to the target. Looking at Fig. 1, the next main conclusion may be given: the beam emittance is not conserved in the quadrupole probeforming systems. The beam emittance at the target plane is greater than the beam emittance at the object plane. Fig. 2 shows that the object-image beam emittance ratio for three selected systems does not depend on the spot dimension, d . The beam chromatic inhomogeneity and system nonlinearity order are the main phenomena which lead to the beam emittance growth. Looking at Fig. 3, it can be seen that broader momentum spread, \square_{\max} bigger values of the beam emittance growth and higher system nonlinearity order, all lead to greater emittance growth during

Tab.1. The geometry parameters, demagnifications, aberrations and maximum beam emittance with correspondent collimator dimensions for spot $d=0.5 \mu\text{m}$ with beam momentum spread $\square_{\max}=2.5 \cdot 10^{-4}$ for the selected probeforming systems.

	System S1 [6]	System S2 [10]	System S3 [11]
Working distance g , cm	16	12	9
Drift spaces, $\{a_i\}$, cm	578.6; 4.6; 4.6;	280; 4; 86; 4;	555; 35; 200; 1; 1;
Lenses effective lengths, $\{L_i\}$, cm	21.4; 21.4; 21.4;	7; 5; 5; 7;	5; 5; 5; 5; 11;
Dimensionless excitations			
k_1	1.305853765	0.986172306	0.445922742
k_2	1.428844715	0.661024439	1.258729549

Demagnification $D_x \cdot (D_y)$	72·(-16); (68·(-15))*; (72·(-16))**	64·(64); (64·(64))**	346·(-346); (346·(-346))**
Chromatic linear aberration, $\mu\text{m}\cdot\text{mrad}^{1\cdot\%^{-1}}$ $\langle x \theta\delta\rangle$ $\langle y \phi\delta\rangle$ Chromatic angular aberration, $\text{mrad}\cdot\text{mrad}^{1\cdot\%^{-1}}$ $\langle \theta \theta\delta\rangle$ $\langle \phi \phi\delta\rangle$	-275; (-256)*; (-274)** 836; (783)*; (833)** -2 2	-959; (-951)** -174; (-171)** -6 -6	-498; (-498)** 4632; (4599)** 0.05 29
Spherical linear aberration, $\mu\text{m}\cdot\text{mrad}^3$ $\langle x \theta^3\rangle$ $\langle x \theta\phi^2\rangle$ $\langle y \phi^3\rangle$ $\langle y \theta^2\phi\rangle$ Spherical angular aberration, $\text{mrad}\cdot\text{mrad}^3$ $\langle \theta \theta^3\rangle$ $\langle \theta \theta\phi^2\rangle$ $\langle \phi \phi^3\rangle$ $\langle \phi \theta^2\phi\rangle$	108; (88)*; (133)** 136; (111)*; (46)**; -563; (-438)*; (-699)** -604; (-428)*; (-205)** 0.5 0.8 2 -2	8350; (8612)** 1459; (1038)** 130; (149)** 1459; (1038)** 44 8 3 6	6122; (7499)** 100882; (61062)** -621007; (-544268)** -100882; (-61084)** 47 296 -3515 -600
Maximum emittance $\hat{\epsilon}_0$, $\mu\text{m}^2\text{mrad}^2$ <i>Object collimator dimensions</i> $2r_x \cdot 2r_y, \mu\text{m} \cdot \mu\text{m}$ <i>Angular collimator dimensions</i> $2R_x \cdot 2R_y, \mu\text{m} \cdot \mu\text{m}$	0.12; (0.12)*; (0.13)** 2044; (1944)*; (2044)** 3604133; (3874142)*; (3724138)**	0.63; (0.68)** 17421; (17421)** 634217; (644224)*	0.09; (0.15)** 122417; (135417)** 118411; (160412)**

)* - calculation of demagnifications and aberrations were carried out using PRAM [5].

)** - calculation of demagnifications and aberrations were carried out using OXRAY [6].

For maximum beam emittance calculations were carried out using demagnifications and aberrations calculated by means of PRAM [5] -)* and OXRAY [6] -)**.

the object-target beam evolution. However, decreasing the momentum spread below $\square_{\text{max}}=10^{-5}$, the emittance is practically conserved and do not depend on the nonlinearity order of the probefforming system.

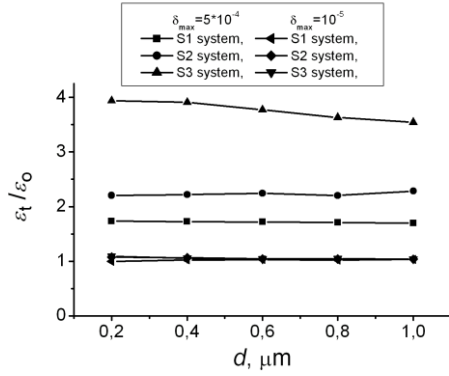


Fig. 2. The emittance growth for the object-target beam evolution versus spot dimension, d , for three selected probeforming systems, $\delta_{\max}=5 \cdot 10^{-4}$.

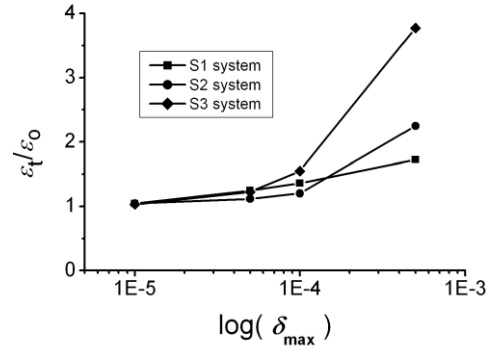


Fig. 3. The emittance growth for the object-target beam evolution versus momentum spread, δ_{\max} , for three selected probeforming systems, $d=0.6 \mu\text{m}$.

Fig. 4 shows the G_t projections on the more interesting phase planes for the S2 system. Looking at Fig. 4b and 4c, we see that for a momentum spread of $\delta_{\max}=5 \cdot 10^{-4}$, the chromatic aberrations play a dominant role in the process of probe formation. The picture is different (Fig. 4e,f) for $\delta_{\max}=10^{-5}$, where the dominant role is connected to third order intrinsic aberrations. For all practical purposes, the section of G_t is more preferable. In the case of a finite number of points representing the phase volume, the section has to be of a finite thickness. Let us return to our hyper parallelepiped, P_t , which involves the phase volume, G_t , and consider a thin layer, $P_{t,\delta}$, defined as

$$P_{t,\delta} = \bigcup_{j=1}^k P_{t,j|\delta}$$

This thin layer contains all points $(x_t, x'_t, y_t, y'_t) \in G_t$ for which $y_{t,\delta} \leq y_t \leq y_{t,\delta+\delta}$, $y'_{t,\delta} \leq y'_t \leq y'_{t,\delta+\delta}$ where $y_{t,\delta} = \min(y_t) + \delta \cdot \max(y_t) - \min(y_t)/k$, $y'_{t,\delta} = \min(y'_t) + \delta \cdot \max(y'_t) - \min(y'_t)/k$. Finally, making the projection, $P_{t,\delta}$ onto the (x_t, x'_t) plane we will have an approximation of the 2D section phase volume, G_t , in the plane

$(x_t, x'_t, y_{t,\delta}, y'_{t,\delta})$. These sections are shown in Fig.5 for the phase volume, G_t , at the target plane. From this figure, we can see that shapes of sections are different from each other. Using the above procedure, any 2D sections of the 4D phase volume may be presented. This approach will also be useful for the development of many stage probe forming systems when the intermediate collimation is used.

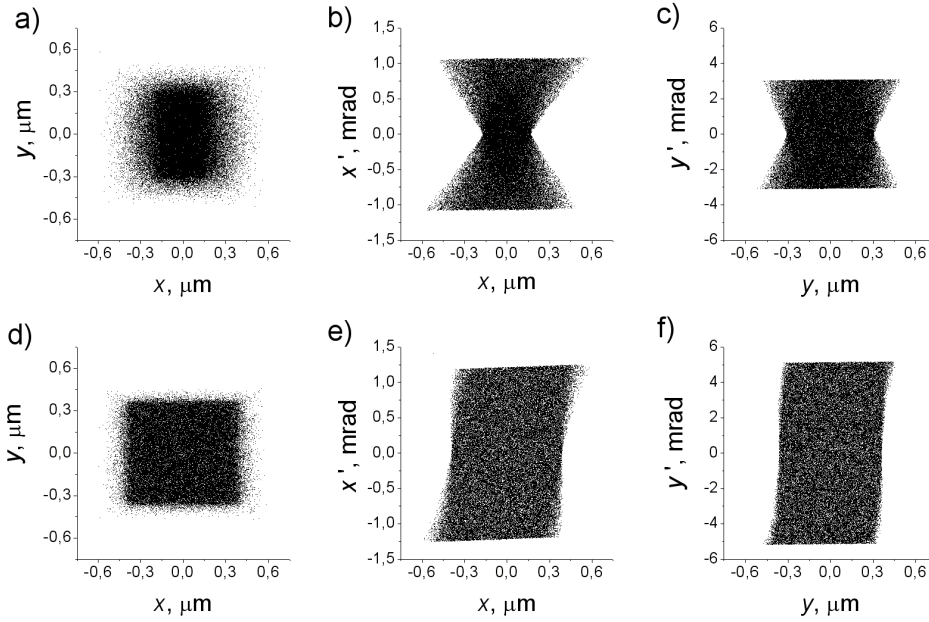


Fig.4. The beam phase space projection at the target plane for the system S2 with random charged particle distribution in the phase space for $\square_{\max}=5 \cdot 10^{-4}$ (a,b,c) and for $\square_{\max}=10^{-5}$ (d,e,f).

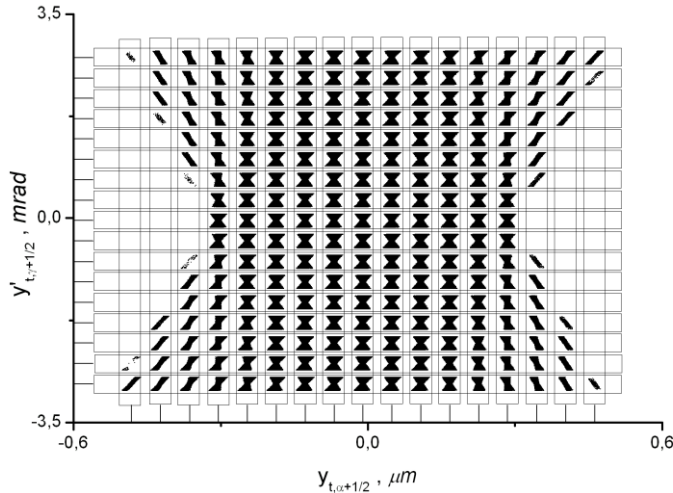


Fig.5.The 4D graph of the plain 2D sections (x_t, x'_t) on the target plane for the system S2 for $\square_{\max}=5 \cdot 10^{-4}$ with some fixed values $y_{t,\square+1/2}, y'_{t,\square+1/2}$.

5. Conclusions

The simple method of calculating the beam emittance is proposed when the beam is a representative of points in the 4D phase space (x, x', y, y') . It is shown, that for the beam with chromatic inhomogeneity on the level of $5 \cdot 10^{-4}$ the object-target emittance growth is related to the system nonlinearity order. More nonlinearity is associated with greater emittance growth. For a system with demagnification $D \approx 350$, the emittance is raised by a factor of four. On other hand, emittance is practically conserved for the beam with momentum spread, \square_{\max} , less then 10^{-5} and does not depend on the system nonlinearity order.

References

1. A.H. Sørensen, CERN Accelerator School Proceedings (Editor: S. Turner) **CERN 89-05**(1989) p. 18-36.
2. J. Buon, CERN Accelerator School Proceedings, (Editor: S. Turner) **CERN 94-01**, Vol. I(1994), p. 89-115.
3. P.M. Lapostolle, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-18, No 3, (1971)1101.

4. A. Dymnikov, R. Hellborg, Nucl. Instr. and Meth. A330 (1993) 323.
5. Breese M., Jamieson D., King P. Material Analysis Using a Nuclear Microprobe. – New York: Wiley. – 1996. – P. 367.
6. Grime G.W., Watt F. Beam Optics of Quadrupole Probe-Forming Systems. – Bristol: Adam Hilger Ltd. – 1984. – P. 273.
- [7] V.A. Brazhnik, A.D. Dymnikov, D.N. Jamieson et al., Nucl. Instr. and Meth. B 104 (1995) 92.
8. C.G. Ryan, D.N. Jamieson, Nucl. Instr. and Meth. B 158 (1999) 97.
9. A.G. Ponomarev, V.I. Miroshnichenko, V.E. Storizhko, Nucl. Instr. and Meth. A 506 (2003) 20.
10. V.E. Storizhko, A.G. Ponomarev, V.A. Rebrov et al., Nucl. Instr. and Meth. B 260 (2007) 49.
11. D.N. Jamieson, B. Rout, R. Szymanski et al., Nucl. Instr. and Meth. B 190 (2002) 54.
12. D.N. Jamieson, Nucl. Instr. and Meth. B 181 (2001) 1.
13. S. Incerti, R.W. Smith, M. Merchant et al., Nucl. Instr. and Meth. B 231 (2005) 76.

**Пути трансформации ионно-оптической системы
статического масс-спектрометра МСД-650 для повышения достоверности и точности
результатов изотопного анализа водородно-гелиевых смесей**

**Галль Л.Н.¹, Кузьмин А.Г.¹, Манойлов В.В.¹, Саченко В.Д.¹,
Сведенцов М.Л.¹, Хасин Ю.И.¹, Галль Н.Р.^{1,2}, Рязанцева Н.Н.³,
Милешкин Ю.А.³, Семенов А.А.³, Кудрявцев В.Н.³, Лесина И.Г.³,
Иванов Б.В.³, Лизунов А.В.³**

¹Институт аналитического приборостроения Российской Академии Наук (РАН)

г. С.-Петербург, Российская Федерация

² Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН

г. С.-Петербург, Российская Федерация

³ АО «ВНИИИМ» имени академика А.А. Бочвара,

г. Москва, Российская Федерация

Сутегі-гелий қоспаларын зерттеуде МАТ 271/45 VG 30-38 МИ3305 және МСД-650 масс-спектрометрлер қолданылады. Зерттеу нәтижелерінде өлшеу дәлдігін жақсарту олардың ионды-оптикалық схемаларын оптимальдік түрде жасау болып табылады. Базалық модель ретінде МСД-650 алынады. Ионды-оптикалық схеманы жетілдіру жолдары, оның параметрлері қарастырылады. Иондық көздің және масс-анализатордың математикалық модельдерін әртүрлі варианттары келтірілген.

Mass -spectrometers MAT271/45, VG 30-38, MI3305 and MSD-650 are used for isotopic analysis of He-H mixtures. To improve reliability and accuracy, ion optrit scheme should be optimized, and MSD 650 has been chosen as as the most promising instrument. Ways of optimization are discussed and simulation results are presented.

Кілт сөздер: *тритий, масс-спектрометр, изотоптық анализ, иондық оптика, иондар көзі, масс-анализатор.*

Keywords: *tritium, mass-spectrometer, isotopic analysis, ion optics, ion source, mass-analyzer.*

Введение

Требования к параметрам и методико-метрологические особенности масс-спектрометров для количественного изотопного анализа в технологических системах термоядерных реакторов были сформулированы еще ранее [1, 2]. Масс-спектрометр для анализа водородно-гелиевых смесей должен позволять проводить измерения изотопного состава водорода в газовых смесях, гелия в водородно-гелиевых смесях, и определять содержание примесей (азота, кислорода, оксидов углерода, аргона, оксидов азота, метана, этана, этилена, ацетилен в водородно-гелиевых смесях. Таким образом, он должен быть реализован как прибор для изотопного и химического (молекулярного) анализа одновременно. Для указанного анализа водородно-гелиевых смесей достаточен диапазон массовых чисел 1ч100 а.е.м., при этом разрешающая способность на уровне 10% интенсивности пиков и при соотношении интенсивностей до 1:100 должна быть не менее 2500, что связано, в первую очередь, с необходимостью разрешения мультиплетов в диапазоне масс 2ч6. В то же время должна быть обеспечена чувствительность не менее 100 ppm. Для разделения налагающихся друг на друга массовых пиков (мультиплетов), возникающих в органических примесях к водородно-гелиевым смесям в результате изотопных замещений, необходима высокая разрешающая способность – не менее 26 000. И если разрешение ~2000 еще можно достичь на однокаскадном магнитном масс-спектрометре, таком, например, как МТИ-350Г, то для получения высокой разрешающей способности требуется масс-анализатор с двойной фокусировкой.

Перечисленным требованиям в значительной степени отвечают масс-спектрометры MAT271/45, VG 30-38, МИЗ305, однако в настоящее время эти приборы не выпускаются. Для решения поставленной задачи по сумме аналитических характеристик пригоден отечественный серийный масс-спектрометр с двойной фокусировкой МСД-650. Его специализация для повышения достоверности и точности результатов анализа заключается в оптимизации ионно-оптической системы и некоторых элементов конструкции.

Масс-спектрометр МСД-650. МСД-650 был разработан в ИАП РАН как масс-спектрометрический детектор газового хромато-масс-спектрометра высокого разрешения. В комплексе со стандартным газовым хроматографом МСД-650, снабженный источником ионов с электронным ударом и хемионизацией, позволяет реализовать современные методики хромато-масс-спектрометрии летучих веществ. Источник ионов с тлеющим разрядом, входящий в состав МСД-650, позволяет использовать этот прибор для элементного анализа твердых проводящих образцов [3].

Основные технические характеристики МСД-650:

-Диапазон массового числа (при ускоряющем напряжении 5 кВ), а.е.м	1ч650
-Разрешающая способность на уровне 10% высоты пика	8000
-Предельная разрешающая способность на уровне 10%	30 000
-Абсолютная чувствительность, Кл/мкг	10^{-8}
-Минимальное время сканирования декады масс, сек	0,5

В МСД-650 использован статический масс-анализатор с двойной фокусировкой прямой геометрии Е-М, обеспечивающий возможность получения высокой разрешающей способности (до 30 000 на 10% высоты пика) при трансмиссии ионного пучка в ИОС масс-спектрометра около 10% (рис.1).

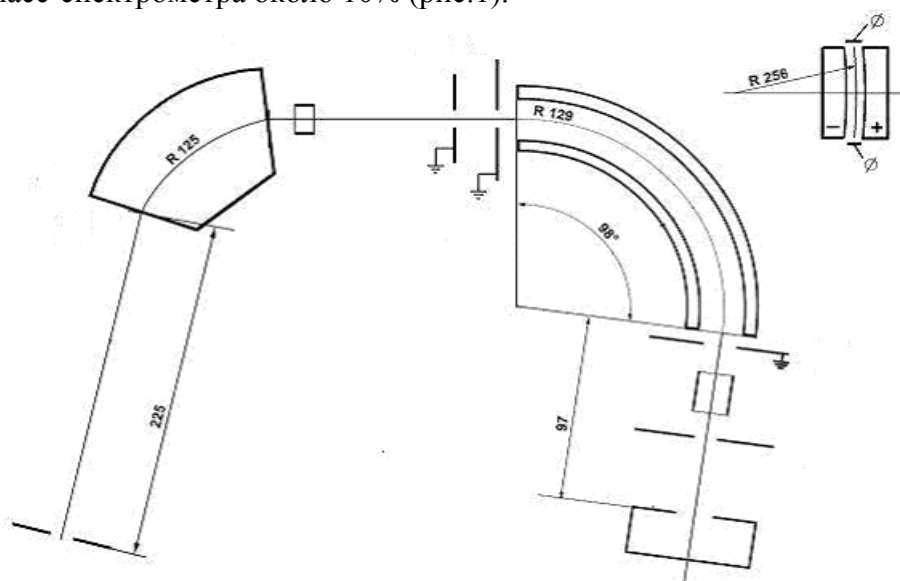


Рис.1. Ионно-оптическая схема масс-спектрометра МСД-650

Одним из основных базовых элементов прибора является секторный электромагнит, характеристики которого определяют параметры прибора в целом. При расчете и разработке конструкции электромагнита были реализованы два основных требования: минимальный размер ярма при рабочем зазоре 5 мм и однородности поля в поперечном сечении 10^{-4} и отсутствие дополнительного охлаждения обмоток. Максимальная индукция в зазоре при токе 25 А на виток составляет 1,8 Тл. В конструкцию электромагнита заложен запас как по однородности магнитного поля, так и по максимальной индукции в зазоре (для полюсных наконечников использован сплав 49КФ). Торцы полюсных наконечников электромагнита на входной и выходной границах магнитного поля реализованы как полюса Роговского, что позволило сохранять неизменным краевое поле в

широком диапазоне индукции. Экспериментальная проверка показала полное соответствие расчетных и рабочих характеристик и их надежное воспроизводство в серийных электромагнитах масс-спектрометра МСД-650.

Благодаря принятым мерам магнитное поле в рабочем зазоре имеет хорошо воспроизводимую линейность, начиная с самой малой индукции, что важно при анализе легких газов. На рис.2 представлен фрагмент масс-спектра смеси H_2 , D_2 , ^4He (дуплет D- H_2), полученный на масс-спектрометре МСД-650 и подтверждающий возможности этого масс-спектрометра для контроля состава водородно-гелиевых смесей.

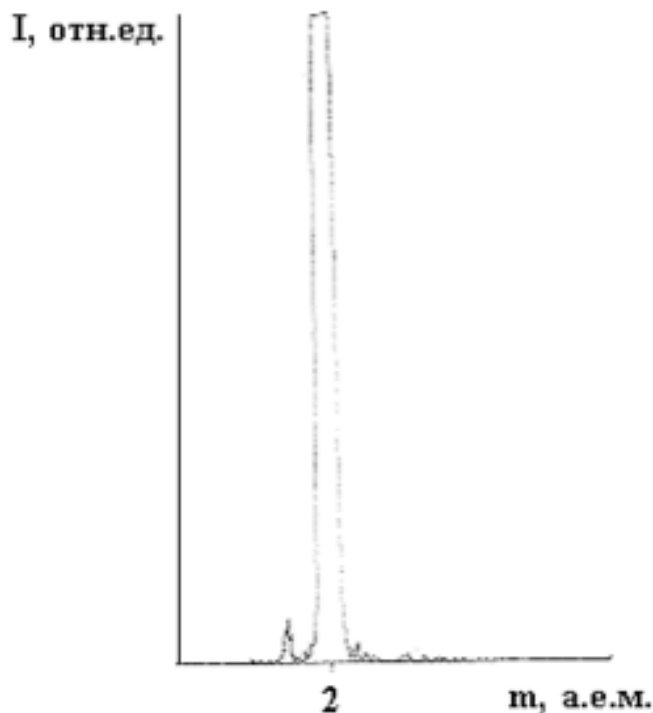


Рис. 2. Масс-спектр смеси $\text{H-D-}^4\text{He}$ в области второго массового числа. Соотношение концентраций протия и дейтерия в смеси 1000:1

Однако для реализации возможности использования МСД-650 как специализированного прибора для изотопного анализа некоторые его параметры и конструктивные решения следует модифицировать. К ним относится уменьшение дискриминации по массе, создаваемой ионно-оптической системой масс-спектрометра, а также корректировка конструкторских решений элементов прибора, относящихся к вакуумной системе, связанная с применением безмасляной откачки.

Значительно увеличить чувствительность масс-спектрометрических приборов позволила предложенная еще в конце 70-х годов единая ионно-оптическая система построения масс-спектрометра, включающая одновременно источник ионов и масс-анализатор. В этой системе движение ионов рассматривается с позиций фазового пространства. В основу методики расчета [4] закладываются параметры ионного пучка, формируемого источником ионов в масс-спектрометре с магнитным секторным анализатором. Этот пучок моноэнергетичен и существенно анизотропен, с отношением ширины в направлении фокусировки к высоте в направлении транспортировки порядка 1:100 и с малым углом расходимости в обоих направлениях. Это позволяет с точностью, достаточной для расчета транспортировки пучка, перейти к рассмотрению движения ионов в двумерных проекциях координата–угол или двумерных эмиттансах. Масс-анализатор может быть задан двумерными аксептансами, найденными в процессе синтеза и оптимизации его ионно-оптической схемы или рассчитанными для уже имеющейся ионно-оптической схемы с учетом особенностей ее конструкции [5].

Методика расчета транспортировки пучка была применена к МСД-650 (рис. 3). Путем математического моделирования было найдено, что до приемника масс-спектрометра доходит лишь 6 – 8% ионов, выходящих из источника.

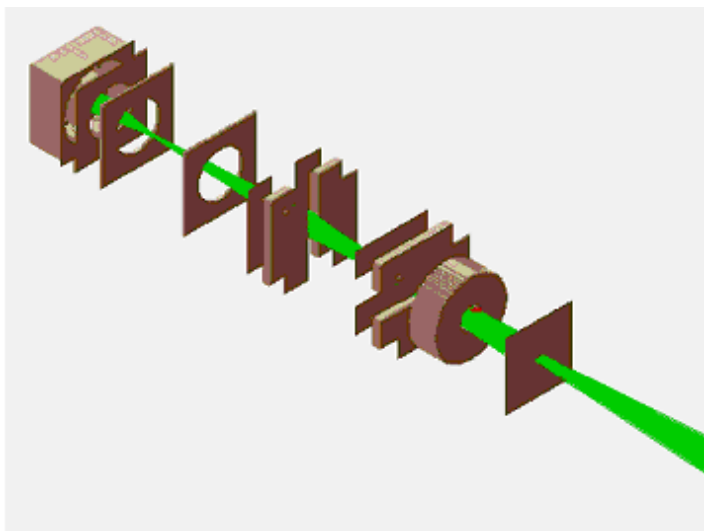
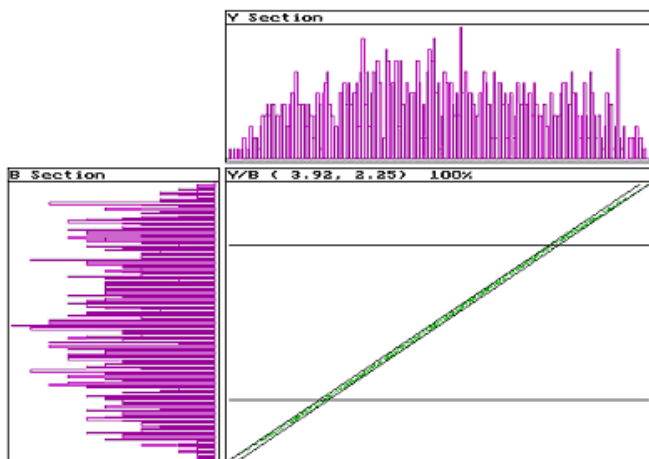


Рис.3. Модель источника ионов МСД-650 (без модификаций)

На рис. 4 представлены результаты моделирования ионного пучка, формируемого ионно-оптической системой источника ионов МСД-650 в ее первоначальном виде. В горизонтальной плоскости фокусировки (рис. 4 а) эмиттанс ионного пучка, сформированного источником ионов, удовлетворительно совмещен с акцептансом масс-анализатора. Однако в вертикальной плоскости (рис. 4 б) совмещение эмиттанса пучка с акцептансом анализатора показывает малоудовлетворительную картину. Пучок сформирован источником так, что имеет выраженное ядро, согласующееся с анализатором, но имеется значительная по интенсивности часть перефокусированных частиц («хвосты» диаграммы эмиттанса), которые через анализатор не проходят, понижая как абсолютную чувствительность масс-спектрометра, так и его изотопическую чувствительность. Последнее обстоятельство, не имеющее существенного значения при химическом анализе, оказывается важным при изотопном анализе водородно-гелиевых смесей с большой разницей в интенсивности компонентов смеси.

А



Б

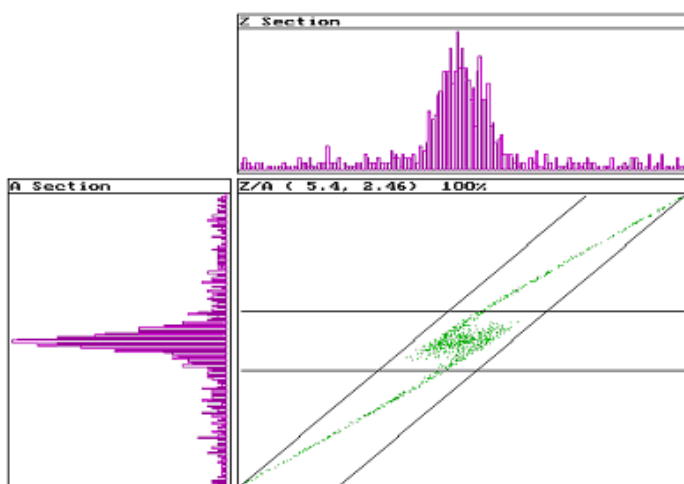


Рис.4. Совмещение эмиттанса пучка с аксептансом масс-анализатора в горизонтальной (а) и вертикальной (б) плоскости

На основе анализа полученных результатов моделирования были модифицированы элементы оптики источника и подобраны другие значения напряжений на электродах. При этом положения ионизационной камеры и выходной щели источника МСД-650 остались неизменными.

На рис. 5 приведена модель измененной ионно-оптической схемы источника и формируемый ею пучок. На рис. 6 приведен эмиттанс пучка, формируемого источником ионов с модифицированной схемой, наложенный на аксептанс масс-анализатора. Диаграмма, особенно в вертикальной плоскости, демонстрирует заметно большее совмещение эмиттанса с аксептансом, а значит, и лучшее согласование источника ионов с анализатором. Моделирование в обоих случаях происходило с одним и тем же начальным пучком, задаваемым программой «GenIo». Разыгрывалось 5000 траекторий, из них с немодифицированным источником в диаграмму аксептанса попало лишь 420 траекторий, т.е. 8,4%, а после модификации - 2730 траекторий, т.е. 54,5%. Экспериментальные измерения трансмиссии МСД-650 с модифицированным источником ионов показали, что в этом случае до приемника доходит ~50%, а в некоторых режимах ~60% пучка, вышедшего из источника ионов.

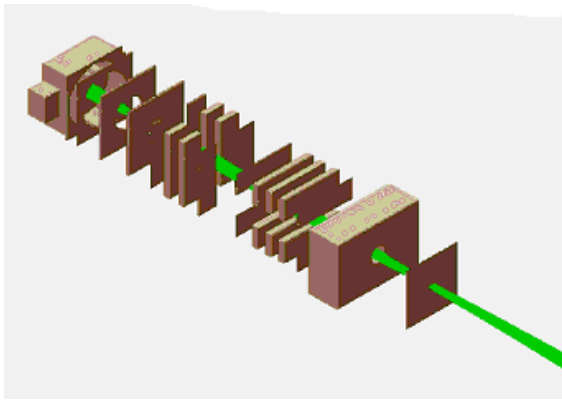


Рис.5. Модель нового источника ионов МСД-650

Еще лучшие результаты могут быть получены, если модифицировать и ионно-оптическую схему масс-анализатора. На рис.7 представлены два варианта такой модификации с прямолинейными и криволинейными границами магнита, разработанные таким образом, чтобы существенно уменьшить aberrации изображения, не изменяя при этом геометрические параметры и размеры элементов ионно-оптической схемы МСД-650. Результаты расчетов ионно-оптической схемы анализатора следующие:

-прямолинейные границы магнита

Разрешающая способность	500	1000	3000	10000
Щель источника, мкм	67	34	11	3,3
Щель приемника, мкм	210	105	35	10,5
Трансмиссия, %	45	28	9,3	2,8

-криволинейные границы магнита

Разрешение	500	1000	3000	10000
Щель источника, мкм	89	44	15	4,4
Щель приемника, мкм	224	112	37	11,2
Трансмиссия, %	45	32	19	10,1

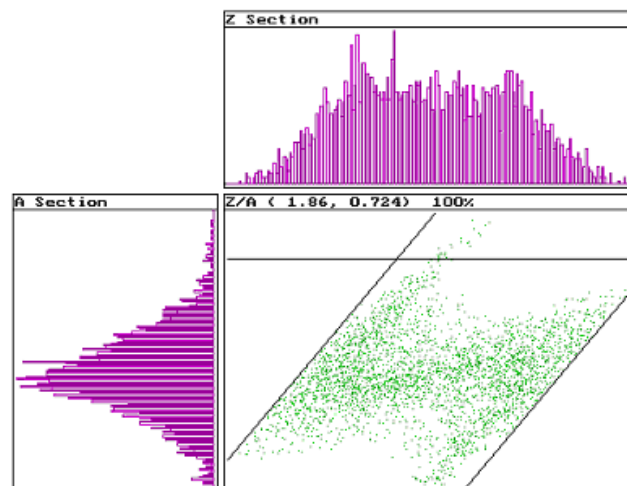
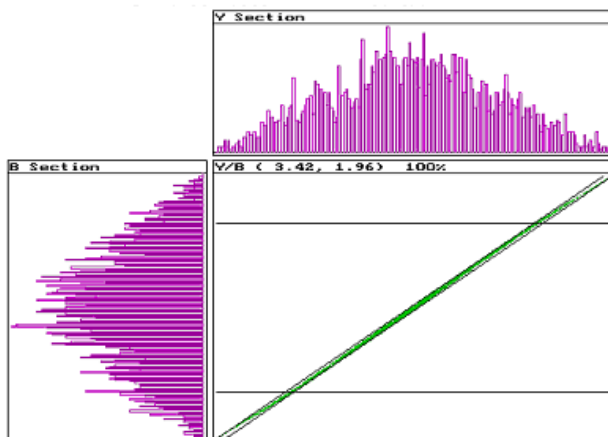
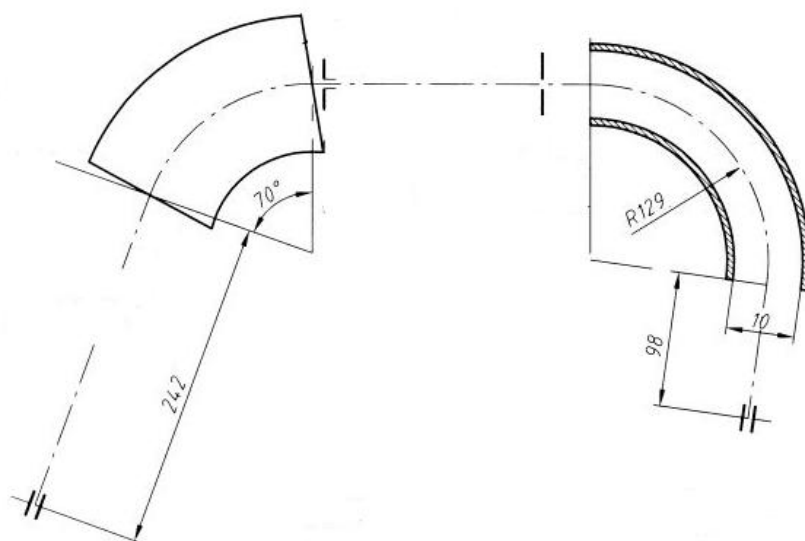


Рис. 6. Совмещение эмиттанса с акцептансом в горизонтальной (а) и вертикальной (б) плоскости (модифицированный вариант)

А



Б

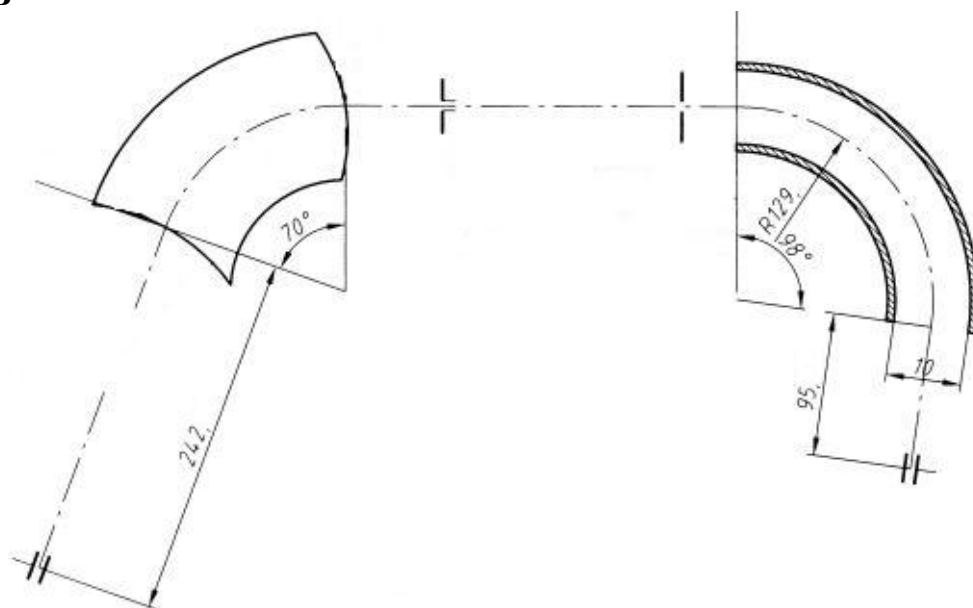


Рис. 7. Ионно-оптическая схема модернизированного МСД-650 с прямолинейными (а) и криволинейными (б) границами магнита

Сравнение полученных результатов показывает, что обе ионно-оптические схемы, а особенно схема с криволинейными границами, практически не снижают пропускания ионного пучка при переходе от низкой к высокой разрешающей способности: потери чувствительности пропорциональны уменьшению ширины ионной щели. Такими свойствами не обладает ни одна из известных на настоящее время ионно-оптических схем статических масс-спектрометров высокого разрешения.

Заключение

В России в настоящее время для решения научно-технических, технологических и метрологических задач изотопного и химического анализа водородно-гелиевых смесей, в основном, используются масс-спектрометры МИ 1201В [6], не являющиеся специализированными для подобных задач. Как правило, уже в условиях эксплуатации масс-спектрометры МИ 1201 оснащаются разнородными узлами и приспособлениями, позволяющими пользователям проводить количественные, но огрубленные измерения водородно-гелиевых смесей, без разделения значимых мультиплетов. Кроме того, ионно-оптическая схема однокаскадного магнитного масс-спектрометра МИ1201В принципиально не позволяет получать высокую разрешающую способность, требуемую для всестороннего решения указанной задачи, а сами приборы за более чем 20 лет эксплуатации претерпели значительный физический износ и морально устарели. В то же время проведенный комплекс расчетных и экспериментальных работ показывает, что серийный отечественный масс-спектрометр МСД-650 с двойной фокусировкой в значительной степени отвечает всему комплексу поставленных задач и на его базе достаточно просто может быть создан новый специализированный масс-спектрометр, который не только заменит устаревший приборный парк водородных масс-спектрометров, но и существенно повысит точность анализа ^3He , дейтерия, трития при решении задач изотопного анализа водородно-гелиевых смесей для нужд современных ядерных исследований.

Литература

1. Milechkine I.A., Riazantseva N.N. Specialized mass spectrometers for analysis of hydrogen-helium mixtures in tritium technological systems. – In Proc. 18th SOFT, 1994, v.1, p.831 (Germany, Karlsruhe).
2. Milechkine I.A., Riazantseva N.N. Specialized mass spectrometers for analysis of tritium gas mixes in “on-line” mode in technological systems of TR. – In Proc. 19th SOFT, 1996, v.1, p. 1285–1288 (Portugal, Lisboa).
3. Галль Л.Н., Кузьмин А.Г. Масс-спектрометр с тлеющим разрядом МСД-650ТлР – новое развитие масс-спектрометра МСД-650. – Научн. Приборостр., 2001, т.11, №1, с.28–35.
4. Бердников А.С., Галль Л.Н., Хасин Ю.И. Методика согласования источника ионов статического масс-спектрометра с анализатором. – Научн. Приборостр., 2001, т.11, № 4, с.28–34.
5. Галль Л.Н., Бердников А.С., Саченко В.Д., Хасин Ю.И.. Новый подход к расчету ионно-оптических систем статических масс-спектрометров. – В сб.: Межд. школа-семинар «Масс-спектрометрия в химической физике, биофизике и экологии», Звенигород, апрель 2002, с.186–187.
6. Ширнин П.В., Сиверцев А.И., Иващенко И.В. и др. Измерение трития в газовых смесях. – В сб.: Межд. сем. «Потенциал российских ядерных центров и МНТЦ в тритиевых технологиях», Саров, май 1999, с.130–135.

РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ КОШИ ДЛЯ ОДНОРОДНЫХ ГАРМОНИЧЕСКИХ ПОТЕНЦИАЛОВ НУЛЕВОЙ КРАТНОСТИ

Ю.К. Голиков

*Санкт-Петербургский Политехнический университет Петра Великого
г. С.-Петербург, Российская Федерация*

Симметрия жазықтығы бар энергоанализдік жүйелерді құрастыруда жазықтықтағы потенциалды кеңістікте анықтау есебі пайда болады. Бұл жұмыста потенциалы біртекті функциямен сипатталатын өріс үшін есепті шығару алгоритмы ұсынылады.

Constructing energy analysis systems with a symmetry plane a problem to spread a potential from the plane into space takes place. In this article an algorithm solving this problem for the fields with uniform potentials of zero order is developed.

Кілттік сөздер: біртекті гармониялық өріс, зарядталған бөлшектердің энергоанализы, потенциал таралуын кеңістікте анықтау.

Key words: uniform harmonic fields, charged particle energy analysis, spread of spacious potential distribution.

Задача Коши для уравнения Лапласа, столь типичная для проблемы формирования интенсивных электронных потоков, играет весьма важную роль и для случая потоков пренебрежимо малой плотности. Например, при синтезе энергоанализаторов с заранее заданным характером движения в плоскости симметрии требуется восстановить пространственное распределение потенциала по его распределению в плоскости симметрии [1]. Аналогичный вопрос возникает при расчете магнитных анализаторов [2]. Для двумерных гармонических потенциалов задача решается очень просто средствами теории функции комплексного переменного [2]. В случае трансаксиальных систем она решается в общем виде методом В.Р. Саулита [3], но в большинстве же других случаев пользуются степенными рядами, разлагая потенциал в окрестности плоскости симметрии по четным степеням расстояния от нее. Такие ряды, как правило, плохо сходятся вдали от плоскости симметрии и не позволяют рассчитать в целом конфигурацию полезадающих электродов с достаточной точностью. Более того, по этим рядам совершенно невозможно установить, является или нет искомый потенциал элементарной функцией. Поэтому для практики более полезны методы, непосредственно приводящие к конечным элементарным представлениям потенциалов, если они существуют, а не записи их в виде искусственных разложений по тем или иным бесконечным базисам. В данной работе мы решили задачу Коши для одного достаточно обширного класса потенциалов, описываемых однородными гармоническими функциями нулевой кратности:

$$\varphi = \varphi(y/x, z/x), \quad \nabla^2 \varphi = 0 \quad (1)$$

Электростатические поля с потенциалами такого типа реализуют изоэнергетические семейства подобных между собой траекторий, что позволяет использовать их как основы для устройства телескопических систем в электронной оптике. Эквипотенциали этих полей представляют собой некоторую совокупность пространственных конусов с общей вершиной в точке $x = y = z = 0$. Пусть потенциал φ симметричен относительно плоскости $z = 0$, в которой его распределение задается функцией $f(y/x)$:

$$\varphi(y/x, z/x) = \varphi(y/x, -z/x), \quad \varphi|_{z=0} = f(y/x) \quad (2)$$

Требуется найти общее выражение потенциала $\varphi(y/x, z/x)$ в пространстве по заданной функции f с учетом уравнения Лапласа. Воспользуемся комплексным представлением Донкина для произвольных однородных гармонических функций нулевой кратности [4]:

$$\varphi\left(\frac{y}{x}, \frac{z}{x}\right) = \operatorname{Re} F\left(\frac{x + iy}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2 + z}}\right) = P(u, v), \quad (3)$$

где F – произвольная аналитическая функция комплексного аргумента, P – произвольная гармоническая функция переменных

$$u = \frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2 + z}}, \quad v = \frac{y}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2 + z}}. \quad (4)$$

Построим решение уравнения Лапласа, заведомо симметричное относительно плоскости $z = 0$, выразив его через некоторую пока неизвестную функцию P :

$$\varphi = \frac{1}{2} \left(P\left(\frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2 + z}}, \frac{y}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2 + z}}\right) + P\left(\frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2 - z}}, \frac{y}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2 - z}}\right) \right). \quad (5)$$

На плоскости $z = 0$ имеем очевидную связь P с заданной функцией f :

$$\varphi|_{z=0} = P\left(\frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2}}, \frac{y}{\sqrt{x^2 + y^2}}\right) = f\left(\frac{y}{x}\right). \quad (6)$$

Если положить $\operatorname{arctg} \frac{y}{x} = \theta$, то условие (6) можно записать в форме, которая в точности эквивалентна условию Дирихле на единичной окружности для функции P , гармонической в круге

$$\varphi|_{z=0} = P(u, v)|_{u=\cos\theta, v=\sin\theta} = f(\operatorname{tg} \theta). \quad (7)$$

Таким образом, задача Коши для трехмерного потенциала свелась к легко решаемой задаче Дирихле для двумерной гармонической функции $P(u, v)$, заданной на окружности. С помощью интеграла Пуассона записываем P в общем виде:

$$P(r, \gamma) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \frac{1 - r^2}{r^2 - 2r \cos(\gamma - \theta) + 1} f(\operatorname{tg} \theta) d\theta, \quad (8)$$

где $\gamma = \operatorname{arctg} v/u$, $r = \sqrt{u^2 + v^2}$.

Итак, алгоритм решения задачи Коши для однородных гармонических потенциалов нулевой кратности состоит из следующих этапов:

1. Вычисление $P(r, \gamma)$ по формуле (8).
2. Преобразование P к переменным u, v .
3. Подстановка P в выражение (5).

Интеграл (8), а вместе с тем и искомый потенциал $\varphi(y/x, z/x)$, заведомо элементарны, если $f(y/x)$ является рациональной функцией. Иногда гораздо удобнее для сокращения выкладок применить формулу Шварца [5] и вычислить $F(\omega)$, $\omega = u + iv$:

$$F(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} f\left(i \frac{e^{i\theta} - e^{-i\theta}}{e^{i\theta} + e^{-i\theta}}\right) \cdot \frac{e^{i\theta} + \omega}{e^{i\theta} - \omega} d\theta + iC, \quad (9)$$

через которую выразим $P(u, v)$, отделив в (9) вещественную часть. Рассмотрим пример:

$$f = \frac{1}{\sqrt{1 + (y/x)^2}} \quad (10)$$

С помощью формулы (9) находим

$$F = 1/\omega \quad (11)$$

Отсюда $P = \frac{u}{u^2 + v^2}$ и искомое решение $\varphi(y/x, z/x)$, симметричное относительно плоскости $z = 0$, принимает в силу формулы (5) следующий вид:

$$\varphi\left(\frac{y}{x}, \frac{z}{x}\right) = \frac{\sqrt{1 + \left(\frac{y}{x}\right)^2 + \left(\frac{z}{x}\right)^2}}{1 + \left(\frac{y}{x}\right)^2} \quad (12)$$

Литература

1. Голиков Ю.К. Способ расчета энергоанализаторов с плоскостью симметрии. Тезисы докладов II Всесоюзной конференции по масс-спектрометрии. Ленинград.-22 – 24 октября 1974г.- С. 324.
2. Саулит В.Р. Пространственное распределение поля в магнитных спектрометрах и форма полюсных наконечников // Вестник ЛГУ, 1962.- № 22. Серия физики и химии.- Вып. 4.- С. 29.
3. Саулит В.Р. Пространственное распределение поля в магнитных спектрометрах и форма полюсных наконечников (случай осевой симметрии) // Вестник ЛГУ. -1966, № 16. Серия физики и химии.- Вып. 3.- С. 31-50.
4. Уиттекер Э.Т., Ватсон Дж.Н. Курс современного анализа. Т. 2. –М.: ГИФМЛ.- 1963.
5. Лаврентьев М.А., Шабат Б.В. Методы теории функций комплексного переменного.- М.: Наука, 1965.

УДК 537.534

МЕТОД ПРОЕКТИРОВАНИЯ ИСТОЧНИКОВ ИНТЕНСИВНЫХ ИОННЫХ ПУЧКОВ С ДВУМЯ ПЛОСКОСТЯМИ СИММЕТРИИ

ИБРАЕВ А.Т.

*Казахский национальный исследовательский технический университет имени
К.И.Сатпаева
г.Алматы, Казахстан*

Жұмыста қос симметриялы иондық ағындарды синтездеу кезіндегі сандық есептеуді жүргізу теориясы ұсынылады, екі симметрия жазықтығы бар қисық сызықты координат жүйесіндегі иондық көздің параметрлерін сандық есептеудің және модельдеу методикасы ұсынылған.

The paper developed a theory to perform numerical calculations on the synthesis of doubly-symmetric sources of intense ion beams with higher values perveance beam, it proposes a methodology for modeling and numerical calculations of the ion source parameters in the curvilinear coordinate system with two planes of symmetry.

Кілт сөздер: *потенциал, ион, бөлшек, тоқ, функция, таралу.*

Keywords: *potential, ion particle, beam, current, function, distribution.*

При проектировании источников интенсивных потоков заряженных частиц, как известно, необходимо учитывать влияние пространственного заряда на параметры формируемых пучков в эмиссионной линзе. Степень влияния пространственного заряда на фокусирующие свойства источника при этом оценивается параметром, называемым первеансом пучка заряженных частиц, который определяется по формуле

$$P = \frac{I}{U^{3/2}},$$

где P – первеанс, I , U – соответственно, ток пучка и ускоряющее напряжение формирующей пучок системы. При значениях первеанса больше $10^{-8} a / e^{3/2}$ пространственный заряд уже оказывает заметное влияние на параметры фокусировки потока заряженных частиц и возникает необходимость учета этого влияния [1-3].

С точки зрения математики, задача проектирования источников интенсивных потоков заряженных частиц представляет собой задачу решения системы уравнений, называемой самосогласованной задачей.

Введем систему криволинейных координат $q_1(x, y, z)$, $q_2(x, y, z)$, $q_3(x, y, z)$

, где x, y, z являются координатами декартовой системы координат. Для

установления связи между этими системами координат разложим $q_i(x, y, z)$, $i = 1, 2, 3$ в следующий степенной ряд

$$q_i(x, y, z) = q_i(0, 0, 0) + \frac{\partial q_i}{\partial x} x + \frac{\partial q_i}{\partial y} y + \frac{\partial q_i}{\partial z} z + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 q_i}{\partial x^2} x^2 + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 q_i}{\partial y^2} y^2 + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 q_i}{\partial z^2} z^2 + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 q_i}{\partial x \partial y} xy + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 q_i}{\partial x \partial z} xz + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 q_i}{\partial y \partial z} yz + \dots \quad (1)$$

Совместим начала декартовой и вводимой криволинейной системы координат, тогда $q_i(0, 0, 0) = 0$.

$$(2)$$

Ввиду того, что рассматриваем наличие двух плоскостей симметрии на уравнение (1) должно накладываться условие

$$\frac{\partial^2 q_i}{\partial x \partial y} = \frac{\partial^2 q_i}{\partial x \partial z} = \frac{\partial^2 q_i}{\partial y \partial z} = 0 \quad (3)$$

Каждую из криволинейных координат в зависимости от направления можно рассматривать как некий аналог координаты декартовой системы координат. Например, координату $q_1(x, y, z) = q_x(x, y, z)$ можно рассматривать по аналогии с координатой x как поперечную координату, характеризующую горизонтальное направление движения, $q_2(x, y, z) = q_y(x, y, z)$ – характеризующую поперечное вертикальное направление и $q_3(x, y, z) = q_z(x, y, z)$ – как продольную координату, описывающую основное направление движения заряженных частиц.

Главная ось симметрии пучка заряженных частиц ионного источника в принятых обозначениях определяется следующим выражением

$$q_z(0, 0, z) = z \quad (4)$$

Несложно видеть, что (4) получается из уравнения (1) при условии

$$\frac{\partial q_z}{\partial z} = 1$$

и равенстве нулю всех остальных членов этого уравнения.

Из (1), с учетом (2) – (4) и условия о наличии двух плоскостей симметрии, получим

$$q_z(x, y, z) = z + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 q_z}{\partial x^2} x^2 + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 q_z}{\partial y^2} y^2 \quad (5)$$

Для других (поперечных) криволинейных координат на уравнение (1) накладываются условия, при которых имеем

$$q_x(x, y, z) = \frac{\partial q_x}{\partial x} x, \quad (6)$$

$$q_y(x, y, z) = \frac{\partial q_y}{\partial y} y \quad (7)$$

В уравнении (5) кривизна продольной координаты при наличии поперечных смещений характеризуется следующими величинами

$$\frac{\partial^2 q_z}{\partial x^2} = \frac{1}{\mathfrak{R}_x^2}, \quad \frac{\partial^2 q_z}{\partial y^2} = \frac{1}{\mathfrak{R}_y^2} \quad (8)$$

Здесь \mathfrak{R}_x и \mathfrak{R}_y описывают кривизну координат в поперечных направлениях.

Продольную кривизну поперечных координат с учетом (6) и (7) можно задать в следующем виде

$$\frac{\partial q_x}{\partial x} = \frac{1}{R_x(z)}, \quad (9)$$

$$\frac{\partial q_y}{\partial y} = \frac{1}{R_y(z)} \quad (10)$$

В последних выражениях задав гладкие продольные кривые $R_x(z)$ и $R_y(z)$ из (6) и (7) получим

$$x = q_x(x, y, z) R_x(z) = q_x(x, 0, z) R_x(z), \quad (11)$$

$$y = q_y(x, y, z) R_y(z) = q_y(0, y, z) R_y(z), \quad (12)$$

откуда следует

$$q_x = \frac{x}{R_x(z)}, \quad q_y = \frac{y}{R_y(z)} \quad (13)$$

Ввиду того, что продольные кривые $R_x(z)$ и $R_y(z)$ задаются в виде функций от z ,

координаты q_x и q_y могут быть представлены в виде $q_x = q_x(x)$ и $q_y = q_y(y)$, вследствие чего, далее независимо от значения z являются безразмерными относительными координатами и играют роль коэффициентов подобия, связывающих заданные кривые и поперечные координаты декартовой системы координат.

В уравнениях (11) и (12) поперечные координаты представлены в виде продольных кривых. Учитывая уравнения для касательных и нормалей для плоских кривых, находим следующие уравнения

$$\frac{\partial x}{\partial z} = -\frac{1}{\frac{\partial}{\partial z}(q_x R_x)} = -\frac{1}{q_x R'_x} = -\frac{R_x}{x R'_x} \quad , \quad (14)$$

$$\frac{\partial y}{\partial z} = -\frac{1}{\frac{\partial}{\partial z}(q_y R_y)} = -\frac{1}{q_y R'_y} = -\frac{R_y}{y R'_y} \quad . \quad (15)$$

Уравнения (14) и (15) обеспечивают ортогональность рассматриваемой системы криволинейных координат. Отметим, что частными случаями уравнений (11), (12), (14) и (15) являются уравнения, с помощью которых производится расчет двумерных (осесимметричных и плоско-симметричных) сильноточных источников заряженных частиц методом В.Т.Овчарова.

Движение заряженных частиц в параксиальном приближении в электростатическом поле с двумя плоскостями симметрии с учетом влияния пространственного заряда описывается в декартовой системе координат следующими уравнениями

$$2\Phi x'' + \Phi' x' + \left(\frac{\Phi'' + \rho_0}{2} - 2f_{KB} \right) x = 0 \quad , \quad (16)$$

$$2\Phi y'' + \Phi' y' + \left(\frac{\Phi'' + \rho_0}{2} + 2f_{KB} \right) y = 0 \quad . \quad (17)$$

В последних уравнениях учитывается, что распределение потенциала $\varphi(x, y, z)$ при анализе параксиальных параметров фокусировки может быть представлено в виде

$$\varphi(x, y, z) = \Phi(z) - \left(\frac{\Phi'' + \rho_0}{4} - f_{KB} \right) x^2 - \left(\frac{\Phi'' + \rho_0}{4} + f_{KB} \right) y^2 + \dots \quad ,$$

где $\Phi = \Phi(z)$ и $\rho_0 = \rho_0(z)$ обозначают функции распределения электростатического потенциала и пространственного заряда вдоль главной оси симметрии, $f_{KB} = f_{KB}(z)$ – функция, характеризующая квадрупольную составляющую поля, штрихи обозначают дифференцирование по координате главной оси симметрии z .

Далее уравнения (16) и (17) проанализируем, представив их в криволинейной системе координат q_x, q_y, q_z . Для этого необходимо учесть следующие обстоятельства. Прежде всего, с учетом равенства (4) получаем

$$\Phi(z) = \Phi(q_z(0, 0, z)) = \Phi(q_{z0}) \quad . \quad (18)$$

Кроме этого, из (13) следует, что q_x и q_y являются безразмерными (относительными) величинами, причем, для произвольного значения зили q_{z0} они имеют нулевые значения производных по этой координате, т.е.

$$q'_x = q''_x = q'_y = q''_y = 0 \quad . \quad (19)$$

Для обеспечения безразмерного представления других величин в преобразуемых уравнениях введем следующие относительные величины

$$q_{z0} = \bar{z} = \frac{z}{l} \quad , \quad \bar{R}_x = \frac{R_x}{l} \quad , \quad \bar{R}_y = \frac{R_y}{l} \quad ,$$

$$U = \frac{\Phi}{\Phi_{\max}}, \quad U_{KB} = \frac{f_{KB}}{\Phi_{\max}}, \quad \bar{\rho}_0 = \frac{\rho}{\Phi_{\max}}. \quad (20)$$

Здесь $\bar{\rho}_0$ обозначает предельный или масштабный размер, черточка сверху знака указывает на безразмерное (относительное) значение соответствующей величины, Φ_{\max} - максимальное значение ускоряющего потенциала.

С учетом (11), (12) и (18) – (20) уравнения (16) и (17) принимают вид

$$2U\bar{R}_x'' + U'\bar{R}_x' + \left(\frac{U''}{2} - 2U_{KB}\right)\bar{R}_x = -\frac{1}{2}\bar{\rho}_0\bar{R}_x, \quad (21)$$

$$2U\bar{R}_y'' + U'\bar{R}_y' + \left(\frac{U''}{2} + 2U_{KB}\right)\bar{R}_y = -\frac{1}{2}\bar{\rho}_0\bar{R}_y. \quad (22)$$

В уравнениях (21) и (22) аргументом всех функций является координата q_{z0} , штрихи обозначают дифференцирование по этой координате.

Функцию $\bar{\rho}_0$ выразим через приведенное к безразмерному виду значение плотности тока j_0

$$\bar{j}_0 = \frac{j_0}{j_{0\max}} = \bar{\rho}_0 \sqrt{-\frac{2e}{m}U}, \quad (23)$$

$$\bar{I} = \bar{j}_0 \bar{S} = \bar{j}_0 \bar{R}_x \bar{R}_y, \quad (24)$$

где \bar{I} - величина тока пучка, \bar{S} - площадь сечения пучка, приведенные, как и другие величины выше, к безразмерному виду, e и m - заряд и масса заряженных частиц.

Из (23) и (24) получим

$$\bar{\rho}_0 = \frac{\bar{I}}{\sqrt{-\frac{2e}{m}U \bar{R}_x \bar{R}_y}}. \quad (25)$$

Уравнения (21) и (22) с учетом (25) принимают вид

$$2U\bar{R}_x'' + U'\bar{R}_x' + \left(\frac{U''}{2} - 2U_{KB}\right)\bar{R}_x = -\frac{\bar{I}}{2\sqrt{-\frac{2e}{m}U \bar{R}_y}}, \quad (26)$$

$$2U\bar{R}_y'' + U'\bar{R}_y' + \left(\frac{U''}{2} + 2U_{KB}\right)\bar{R}_y = -\frac{\bar{I}}{2\sqrt{-\frac{2e}{m}U \bar{R}_x}}. \quad (27)$$

В последних уравнениях \bar{I} обозначает

$$\bar{I} = \frac{I}{I_{\max}}.$$

Отметим, в этом выражении и в (23), как и в других случаях, индекс «max» обозначает максимальное значение величины.

Для решения внутренней задачи при проектировании сильноточного ионного источника зададим следующие граничные условия

$$U(q_{z0})|_{q_{z0}=0} = 0, \quad \left. \frac{dU}{dq_{z0}} \right|_{q_{z0}=0} = 0 \quad (28)$$

$$U(q_{z0})|_{q_{z0}=1} = 1, \quad \left. \frac{dU}{dq_{z0}} \right|_{q_{z0}=1} = \left. \frac{d^2U}{dq_{z0}^2} \right|_{q_{z0}=1} = 0 \quad (29)$$

Уравнения (28) соответствуют условию ограничения тока источника в области эмиссии (катода) пространственным зарядом, а уравнения (29) – условию движения пучка на эквипотенциальном выходе источника заряженных частиц.

Распределение осевого потенциала источника наиболее удобно задать в виде

$$U(q_{z0}) = q_{z0}^{4/3} \sum_{n=0}^{\infty} a_n q_{z0}^n \quad (30)$$

где a_n – постоянные коэффициенты.

Кроме осевого потенциала для решения уравнений (26) и (27) необходимо знать также значение U_{KB} – квадрупольной составляющей распределения поля, которая может быть задана в виде

$$U_{KB}(q_{z0}) = \frac{k}{4} U''(q_{z0}) \quad (31)$$

где

$$k = \frac{R_{x0} - R_{y0}}{\sqrt{R_{x0}^2 + R_{y0}^2}} \quad (32)$$

Если в (32) предположить, что $R_{x0} \gg R_{y0}$, имеем $k \approx 1$. В этом случае, с учетом (31) несложно видеть, что поле практически становится двумерным.

Для численного исследования параметров, относящихся к внутренней задаче проектирования источника заряженных частиц, уравнения (26) и (27) должны быть проинтегрированы при начальных условиях

$$\bar{R}_x(q_{z0})|_{q_{z0}=0} = \bar{R}_{x0}, \quad \bar{R}_y(q_{z0})|_{q_{z0}=0} = \bar{R}_{y0} \quad (33)$$

$$\left. \frac{d\bar{R}_x}{dq_{z0}} \right|_{q_{z0}=0} = \bar{R}'_{x0}, \quad \left. \frac{d\bar{R}_y}{dq_{z0}} \right|_{q_{z0}=0} = \bar{R}'_{y0} \quad (34)$$

В результате интегрирования (26) и (27) при начальных условиях (33) и (34) определяется форма формируемого пучка заряженных частиц.

Решение внешней задачи также проводится в системе координат q_x, q_y и q_z . Переход к декартовой системе координат осуществляется с учетом уравнений (5) и (11) – (13).

Отметим, предложенная в настоящей работе методика позволяет провести численные расчеты по проектированию сильнооточного источника заряженных частиц с двумя плоскостями симметрии и определить оптимальные решения для достижения необходимых параметров фокусировки.

Литература

1. Сыровой В.А. Введение в теорию интенсивных пучков заряженных частиц. – М.: Энергоатомиздат, 2004.
2. Молоковский С.И., Сушкова А.Д. Интенсивные электронные и ионные пучки. М.: Энергоатомиздат, 1991. – 304 с.
3. Ibrayev A.T. Theory of Cathode Lens with Multipole Components of Electrostatic Field and the Space Charge. – Microscopy and Microanalysis, 2015, V. 21, N6, P. 270-275.

УДК 537.534.7:621.319.7

ВЛИЯНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА НА КОНТУР ВОЗБУЖДЕНИЯ В ЛИНЕЙНОЙ ИОННОЙ ЛОВУШКЕ

Н.В. КОНЕНКОВ, К.Е. СЕРЕГИН

*Рязанский государственный университет имени С.А. Есенина
г. Рязань, Российская Федерация*

Қосымша кернеу арқылы квадрупольдік әсерлі сызықтық тордағы қоздыру контурасының формасына иондардың кеңістік зарядының әсері зерттеледі. Есептің қарапайым жағдайды қарастырылады, мұнда өзара сәйкес өрістің эффектiсi ескерiлмейдi, иондар жоғары жиiлiктегi және кеңiстiк зарядының электр өрiсiнде қозғалуы деп есептеледi.

The influence of the space charge of the ions on the shape of the excitation circuit in the linear trap quadrupole excitation by an additional HF voltage applications. The problem is solved simply, when you do not take into account the effect of the self-consistent field, it is believed that the ions move in the high-frequency electric field and a constant field of the space charge.

Кiлттiк сөздер: *сызықтық иондық тор, квадрупольдiк және дипольдiк қоздыру, кеңiстiк заряд, қоздыру контурасы, зарядтың сызықтық тығыздығы, иондар температурасы.*

Key words: *linear ion trap, quadrupole and dipolar excitation, space charge, excitation contour, linear charge density, ion temperatur.*

Введение

Линейные ловушки пришли на смену трехмерных ловушек Пауля из-за ограничения последних по ионной емкости, которая вызвана малым рабочим объемом. При большой концентрации ионов пространственный заряд приводит к сдвигу массовых пиков по шкале масс, к снижению разрешающей способности и потере чувствительности [1-5]. Работа линейных ловушек основана на масс-селективном резонансном выводе ионов из объема ловушки. Вывод ионов из ловушки осуществляется путем дипольного или квадрупольного резонансного возбуждения колебаний ионов [6].

Ионы из ловушки выводятся либо радиально через щель электрода ловушки [2] либо аксиально через выходное краевое поле [3]. Экспериментальное изучение сдвига массового пика по шкале масс линейной ловушки с дипольным возбуждением и аксиальным выводом ионов представлено в работе [5]. При параметрах линейной ловушки

длине электродов $L = 20 \text{ см}$ $L = 20 \text{ см}$, радиусе поля $r_0 = 4,17 \text{ мм}$ $r_0 = 4.17 \text{ мм}$ и частоте $f = 1 \text{ МГц}$ сдвиг масс составлял $\approx 1 \text{ Th}$ $\approx 1 \text{ Th}$ при погонной плотности ионов $\approx 50 \text{ 000}$

ионов $/r_0$ и $\approx 100 \text{ 000}$ ионов $/r_0$ и скоростях сканирования 50 Th/с и 1000 Th/с , соответственно. Применительно к условиям эксперимента [5] эффект сдвига масс при дипольном возбуждении моделировался численно [7]. Оценка сдвига масс осуществлялась косвенно по сдвигу частоты колебаний ионов, вызванного наличием объемного заряда ионов. Получено удовлетворительное согласие с экспериментальными

данными. В данной работе используется аналогичный подход: записывается уравнение движения ионов в квадрупольном ВЧ поле и статическом поле пространственного заряда. При описании движения ионов использовались следующие допущения: распределение концентрации ионов по сечению пучка радиально симметрично [8] и подчиняется распределению Больцмана ионов по энергиям (ионы находятся в потенциальной яме, определяемом эффективным потенциалом). Учитывается, что глубина D потенциальной

ямы линейно зависит от параметра q вплоть до граничного значения $q_0 = 0.9080$ как $D = qV/4$, где V – амплитуда ВЧ напряжения [9]. Эти допущения позволяют использовать теорему Гаусса для нахождения напряженности электрического поля пространственного заряда и в явной форме представить уравнения движения. Точное решение нахождения самосогласованного поля заряда на электродах и пространственного заряда представляет сложную задачу [14,15].

Задачей данной работы состояло численное моделирование контура возбуждения линейной ловушки с квадрупольным резонансным параметрическим возбуждением колебаний ионов [10] с учетом пространственного заряда. Контур возбуждения является интегральной характеристикой процесса резонансного возбуждения колебаний ионов и частично отражает форму массового пика, поскольку на формирование выходного пика сильно влияют либо краевые поля (аксиальный вывод) либо выходная щель в электроде ловушки (радиальный вывод).

Уравнения движения ионов в линейной ловушке

Используя уравнения движения ионов в квадрупольном поле с дополнительным квадрупольным ВЧ напряжением [11] и уравнения движения ионов в поле статического пространственного заряда [7], получим следующие рабочие уравнения движения:

$$\frac{d^2 x}{d\xi^2} = [-2q \cos(2(\xi - \xi_0)) - 2q_{ex} \cos(2\nu\xi - 2\alpha)]x + C \frac{1 - \exp(-b(x^2 + y^2))}{x^2 + y^2}, \quad (1)$$

$$\frac{d^2 y}{d\xi^2} = +[2q \cos(2(\xi - \xi_0)) - 2q_{ex} \cos(2\nu\xi - 2\alpha)]y + C \frac{1 - \exp(-b(x^2 + y^2))}{x^2 + y^2}, \quad (2)$$

$$C = \frac{Neq}{2\pi\epsilon_0 r_0 V (1 - \exp(-b))}; \quad q = \frac{4eV}{m\Omega^2 r_0^2}, \quad b = \frac{eD}{k_B T}. \quad (3)$$

Здесь x и y – безразмерные (нормированные на r_0) поперечные координаты

ловушки, $\xi = \frac{\Omega t}{2}$, $\xi_0 = \frac{\Omega t_0}{2}$ – безразмерное время, Ω – угловая частота ВЧ напряжения

$V \cos \Omega t$, q – параметр уравнения Матье, m и e – масса и заряд иона, r_0 – радиус

вписанной окружности между вершинами электродов, ξ_0 – фаза влета иона в ВЧ поле,

q_{ex} – безразмерная амплитуда дополнительного ВЧ напряжения, α – фаза колебаний

модулирующего сигнала, $\nu = \omega/\Omega$, $\nu = \frac{\omega}{\Omega}$ – относительная резонансная частота, k_B –

постоянная Больцмана, ϵ_0 – диэлектрическая постоянная вакуума, N – число ионов на длине r_0 ловушки.

В уравнениях (1) и (2) отражено, что ионы движутся в ВЧ поле при наличии статического пространственного заряда. При моделировании полагалось, что начальные координаты и скорости ионов имеют гауссово распределение (ионы предварительно охлаждаются в

газовой ВЧ ячейке) и случайное равномерное распределение по начальным фазам ξ_0 .

влета ионов в ВЧ поле на периоде $(0, \pi \pi)$ [3]. Путем численного интегрирования уравнений (1) и (2) на заданном интервале $(0, n\pi)$, определялась доля $S(q)$ ионов, достигших поверхности электродов ловушки. При амплитудной развертке (изменяется амплитуда ВЧ напряжения) кривая $S(q)$ есть контур возбуждения [7], соответствующий форме пика ионов одной массы. Решение системы уравнений (1) и (2) осуществлялось в кодах программного продукта “Mathematica 10” [12].

Дисперсия по поперечным скоростям находилась как $\sigma_v = 4 \cdot 10^{-4} T^{\frac{1}{2}} \pi r_0 f$
 $\sigma_v = 4 \cdot 10^{-4} T^{\frac{1}{2}} \pi r_0 f$ для ионов массы $M = 609 \text{ Th } M = 609 \text{ Th}$, где T – температура ионов [13]. Условия моделирования соответствовали параметрам ловушки: $L = 20 \text{ см } L = 20 \text{ см}$, $r_0 = 4.17 r_0 = 4.17 \text{ мм}$ и $f = 1 \text{ MHz. } f = 1 \text{ MHz}$. Для рассматриваемого случая глубина потенциальной ямы для ионов массы $M = 609 \text{ Th } M = 609 \text{ Th}$ составляет $D \cong 202 \text{ eB}$
 $D \cong 202 \text{ eB}$. Для рабочей точки $q = 0.8628835$ ($V \cong 935.5 \text{ В}$) безразмерная резонансная частота $\nu = \omega/\Omega \nu = \frac{\omega}{\Omega} = 4/5$ и определяется характеристическим показателем $\beta \beta$, однозначно определяемым параметром q [6].

Контур возбуждения $T(q)$

На рис. 1 приведены контуры возбуждения $S(q)$ $S(q)$ для указанных значений

концентрации N ионов на единицу длины $r_0 r_0$ ловушки для двух значений температуры ионов (а) – $T = 500 \text{ К } T = 500 \text{ К}$ и (б) – $T = 1500 \text{ К } T = 1500 \text{ К}$ и указанных условиях. С увеличением линейной плотности ионов N/r_0 максимум пика смещается в сторону больших значений q (в сторону больших масс), при этом разрешающая способность падает с $R_{0.1} = 1130$ до $R_{0.1} = 626$ (рис. 1а). Сдвиг положений максимума пика при линейной плотности $N/r_0 = 30 \text{ 000}$ ионов/ r_0 составляет $\Delta q = 0.0007$ и соответствует смещению по шкале массовых чисел $\Delta M \cong 0.49 \text{ Th}$. Такое смещение соответствует экспериментальным данным [5]. На рис. 1 (б) видно, что при более высокой температуре влияние концентрации ионов на форму пика уменьшается несмотря на то, что глубина потенциальной ямы относительно велика ($D \cong 202 \text{ eB}$). В отличие от эксперимента [5] смещение пика целиком по шкале в нашем случае не наблюдается. Возможно, такое смещение

$$D = \frac{V(1 - \beta^2)}{2q}$$

обусловлено тем, что глубина D потенциальной ямы предполагалась равной

$$D = \frac{V(1 - \beta^2)}{2q} \quad [7], \text{ в то время как следует считать } D = qV/4 \quad [9].$$

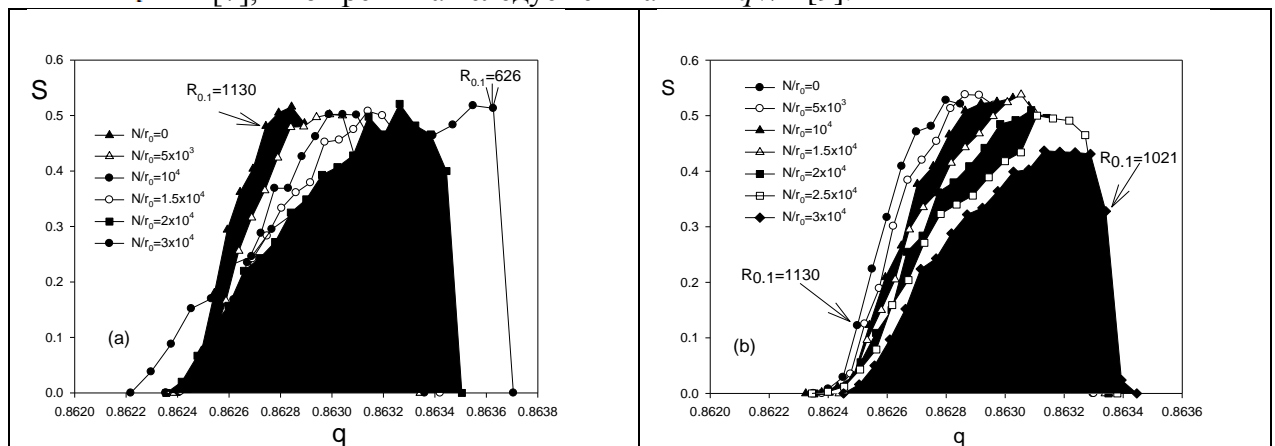


Рис. 1. Влияние линейной плотности $\frac{N}{r_0}$ на форму пика: (а) – температура $T=500$ К, (б) – температура $T=1500$ К. Рабочая точка $q=0.8628835$ и резонансная частота $\nu = \frac{\omega}{\Omega} \nu = \frac{\omega}{\Omega} = 4/5 \nu = \frac{\omega}{\Omega}$.

Дисперсия по начальным поперечным положениям $\sigma_x = \sigma_y = 0.01 r_0$ $\sigma_x = \sigma_y = 0.01 r_0$, $M=609$ Th.

Скорость сканирования $V_s = 1000 \frac{Th}{s}$ $V_s = 1000 \frac{Th}{s}$ ($n=1000$ периодов ВЧ поля).

На рис.2 представлены контуры возбуждения для двух значений скорости сканирования $V_s = 1000 \frac{Th}{s}$ и $V_s = 100 \frac{Th}{s}$ при указанных значениях линейной плотности ионов $1000/r_0$ и $100\,000/r_0$. При уменьшении скорости сканирования с 1000 Th/s до 100 Th/s при малой плотности заряда ($10^3/r_0$) разрешающая способность возрастает на порядок с $R_{0,1}=1130$ до $R_{0,1}=11660$. Наличие пространственного заряда с линейной плотностью $N/r_0 = 10^5$ приводит к смещению вершины пика на $\Delta M = 0.88$ и $\Delta M = 0.56$, однако сам контур не смещается по оси q , что не соответствует экспериментальным данным [5]. При указанных условиях моделирования наблюдается меньший сдвиг пика по оси q при малой скорости сканирования 100 Th/s (рис. 2).

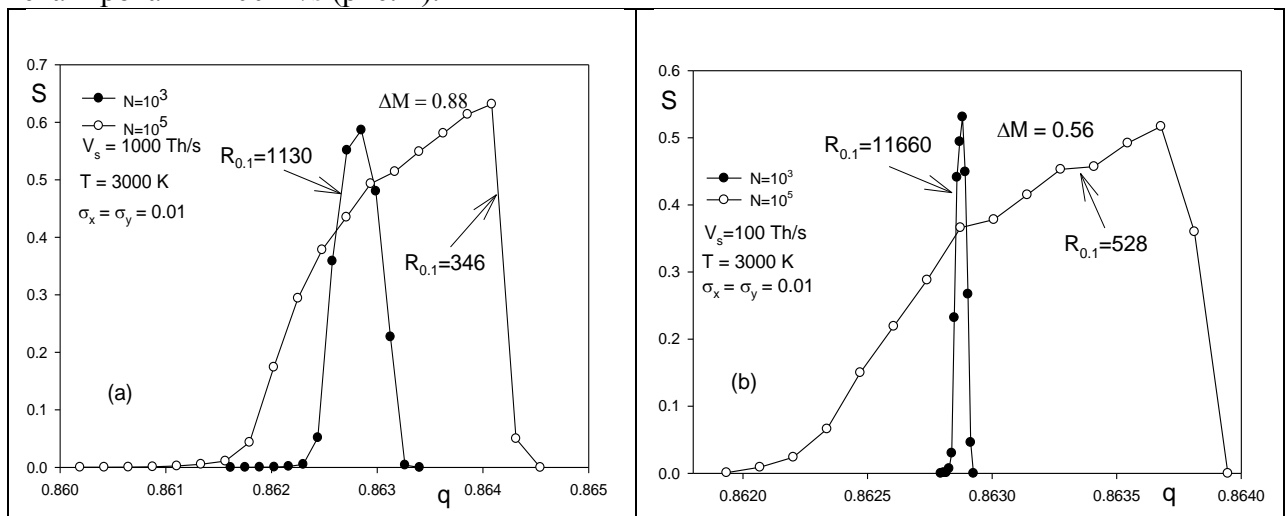


Рис. 2. Контурсы возбуждения при двух значениях скорости сканирования: (а) – $V_s = 1000$ Th/s,

(б) – $V_s = 100$ Th/s, $q=0.8628835$, $\nu = \frac{\omega}{\Omega}$, $T = 3000$ К, $\sigma_x = \sigma_y = 0.01 r_0$ $\sigma_x = \sigma_y = 0.01 r_0$, $M=609$ Th.

Заключение

Основным расхождением с результатами эксперимента [5] является отсутствие сдвига контура возбуждения в целом по оси q . Однако смещение максимума контура приближенно совпадает с экспериментальными данными. Это можно объяснить тем, что при аксиальном выводе ионов форма массового пика формируется выходными краевыми полями, а так же тем, что в эксперименте используется дипольное возбуждение колебаний ионов. Механизм резонансного возбуждения колебаний ионов существенно различен для обсуждаемых способов: при дипольном возбуждении смещение иона не зависит от

напряженности дипольного потенциала, а при квадрупольном возбуждении – смещение иона прямо пропорционально напряженности квадрупольного потенциала. Для выяснения деталей смещения пика предполагается в будущем исследование контура возбуждения при воздействии на ионы дипольного возбуждения.

Литература

1. D.J. Douglas, A.J. Frank, D.M. Mao. Linear ion traps in mass spectrometry. *Mass Spectrom. Rev.* 2005, 24 (1), 1-29.
2. J.C. Schwartz, M.W. Senko, J.E.P. Syka. A two-dimensional quadrupole ion trap mass spectrometer. *J. Am. Soc. Mass Spectrom.* 2002, 13(6), 659-669.
3. J.W. Hager. A new linear ion trap mass spectrometer. *Rapid Commun. Mass Spectrom.* 2002, **16**, 512-526.
4. J.H. Parks and A. Szuoke, “Simulation of collisional relaxation of trapped ion clouds in the presence of space charge fields”, *J. Chem. Phys.*, 1995, **103**, 1422 -1439.
5. H. Qiao, C. Gao, D. Mao, N. Kononkov, D.J. Douglas. Spacecharge effects with mass selective axial ejection from a linear quadrupole ion trap. *Rapid Commun. Mass Spectrom.* 2011, **25**, 3509- 3520.
6. R.E. March and J.F.J. Todd, *Quadrupole Ion Trap Mass Spectrometry*. J. Wiley & Sons, Inc., Hoboken (2005)
7. Trajectory calculations of space-charge-induced mass shifts in a linear quadrupole ion trap. D.J. Douglas, N.V. Kononkov. *Rapid Commun. Mass Spectrom.* 2012, 26, 2105.2.
8. Ion Cloud Model for a Linear Quadrupole Ion Trap. D. J. Douglas and N. V. Kononkov. *Euro. J. Mass Spectrom.*, 18, 2012, 419-429.
9. D. J. Douglas, A.S. Berdnikov, N. V. Kononkov. The effective potential for ion motion in a radio frequency quadrupole field revisited. *Int. J. Mass Spectrom.* 2015, V.377, p. 345-354.
10. Alfred R.L., Londry F.A., March R.E. Part IV. Theory of Quadrupolar Excitation. // *Int. J. Mass Spectrom. Ion Proc.* 1993.124. 171–185.
11. D.J. Douglas and N.V. Kononkov, “Mass selectivity of dipolar resonant excitation in a linear quadrupole ion trap”, *Rapid Commun. Mass Spectrom.* 2014, 28, 430 -438
12. S. Wolfram. *The Mathematica Book*, (5th edn). Wolfram Media, 2003.
<https://www.wolfram.com/mathematica/new-in-10>.
13. Kononkov N.V.; Londry F.; Ding C.-F.; Douglas D. J. Linear Quadrupoles with Added Hexapole Fields. // *J. Am. Soc. Mass Spectrom.* 2006. **17**. 1063–1073.
14. Grinfeld D. E., Kopaev I. A., Makarov A. A., Monastyrskiy M. A. Equilibrium ion distribution modeling in RF ion traps and guides with regard to Coulomb effects // *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section A*. – 2011. – Т. 645, № 1. – С. 141-145.
15. Копяев И.А. Диссертация « Моделирование ионных ансамблей в задачах современной масс-спектрометрии с учетом кулоновского взаимодействия». М. 2015. Федеральное государственное бюджетное учреждение науки институт общей физики им. А.М. Прохорова российской академии наук. – С. 1-113.

О СОЗДАНИИ ПОВОРОТНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ, ПОЗВОЛЯЮЩЕГО СОХРАНЯТЬ ГОМОЦЕНТРИЧНОСТЬ ПУЧКА

А.А. Матышев, Д.А. Аксим

*Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого
г. Санкт-Петербург, Российская Федерация*

Екі ток катушкасымен жасалатын магнит өрістің аналитикалық және сандық есептелуі келтірілген. Көп жағдайда электрондық микроскоптарда абберациядан құтылу үшін электрондық шоқ ауытқығанда магнит өрісі гомоцентрлікті сақтау қасиетіне ие болатыны көрсетілген.

Analytical and computational calculation of magnetic field produced by two current coils are carried out. It is shown that such magnetic field can possess a property of preserving homocentricity of a deflected electron beam what is necessary in many cases for aberration elimination in electron microscopes.

Кілттік сөздер: *электрондық микроскоп, абберациядан құтылу, гомоцентрлік ауытқу, магнит өрісі, асаөткізгіш катушка.*

Key words: *electron microscope, aberration correction, homocentric deflection, magnetic field, superconducting coils.*

Несмотря на то, что разрешение электронных микроскопов просвечивающего типа (ПРЭМ) к настоящему времени достигло ангстремного рубежа, оно все еще значительно превосходит физический предел, связанный с де-бройлевской длиной волны электрона. Причиной, не позволяющей достичь физического предела ПРЭМа, является неустранимость сферической и хроматической аббераций осесимметричных линз. Прогресс в деле улучшения разрешения ПРЭМа может быть достигнут на пути поиска новых электронно-оптических схем, обеспечивающих устранение аббераций, влияющих на разрешение.

В [1,2] описывается способ коррекции сферических и хроматических аббераций электронной линзы путем использования зеркально-линзовой системы с согласованными параметрами, дающей после отражения от зеркала очищенное от аббераций изображение на оптической оси. Однако, если линза и зеркало будут иметь общую оптическую ось, наблюдение этого изображения будет невозможным. Таким образом, возникает проблема, заключающаяся в необходимости разведения оптических осей линзы и зеркала, то есть в разработке системы, обеспечивающей безабберационное отклонение электронного пучка на некоторый угол. На рис. 1 схематически изображена конструкция, обеспечивающая разведение оптических осей линзы и зеркала.

Для создания необходимого распределения магнитного поля в [2] предложено использовать магнит с полюсными наконечниками, имеющими форму вогнутых сферических поверхностей, поскольку этого требует условие сохранения гомоцентричности пучка, испытывающего отклонение (то есть обращение в ноль абберации типа осевой астигматизм).

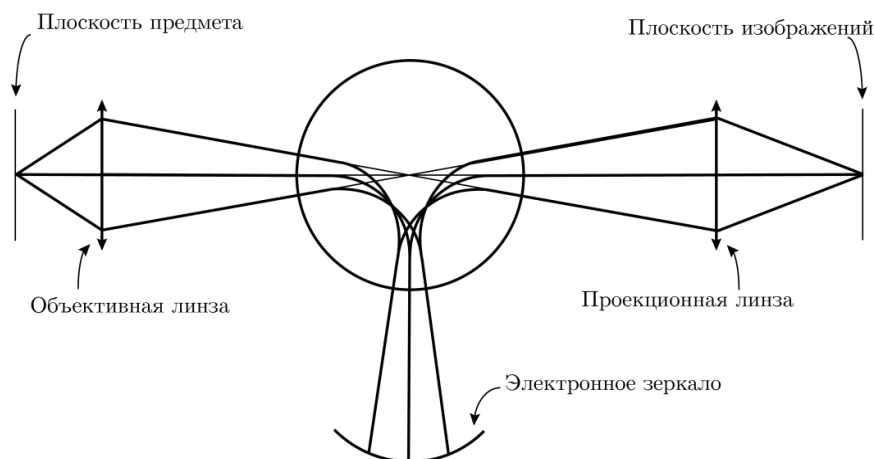


Рис. 1. Система для разведения оптических осей линзы и зеркала на 90°

В настоящей работе рассматривается иной вариант создания поворотного магнитного поля, обеспечивающего отклонение электронного пучка без внесения в него осевого астигматизма – система из двух сверхпроводящих катушек, которая создает магнитное поле с распределением, имеющим минимум магнитной индукции в центре.

Дополнительными преимуществами подобной системы являются высокая стабильность поля, создаваемого сверхпроводящими обмотками, а также способность воздействия и на электронные потоки в сверхвысоковольтных электронных микроскопах (СВЭМ), в которых используются пучки с энергиями до нескольких МэВ [3].

Далее рассмотрена система из двух катушек с током, выведены аналитические выражения для индукции создаваемого катушками магнитного поля и произведены численные расчеты.

Решение задачи начнем с отыскания индукции магнитного поля, создаваемого одним кольцом радиуса R (рис. 2). Так как задача обладает аксиальной симметрией, будет удобно перейти в цилиндрические координаты (это также позволит получить ответ в наиболее удобном для численных вычислений виде).

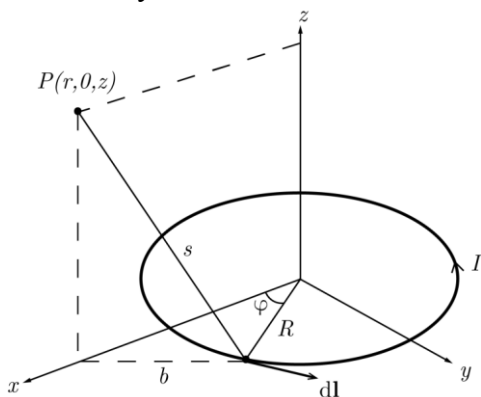


Рис. 2. Виток с током

Индукцию будем искать через векторный потенциал. Так как причин предпочитать какое-то одно направление другим нет, выберем точку $P(r, 0, z)$ с нулевой φ -координатой, т.е. лежащую в плоскости xOz .

$$\mathbf{A} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \oint \frac{d\mathbf{l}}{s}, \quad \mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A},$$

$$b^2 = r^2 + R^2 - 2rR \cos \varphi, \quad s^2 = b^2 + z^2,$$

$$s^2 = z^2 + r^2 + R^2 - 2rR \cos \varphi, \quad d\mathbf{l} = R d\varphi \cdot \mathbf{e}_\varphi, \quad \mathbf{e}_\varphi = -\mathbf{i} \sin \varphi + \mathbf{j} \cos \varphi$$

$$\mathbf{A} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \oint \frac{d\mathbf{l}}{s} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int_0^{2\pi} \frac{R d\varphi \cdot \mathbf{e}_\varphi}{\sqrt{z^2 + r^2 + R^2 - 2rR \cos \varphi}} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int_0^{2\pi} \frac{R(-\mathbf{i} \sin \varphi + \mathbf{j} \cos \varphi) d\varphi}{\sqrt{z^2 + r^2 + R^2 - 2rR \cos \varphi}} = \mathbf{i} A_i + \mathbf{j} A_j$$

Сначала найдем A_i . Здесь можно избежать непосредственного интегрирования, если заметить, что подынтегральное выражение – антисимметричная периодическая функция с периодом 2π . Интеграл от такой функции по периоду обратится в нуль.

$$A_i = -\frac{\mu_0 I}{4\pi} \int_0^{2\pi} \frac{R \sin \varphi d\varphi}{\sqrt{z^2 + r^2 + R^2 - 2rR \cos \varphi}} = 0$$

Для вычисления A_j введем угол θ :

$$\varphi = \pi - 2\theta, \quad d\varphi = -2d\theta, \quad \cos \varphi = -\cos 2\theta = 2\sin^2 \theta - 1,$$

$$A_j = -\frac{\mu_0 I}{4\pi} \int_0^{2\pi} \frac{R \cos \varphi d\varphi}{\sqrt{z^2 + r^2 + R^2 - 2rR \cos \varphi}} = \frac{\mu_0 R I}{2\pi} \int_0^{\pi/2} \frac{(2\sin^2 \theta - 1) d\theta}{\sqrt{z^2 + (r+R)^2 - 4rR \sin^2 \theta}}$$

Введем обозначения:

$$k^2 = \frac{4rR}{z^2 + (R+r)^2}, \quad A_j = \frac{\mu_0 k I}{2\pi} \sqrt{\frac{R}{r}} \int_0^{\pi/2} \frac{(2\sin^2 \theta - 1) d\theta}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 \theta}}$$

Теперь

$$\lambda = \frac{\mu_0 k I}{2\pi} \sqrt{\frac{R}{r}}$$

$$A_j = \frac{2\lambda}{k^2} \int_0^{\pi/2} \left(\frac{1}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 \theta}} - \frac{1 - k^2 \sin^2 \theta}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 \theta}} \right) d\theta - \lambda \int_0^{\pi/2} \frac{d\theta}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 \theta}}$$

Интегральные слагаемые, входящие в полученное выражение – это не что иное, как эллиптические интегралы 1-го и 2-го рода, обычно обозначаемые $K(k)$ и $E(k)$:

$$K(k) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\theta}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 \theta}} \quad (1)$$

$$E(k) = \int_0^{\pi/2} \sqrt{1 - k^2 \sin^2 \theta} d\theta \quad (2)$$

$$A_j = \frac{\mu_0 I}{k\pi} \sqrt{\frac{R}{r}} K(k) - \frac{\mu_0 I}{k\pi} \sqrt{\frac{R}{r}} E(k) - \frac{\mu_0 I k}{2\pi} \sqrt{\frac{R}{r}} K(k)$$

Таким образом, найден векторный потенциал в плоскости $\varphi = 0$, которая была выбрана произвольно. В силу симметрии полученное выражение будет справедливо для любых φ . Значит, имеем окончательное выражение для векторного потенциала:

$$\mathbf{A} = \frac{\mu_0 I}{\pi} \sqrt{\frac{R}{r}} \left(\frac{1}{k} (K(k) - E(k)) - \frac{k}{2} K(k) \right) \mathbf{e}_\varphi,$$

$$\mathbf{B} = \nabla \chi \mathbf{A} = \frac{1}{r} \begin{vmatrix} \mathbf{e}_r & r\mathbf{e}_r & \mathbf{e}_z \\ \frac{\partial}{\partial r} & \frac{\partial}{\partial \varphi} & \frac{\partial}{\partial z} \\ A_r & rA_\varphi & A_z \end{vmatrix} = \frac{1}{r} \frac{\partial(rA_\varphi)}{\partial r} \mathbf{e}_z - \frac{1}{r} \frac{\partial(rA_\varphi)}{\partial z} \mathbf{e}_r = B_z \mathbf{e}_z + B_r \mathbf{e}_r$$

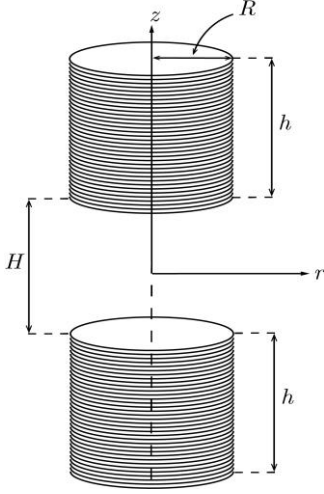


Рис. 3. Отклоняющая система из двух сверхпроводящих катушек.

$$\frac{\partial(rA)}{\partial r} \quad \frac{\partial(rA)}{\partial z}$$

Вычисляя производные $\frac{\partial}{\partial r}$ и $\frac{\partial}{\partial z}$ (это тривиальная работа, но довольно объемная; выкладки не приводятся), получаем окончательный результат:

$$B_z = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \cdot A) = \frac{\mu_0 I}{2\pi \sqrt{z^2 + (r+R)^2}} \left(\frac{R^2 - z^2 - r^2}{z^2 + (r-R)^2} E(k) + K(k) \right)$$

$$B_r = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial z} (r \cdot A) = \frac{\mu_0 I z}{2\pi r \sqrt{z^2 + (r+R)^2}} \left(\frac{R^2 + z^2 + r^2}{z^2 + (r-R)^2} E(k) - K(k) \right)$$

Теперь получим выражения для индукции магнитного поля системы из двух катушек радиусом R и высотой h и с зазором высоты H между ними (рис. 3). Для этого необходимо проинтегрировать выражения для одного кольца (3) и (4) по z . Введем безразмерные переменные. Для геометрических параметров сделаем это следующим образом: отнесем их к радиусу катушек.

$$\tilde{r} = \frac{r}{R}, \quad \tilde{z} = \frac{z}{R}, \quad \tilde{h} = \frac{h}{R}, \quad \tilde{H} = \frac{H}{R}$$

Теперь для индукции поля, создаваемого одной катушкой радиуса R , имеющей начальную и конечную \tilde{z} -координаты \tilde{z}_1 и \tilde{z}_2 соответственно, запишем:

$$B_z = \int_{\tilde{z}_1}^{\tilde{z}_2} \frac{\mu_0 I}{2\pi R \sqrt{(\tilde{z} - \tilde{z}_0)^2 + (\tilde{r} + 1)^2}} \left(\frac{1 - (\tilde{z} - \tilde{z}_0)^2 - \tilde{r}^2}{(\tilde{z} - \tilde{z}_0)^2 + (\tilde{r} - 1)^2} E(k) + K(k) \right) d\tilde{z}_0, \quad (3)$$

$$B_r = \int_{\tilde{z}_1}^{\tilde{z}_2} \frac{\mu_0 I \tilde{z}}{2\pi R \tilde{r} \sqrt{(\tilde{z} - \tilde{z}_0)^2 + (\tilde{r} + 1)^2}} \left(\frac{1 + (\tilde{z} - \tilde{z}_0)^2 + \tilde{r}^2}{(\tilde{z} - \tilde{z}_0)^2 + (\tilde{r} - 1)^2} E(k) - K(k) \right) d\tilde{z}_0 \quad (4)$$

Введем безразмерные величины \tilde{B}_z и \tilde{B}_r , определив их следующим образом:

$$\tilde{B}_z = \frac{B_z}{B_0}, \quad \tilde{B}_r = \frac{B_r}{B_0},$$

где $B_0 = \frac{\mu_0 I}{2\pi R}$.

И, окончательно, подставляя пределы интегрирования и складывая поля от обеих катушек, имеем:

$$\begin{aligned} \tilde{B}_z = & \int_{\tilde{H}/2}^{\tilde{H}/2+h} \frac{1}{\sqrt{(\tilde{z}-\tilde{z}_0)^2+(\tilde{r}+1)^2}} \left(\frac{1-(\tilde{z}-\tilde{z}_0)^2-\tilde{r}^2}{(\tilde{z}-\tilde{z}_0)^2+(\tilde{r}-1)^2} E(k) + K(k) \right) d\tilde{z}_0 + \\ & + \int_{-\tilde{H}/2-h}^{-\tilde{H}/2} \frac{1}{\sqrt{(\tilde{z}-\tilde{z}_0)^2+(\tilde{r}+1)^2}} \left(\frac{1-(\tilde{z}-\tilde{z}_0)^2-\tilde{r}^2}{(\tilde{z}-\tilde{z}_0)^2+(\tilde{r}-1)^2} E(k) + K(k) \right) d\tilde{z}_0, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \tilde{B}_r = & \int_{\tilde{H}/2}^{\tilde{H}/2+h} \frac{\tilde{z}-\tilde{z}_0}{\tilde{r}\sqrt{(\tilde{z}-\tilde{z}_0)^2+(\tilde{r}+1)^2}} \left(\frac{1+(\tilde{z}-\tilde{z}_0)^2+\tilde{r}^2}{(\tilde{z}-\tilde{z}_0)^2+(\tilde{r}-1)^2} E(k) K(k) \right) d\tilde{z}_0 + \\ & + \int_{-\tilde{H}/2-h}^{-\tilde{H}/2} \frac{\tilde{z}-\tilde{z}_0}{\tilde{r}\sqrt{(\tilde{z}-\tilde{z}_0)^2+(\tilde{r}+1)^2}} \left(\frac{1+(\tilde{z}-\tilde{z}_0)^2+\tilde{r}^2}{(\tilde{z}-\tilde{z}_0)^2+(\tilde{r}-1)^2} E(k) - K(k) \right) d\tilde{z}_0, \end{aligned} \quad (7)$$

$$k^2 = \frac{4\tilde{r}}{\tilde{z}^2 + (\tilde{r}+1)^2}.$$

В дальнейшем везде под B_z и B_r будем иметь в виду безразмерные величины \tilde{B}_z и \tilde{B}_r . Так как аналитически вычислить значения полученных интегралов невозможно, встает вопрос о выборе методов численного интегрирования. Причем интегрировать нужно дважды: сперва эллиптические интегралы $K(k)$ и $E(k)$, затем внешний интеграл по \tilde{z}_0 . Для вычисления эллиптических интегралов (1) и (2) был выбран метод, описанный в статье [3].

Суть метода заключается в использовании таких аппроксимаций:

$$\begin{aligned} K(k) & \approx \sum_{i=0}^n a_i \eta^i + \ln\left(\frac{1}{\eta}\right) \sum_{j=0}^m b_j \eta^j \\ E(k) & \approx \sum_{i=0}^n c_i \eta^i + \ln\left(\frac{1}{\eta}\right) \sum_{j=0}^m d_j \eta^j \end{aligned}$$

где

$$\eta = 1 - k^2, \quad a_0 = \ln 4, \quad \sum_{i=0}^n a_i = \frac{\pi}{2}, \quad b_0 = \frac{1}{2}, \quad c_0 = 1, \quad \sum_{i=0}^n c_i = \frac{\pi}{2}, \quad d_0 = 0.$$

Коэффициенты a_i , b_i , c_i , d_i для m и n от 2 до 10 приводятся в таблицах. Если $m = n = 5$, максимальная относительная ошибка будет составлять 10^{-10} . Этот случай и будет использоваться в расчетах.

Теперь необходимо найти способ вычисления внешнего интеграла по \tilde{z}_0 . Хорошие результаты дает метод Гаусса-Кронрода [5]. Этот метод использует значения функции в $2n+1$ узлах и дает результат порядка точности $3n+1$. Можно было бы использовать метод Гаусса по $2n+1$ узлам и получать результат с порядком точности $4n+1$, но замечательное свойство метода Кронрода заключается в том, что $2n+1$ узлов Кронрода

включают в себя n узлов Гаусса. Таким образом, вычислив значение функции в $2n+1$ точках, мы применяем сразу два метода: K_{2n+1} порядка $3n+1$ и G_n порядка $2n-1$. Тогда мы считаем K_{2n+1} оценкой значения интеграла, а разность $|G_n - K_{2n+1}|$ – оценкой погрешности. Однако, разность $|G_n - K_{2n+1}|$ переоценивает погрешность, и обычно для оценки ошибки применяется более точная экспериментальная формула: $(200|G_n - K_{2n+1}|)^{1.5}$. Метод Гаусса-Кронрода обозначается (G_n, K_{2n+1}) .

Выберем для определенности размеры катушек $H = 0.03$, $h = 0.2$ и построим зависимость $B_z(r)$ в плоскости $z = 0$ на интервале $[-3; 3]$. Будем использовать метод (G15, K27). Для наглядности изобразим на рисунке катушки.

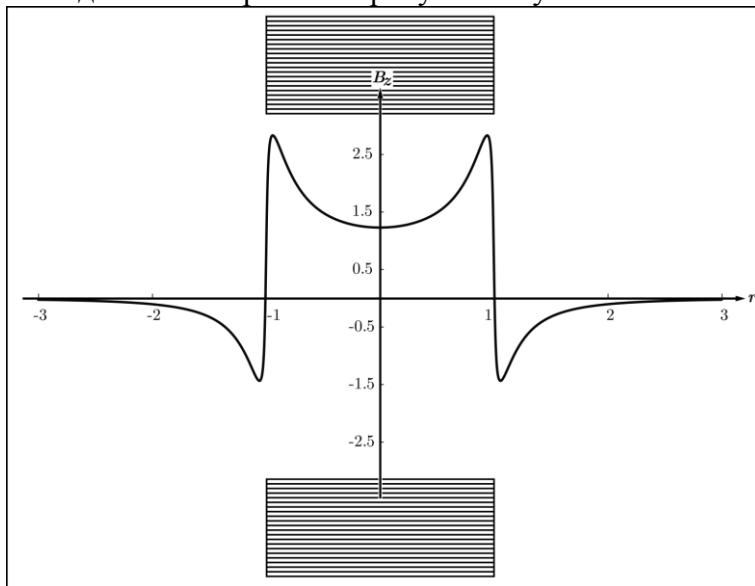


Рис. 3. Радиальное распределение z -компоненты индукции магнитного поля

Также построим оценку погрешностей. Кроме области построения (рис. 5), всюду на интервале $[-3; 3]$ δB_z меньше 10^{-10} , вблизи концов интервала – меньше 10^{-15} . Сейчас мы вычисляли поле только в плоскости $z = 0$ и получили максимальную ошибку порядка 10^{-5} . Если же вычислять траектории частиц, то может потребоваться вычисление B_z вблизи катушек в плоскостях $z \neq 0$, тогда ошибки могут быть на 2-3 порядка больше.

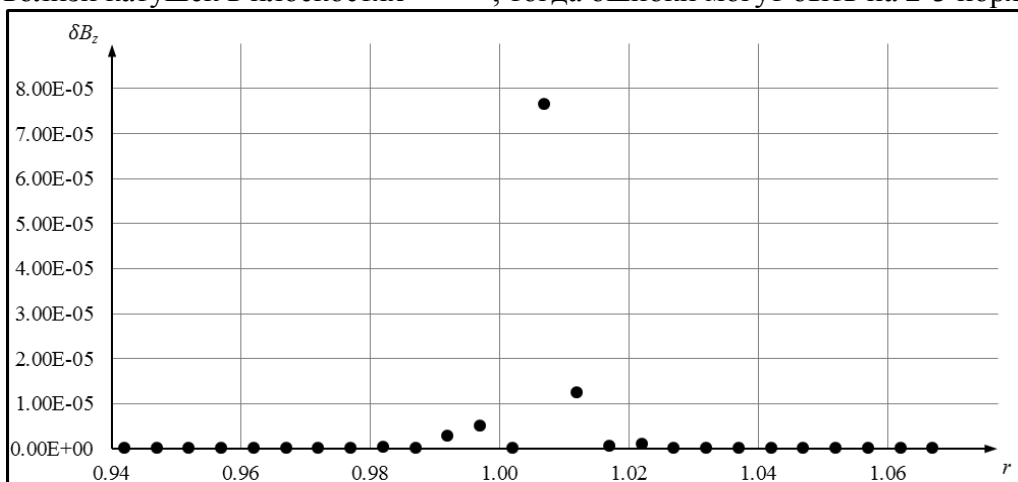


Рис. 4. Оценка погрешности методом (G15, K27)

Понятно, что такой расчет оказывается не вполне эффективным: напрасно производятся лишние вычисления вдали от катушек и получаются сверхточные результаты (которые все равно неточны, ведь их точность ограничена ошибкой определения эллиптических интегралов, которая в нашем случае составляет 10^{-10}). Целесообразным в данном случае будет построение адаптивного алгоритма, который будет выбирать n таким образом, чтобы ошибка не превышала некоторой заданной величины δ_{\max} .

Варьируя параметры H и h , можно управлять кривизной поля. Семейства кривых $B_z(r)$ приведены на рисунках (рис. 6, 7).

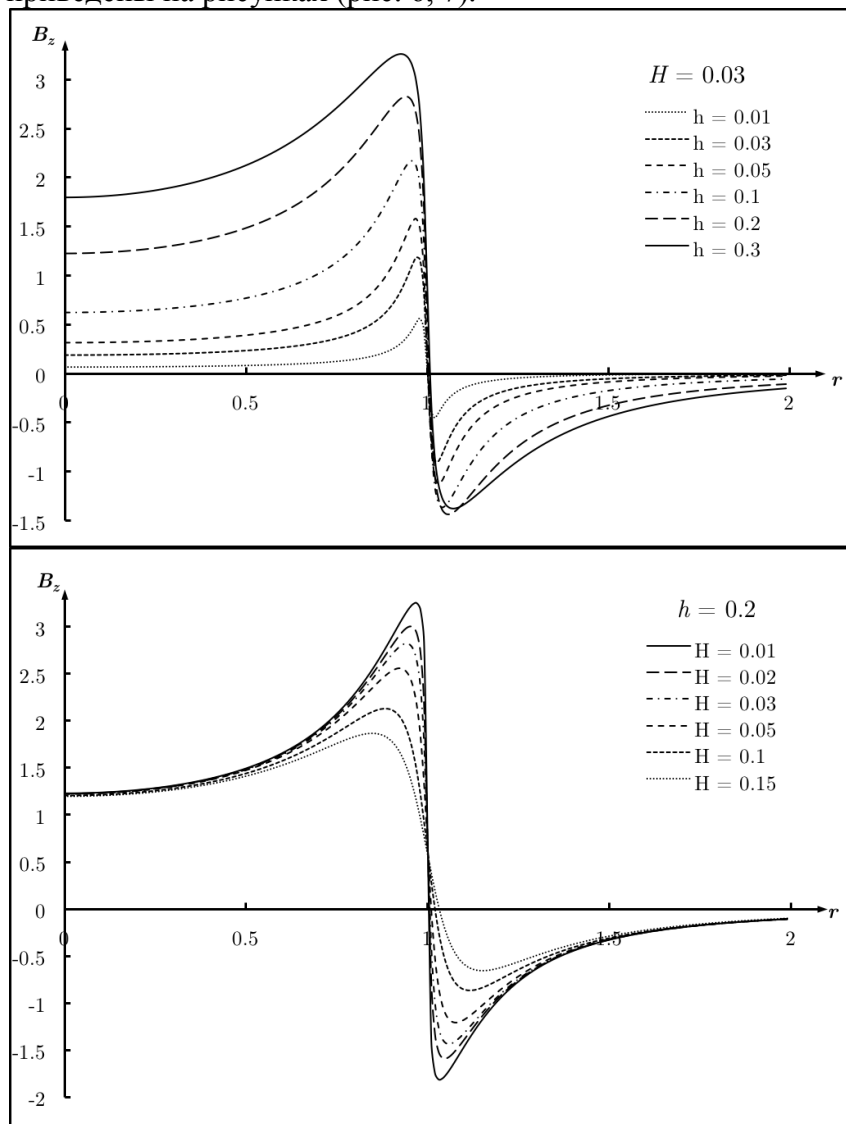


Рис. 6, 7 Семейства кривых с фиксированными h и H

Как видно, индукция магнитного поля в центре обмоток имеет провал, необходимый для сохранения гомоцентричности пучка, отклоненного подобным полем. Если же создавать отклоняющее магнитное поле с помощью традиционных ферромагнетиков с полюсными наконечниками цилиндрической формы, то распределение индукции магнитного поля будет иметь прямо противоположный характер – с максимумом в середине. Именно по последней причине в [1, 2] предложено использовать полюсные наконечники со сферическими выемками. Однако расчет подобного рода магнитных полей крайне затруднителен, что создает сложности при точном расчете абберации типа осевой стигматизм. В рассмотренном же в настоящей работе варианте возможен точный расчет траекторий в магнитной системе и определение геометрических параметров катушек, обеспечивающих гомоцентричное отклонение пучка.

Литература

1. Yakushev E.M., Theory and Computation of Electron Mirrors: The Central Particle Method. Advances in Imaging and Electron Physics. 2013, pp. 147-247.
2. Якушев Е.М., Алдияров Н.У. Электронное зеркало как корректор aberrаций объектива электронного микроскопа. Журнал технической физики. 2014, Т. 84, вып. 6. С.126-131.
3. Стоянов П.А.. Электронный микроскоп СВЭМ-1. Известия АН СССР, сер.физ. 1988, Т. 52, N 7. С. 1429-1433.
4. W.J. Cody, Jr. Chebyshev Approximations for the Complete Elliptic Integrals K and E. Math. Comp. 1965, Vol. 19, pp. 105-112.
5. D. Kahaner, C. Moler, S. Nash. Numerical Methods and Software. s.l.: Prentice Hall, 1989.

УДК 537.533.34

Двойной спектрограф по энергии и по углу на основе классических электростатических зеркал

А.О. Саулебеков, Ж.Т. Камбарова, С.Н. Асылбекова

Казахстанский филиал Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова

*Карагандинский государственный университет им. Е.А.Букетова
Назарбаев Интеллектуальная Школа физико-математического направления
г. Астана, Казахстан
г. Караганда, Казахстан*

Гиперболические и цилиндрические зеркала кезінде құрастырылған зарядталған бөлшектер үшін электростатикалық энергоанализатордың схемасы қарастырылды. Ұсынылған схеманы энергия және бұрыштың ажырату спектрометрі ретінде пайдалану мүмкіндігі дәлелденген, қосарланған спектрограф ретінде пайдалану қарастырылған. Өртүрлі энергиясы бар бөлшектер шоқтарының фокустық сызығының түзету шартын беретін өрнектеме шоғырланған.

The scheme of electrostatic energy analyzer of charged particles, based on combination of the hyperbolic and cylindrical mirrors, has been considered. The possibility of using this scheme of spectrometer for an energy- and angle resolution has been justified. The possibility of the proposed spectrometer translation to the mode of double spectrograph for energy and angle is investigated. The relationship, expressing the condition of the first order foci' line straightening for the particles beams with different energies is obtained.

Кілттік сөздер: *цилиндрилік айна, гиперболическі айна, спектрограф, спектрометр, фокустау, энергия бойынша жіктеу.*

Keywords: *cylindrical mirror, hyperbolic mirror, spectrograph, spectrometer, focusing, energy resolution.*

1. Введение

Известны эффективные энергоанализаторы, построенные путем разнообразной модернизации и комбинирования светосильных цилиндрического (ЦЗ) и сферического (СЗ) зеркал [1]. В работе [2] рассчитаны электронно-оптические характеристики энергоанализаторов, состоящих из последовательно расположенных электростатических сферического и цилиндрического зеркал, выделены схемы угловой фокусировки второго порядка.

К числу светосильных электростатических зеркал относится также гиперболическое зеркало (ГЗ), схемы фокусировки которого были рассмотрены также в работе [1].

Гиперболическое поле в планарной плоскости не является однородным и имеет ярко выраженные дисперсионные свойства. Исследование комбинированной системы, одним из элементов которой является ГЗ, заслуживает внимания и представляет практический интерес.

В данной работе предлагается расчет электронно-оптических характеристик электростатического энергоанализатора, комбинированного из последовательно расположенных гиперболического и цилиндрического зеркал. Преимуществом предлагаемого устройства является взаимное расположение электростатических зеркал в двухкаскадном энергоанализаторе, допускающее ввод пучка заряженных частиц в поле гиперболического зеркала под углом, близким к прямому углу.

В современных исследованиях большую роль играют экспрессность анализа и его информативность. Режим спектрографа позволяет проводить анализ пучков заряженных частиц одновременно в определенном энергетическом интервале, а угловой анализ позволяет получать информацию об электронном строении приповерхностной области твердого тела.

Перевод электростатического энергоанализатора заряженных частиц в режим спектрографа связан с решением задачи о спрямлении линии фокусов. Линия фокусов анализатора – геометрическое место фокусов пучков заряженных частиц различных энергий. Ее форма обычно сложна и отличается от прямолинейной. Позиционно-чувствительные детекторы имеют простую конфигурацию в виде плоской полосы, части цилиндрической поверхности или прямого кругового конуса. Следовательно, необходимо решить задачу о спрямлении линии фокусов и выявления режима оптимального сближения ее с поверхностью детектора. Только на основе этих данных можно прогнозировать эффективность перевода энергоанализатора в режим спектрографа.

В работе [3] теоретически обоснована возможность перевода электростатического энергоанализатора, состоящего из сферического и цилиндрического зеркал, в режим двойного спектрографа (по энергии и углу). При этом сохраняется угловая фокусировка второго порядка пучков заряженных частиц различных энергий вдоль спрямленной фокальной поверхности. Эта поверхность имеет вид кругообразного конуса. Рассчитана конкретная схема спектрографа с энергоугловым разрешением. Преимуществом предложенной схемы спектрографа является свойство анализировать пучки заряженных частиц, выходящих из источника под углами близким к прямому (90°).

Ранее, в работе [4], нами была предложена схема комбинированного энергоанализатора из последовательно расположенных ГЗ и ЦЗ. Теоретически обоснована схема спектрометра с энергоугловым разрешением, который обеспечивает угловую фокусировку второго порядка, высокую светосилу и угол выхода из источника 90° . Такой угол фокусировки дает возможность построения эффективной диаграммы угловых измерений.

Предложенная электронно-оптическая схема может быть ориентирована на организацию режима двойного спектрографа – по энергии и по углу.

В качестве критерия спрямления линии фокусов принято равенство нулю угла наклона касательной к линии фокусов, что приводит к условию $d\Delta/d\varepsilon = 0$, где $\varepsilon = (W - W_0)/W_0$ – разброс по кинетической энергии в пучке. Это условие следует рассматривать совместно с условием угловой фокусировки пучка заряженных частиц.

2. Расчет траекторий заряженных частиц в системе электростатических гиперболического и цилиндрического зеркал

В данном разделе работы предлагается расчет электронно-оптических характеристик, определяющих движение частиц в энергоанализаторе, комбинированном из осесимметричных светосильных гиперболического и цилиндрического зеркал. Схема электростатического зеркального энергоанализатора представлена на рис. 1.

Анализатор состоит из точечного источника (1), последовательно расположенных зеркал с гиперболическим(2) и цилиндрическим (3) распределением полей и детектора. ГЗ

формируется между двумя коническими электродами (4), находящимися под нулевым потенциалом, и электродом гиперболической формы (5), имеющим потенциал, одноименный заряду частиц.

На рис.1 показано сечение системы плоскостью r,z . Здесь для ГЗ изображена только верхняя половина, симметричная относительно оси z , а для ЦЗ только нижняя половина также симметричная относительно оси z . Осесимметричное гиперболическое поле получается вращением конических электродов и гиперболического электрода вокруг оси z , а осесимметричное цилиндрическое поле - вращением электродов (7) и (8) вокруг оси z .

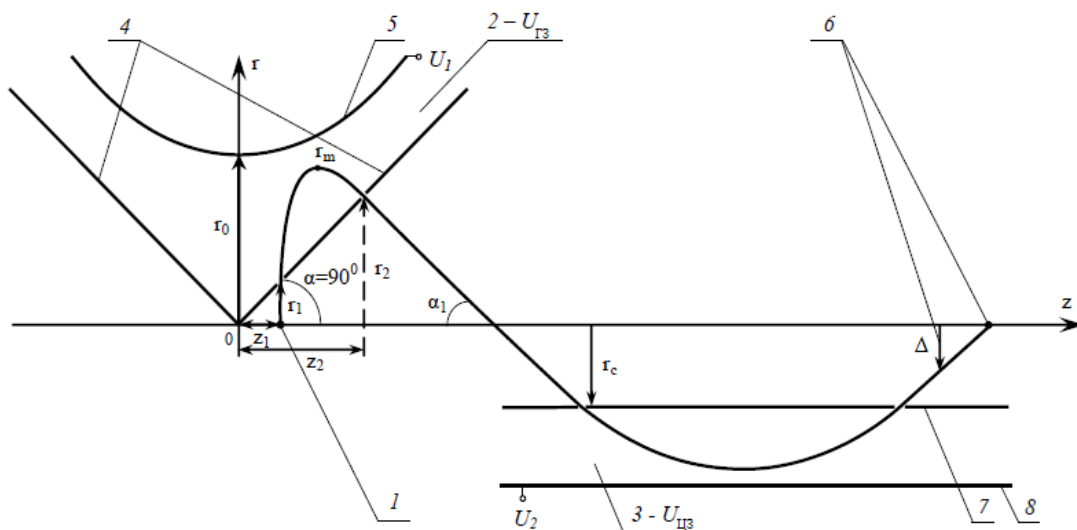


Рис. 1. Схема энергоанализатора. 1 – источник пучка заряженных частиц, 2 – ГЗ, 3 – ЦЗ, 4 – прозрачные конические электроды, 5 – гиперболический электрод, 6 – изображение источника, 7 и 8 – набор цилиндрических электродов

Пучок заряженных частиц выходит из точечного источника, расположенного на оси симметрии z комбинированной системы, и поступает в область поля ГЗ через прозрачные участки конического электрода. Пучок отражаясь от гиперболического электрода, проходит вновь через конический электрод и далее поступает в ЦЗ. На выходе из ЦЗ формируется кольцевое или точечное изображение (6) на оси симметрии z .

Рассмотрим движение заряженной частицы в электростатическом осесимметричном гиперболическом поле, потенциал которого описывается в цилиндрической системе координат r, z, φ следующим выражением [1]

$$U_{ГЗ}(r, z) = U_1 g(r, z), \quad g(r, z) = \left(\frac{r^2}{2} - \frac{z^2}{2} \right) \quad (1)$$

Форма нулевой эквипотенциальной линии, согласно уравнению (1), при $U_{ГЗ} = 0$, определяется выражением $r^2 = z^2$, следовательно, координаты входа и выхода траектории из гиперболического зеркала определяются как $r_1^2 = z_1^2, r_2^2 = z_2^2$.

Запишем уравнения движения заряженных частиц в гиперболическом поле

$$m\ddot{r} = -qU_1 \left(\frac{\partial g}{\partial r} \right) = -qU_1 r, \quad (2a)$$

$$m\ddot{z} = -qU_1 \left(\frac{\partial g}{\partial z} \right) = qU_1 z \quad (2b)$$

где q – заряд анализируемых частиц.

Интегрирование системы уравнений (2) с учетом начальных условий $\dot{r}_A = v_0 \sin \alpha$, $\dot{z}_A = v_0 \cos \alpha$ приводит к дифференциальному уравнению движения частиц,

$$\pm \frac{dr}{\sqrt{S^2 - r^2 + r_1^2}} = \frac{dz}{\sqrt{S^2 \operatorname{ctg}^2 \alpha + z^2 - z_1^2}} \pm \frac{dr}{\sqrt{S^2 - r^2 + r_1^2}} = \frac{dz}{\sqrt{S^2 \operatorname{Ctg}^2 \alpha + z^2 - z_1^2}} \quad (3)$$

$$S = \sqrt{2 \frac{W}{qU_1}} \sin \alpha$$

где S – параметр отражения зеркала, связывающий его геометрические и энергетические характеристики. Параметр W соответствует кинетической энергии частиц. Знак (+) в этом уравнении соответствует участку подъема траектории, знак (-) – участку снижения траектории в ГЗ. Все продольные параметры будут выражены в единицах центрального радиуса r_0 отклоняющего электрода ГЗ (рис.1).

Интегрируя дифференциальное уравнение (3) в пределах от r_1 до вершины траектории r_m на участке подъема траектории и от r_m до r_2 на участке снижения, найдем уравнение,

$$\pi - \arcsin \frac{z_1}{\sqrt{S^2 + z_1^2}} - \arcsin \frac{z_2}{\sqrt{S_1^2 + z_2^2}} = \ln(z_2 + S_1 \operatorname{Ctg}(\alpha_1)) - \ln(z_1 + S \operatorname{Ctg}(\alpha))$$

$$\pi - \arcsin \frac{z_1}{\sqrt{S^2 + z_1^2}} - \arcsin \frac{z_2}{\sqrt{S_1^2 + z_2^2}} = \ln(z_2 + S_1 \operatorname{ctg} \alpha_1) - \ln(z_1 + S \operatorname{ctg} \alpha) \quad (4)$$

$$\text{где } S_1 = S \frac{\sin \alpha_1}{\sin \alpha} .$$

Угол выхода траектории из ГЗ вычисляется из уравнения (3) при условии $r^2 = r_2^2$ и $z^2 = z_2^2$

$$\operatorname{ctg} \alpha_1 = \sqrt{\frac{S^2 \operatorname{ctg}^2 \alpha + z_2^2 - z_1^2}{S^2 - z_2^2 + z_1^2}} \quad (5)$$

Радиальная координата точки поворота траектории в поле ГЗ определяется из уравнения

$$(3) \text{ при условии } \frac{dr}{dz} = 0$$

$$S^2 - r_m^2 + r_1^2 = 0, \quad r_m^2 = S^2 + r_1^2 \quad (6)$$

Равенство радиальных координат обеих ветвей траектории в точке поворота $r_m = r_m^{(1)} = r_m^{(2)}$ дает дополнительную формулу для расчета характеристик правой ветви траектории в поле ГЗ z_2, S_1

$$z_2^2 + S_1^2 = z_1^2 + S^2 \quad (7)$$

Для изучения характеристик комбинированной системы необходимо определить выражение для проекции плоской траектории движения заряженных частиц на ось симметрии Z от источника до его изображения как функцию параметров системы зеркал. Эта величина, согласно рис.1, есть сумма проекций траекторий движения в ГЗ и ЦЗ. Параметры проекции траектории в ГЗ рассчитываются из уравнений (4) – (7), в которых решение трансцендентного уравнения (4) определяется методом последовательных приближений с варьированием величин S, z_1, z_2 . Проекция траектории движения в электростатическом ЦЗ рассчитывалась в соответствии с выводами работы [4]. Полная проекция в системе ГЗ и ЦЗ получено следующим уравнением:

$$l = l_{ГЗ} + l_{ЦЗ}, \quad l_{ГЗ} = z_2 (1 + \operatorname{ctg} \alpha_1) - z_1,$$

$$l_{ЦЗ} = \frac{l}{r_0} = \mu \operatorname{ctg} \alpha_1 (2 + 4P_1 \theta_1 - h) \quad (8)$$

здесь $P_1^2 = \frac{W}{qU_2} \sin^2 \alpha_1$, $\theta_1 = e^{P_1^2} \int_0^{P_1} e^{-x_1^2} dx_1$, – параметры отражения ЦЗ, h – величина

удаления изображения от оси энергоанализатора z , $\mu = \frac{r_c}{r_0}$ – коэффициент, определяющий величину радиуса внутреннего цилиндрического электрода в единицах r_0 , радиус

вершины траектории в поле ЦЗ определялся по формуле $r_m = \mu \exp(P_1^2)$.

Из анализа данных приведенных в работе [4] видно, что в анализаторе комбинированном из двух светосильных цилиндрического и гиперболического зеркал, режим угловой фокусировки второго порядка осуществляется в широком интервале значений электронно-оптических параметров.

Отличительной особенностью данного энергоанализатора на основе системы светосильных зеркал является реализация условий угловой фокусировки второго порядка для множества электронно-оптических схем. Возможность варьирования свободных параметров предлагает широкий выбор для разработки разнообразных схем угловой фокусировки, часть из которых предложена в работе [4]. Это качество комбинированного анализатора представляет интерес, так как приводит к расширению аналитических возможностей прибора.

3. Решение задачи спрямления линий фокусов в комбинированной системе гиперболического и цилиндрического зеркал

Угловые спектры позволяют получить дополнительную информацию об исследуемом объекте, например, сведения о зонной структуре приповерхностных слоев. Экспрессный энергоугловой анализ фотоэлектронов возможен только с помощью энергоанализаторов с высокой светосилой. Этому требованию удовлетворяет немногие из известных приборов, к ним относится электростатический анализатор предложенный в настоящей работе на основе ГЗ и ЦЗ. Схема электростатического спектрометра с энергоугловым разрешением на основе ГЗ и ЦЗ, приведена в работе [4].

Отличительным качеством предложенного зеркального анализатора является свойство анализировать пучки заряженных частиц, выходящих из источника под углами близким к прямому (90°). Такой угол фокусировки дает возможность построения эффективной диаграммы угловых измерений, а фокусировка второго порядка означает выполнение требования сочетания высокой светосилы и разрешающей способности.

Используем формализм, предложенный в работе [3], для изучения возможности перевода электростатического энергоанализатора в режим двойного спектрографа по энергии и углу. При этом необходимо сохранить угловую фокусировку вдоль спрямленной линии фокусов. В систему поступает веерообразный пучок заряженных частиц, средняя плоскость которого перпендикулярна оси симметрии z ($\beta \leq 90^\circ$). Точечный источник расположен на оси симметрии z .

Тангенс угла наклона касательной к линии фокуса равен

$$\operatorname{tg} \gamma = \frac{d\Delta}{d\varepsilon} \Big|_{\varepsilon=0} / \frac{d\ell}{d\varepsilon} \Big|_{\varepsilon=0} \quad (9)$$

Требование спрямление линии фокусов означает, что $\frac{d}{d\varepsilon}(\operatorname{tg} \gamma) = 0$, и приводит к следующей формуле

$$\frac{d^2 \Delta}{d\varepsilon^2} \Big|_{\varepsilon=0} - \operatorname{tg} \gamma \cdot \frac{d^2 \ell}{d\varepsilon^2} \Big|_{\varepsilon=0} = 0 \quad (10)$$

Производные $d\Delta/d\varepsilon$ и $d^2\Delta/d\varepsilon^2$ должны быть найдены из соотношений, получаемых в результате дифференцирования из условия угловой фокусировки первого порядка $dl/d\alpha|_{\alpha=\alpha_0} = 0$ относительно ε . Величина $\Delta(\varepsilon)$ содержится в качестве параметра. Усиление критерия спрямления линии фокусов (10) осуществляется наложением дополнительного требования. Это требование - условие угловой фокусировки второго порядка вдоль спрямленной линии фокусов:

$$\left. \frac{dl}{d\alpha} \right|_{\alpha=\alpha_0} = \left. \frac{d^2l}{d\alpha^2} \right|_{\alpha=\alpha_0} = 0 \quad (11)$$

Уравнения (10) и (11) являются критериями спрямления линии фокусов второго порядка. D - величина удаления изображения от оси энергоанализатора z .

В качестве критерия спрямления линии фокусов системы мы приняли равенство нулю тангенса угла наклона касательной к линии фокусов в точке пересечения ее с осевой траекторией пучка.

Первым требованием, налагаемым на параметры системы зеркал, является условие угловой фокусировки первого порядка $dl/d\alpha|_{\alpha=90^\circ} = 0$. Из него для рассматриваемой системы зеркал следует:

$$\Delta = 2 + 4P_1\theta_1 + \frac{z_2}{\mu} - \frac{\sin^2 \alpha_1 (4\mu\omega z_1 \cot \alpha_1 - S^2 \sin \alpha_1)}{\mu(1 + \cot^2 \alpha_1) \left(z_1 + \frac{z_2 \sin \alpha_1}{(1 + \cot \alpha_1)} \right)}, \quad (12)$$

где $\omega = P_1\theta_1 + P_1^2(1 + 2P_1\theta_1)$ [5].

Второе требование – спрямление линии фокусов пучков заряженных частиц различной кинетической энергии. Продифференцируем выражение (6) по ε и приравняем результат к нулю. Получим уравнение, выражающее условие спрямления линии фокусов первого порядка по β в направлении, параллельном оси симметрии системы

$$dl/d\alpha|_{\alpha=90^\circ} = d\Delta/d\varepsilon|_{\alpha=90^\circ} = 0$$

Независимые переменные, входящие в уравнение спрямления линии фокусов первого порядка, могут изменяться в широком интервале значений. Однако имеются ограничения на отношения радиусов $\mu = 0,5 - 1$. Это вполне оправдано, т.к. достигается разумный компромисс в выборе величин электронно-оптических характеристик комбинированного энергоанализатора. Кроме того также будут упрощены требования к построению реальной схемы спектрографа.

Базовой деталью спектрографа является внутренний цилиндрический электрод, так же как в серийных приборах с широко известным цилиндрическим зеркальным анализатором [6]. В корпусе этого электрода необходимо сделать два окна. Окна затягиваются одномерной сеткой из нихромовых нитей толщиной 0.15 мм, расположенных вдоль образующих цилиндра с шагом 1 мм.

После выбора конкретного размера радиуса внутреннего цилиндра через параметры отражения ГЗ и ЦЗ рассчитываются остальные геометрические и энергетические параметры комбинированного анализатора.

3. Выводы

Рассмотрен анализатор пучков заряженных частиц, состоящий из электростатических гиперболического и цилиндрического зеркал. Показано, что данная схема может быть использована для одновременной регистрации распределения заряженных частиц конечного интервала по энергии и по углу. В качестве критерия спрямления линии фокусов принято равенство нулю тангенса угла наклона касательной к линии фокусов в точке ее пересечения с осевой траекторией основного пучка. Установлено соотношение

между параметрами комбинированной системы зеркал для условия спрямления линии фокусов первого порядка частиц различной энергии.

Литература

1. Gurov V.S., Saulebekov A.O., Trubitsyn A.A. Approximate-Analytical and Numerical Methods in the Design of Energy Analyzers. //Advances in imaging and electron physics. Analytical Editor-in-chief Peter W. Hawkes CEMES-CNRS Toulouse, France. - Academic Press is an imprint of Elsevier, 2015. - Volume 192.- 224P.
2. Зашквара В.В., Саулебеков А.О., Юрчак Л.С., Часников А.И. Электронно-оптические свойства электростатического сферического зеркала и систем на его основе. 3. Системы из сферического и цилиндрического зеркал. // Журнал технической физики. - 1992.- Т.62, №6.- С.189-204.
3. Zashkvara V.V. and Ashimbaeva B.U. Theoretical basis for the scheme of an electrostatic energy and angle-resolved spectrograph. //Nucl. Instr. and Meth.- 1994.- A 340.- P.514-523.
4. Ashimbaeva B.U., Chokin K.Sh., Saulebekov A.O., Kambarova Zh.T. The combined energy analyzer composed of electrostatic mirror fields //J. Electron Spectrosc.and Relat.Phenom.- 2012.- 185.-P.518-522.
5. Saulebekov A.O., Kambarova Zh.T. Assylbekova S.N. Conversion of the electrostatic energy analyzer of charged particles into double spectrograph regime in energy and angle. IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering. - 2016. - 110.- P.1-4. - 012005 doi:10.1088/1757-899X/110/1/012005.
6. Zashkvara V.V., Ashimbaeva B.U. Cylindrical mirror analyzer with adjustable angular focusing. //J. Electron Spectrosc. and Relat. Phenom.- 1998.- 94 (1-2).- P.89-96.

УДК 537.533, 535.31

Time-of-Flight Mass Spectrometers Based on a Wedge-Shaped Electrostatic Mirror with 2D Field

**I.F. Spivak-Lavrov, E.M. Yakushev, O.A. Baisanov, L.M. Nazarenko,
R.B. Bizhanova, G.A. BaImanova**

Aktobe K. Zhubanov Regional State University

T.Ya. Begeldinov Military Institute of Air Defense Forces

RSE Institute of Nuclear Physics of Ministry of Industry and New Technologies of the RK

Aktobe, Kazakhstan

Almaty, Kazakhstan

Жұмыс барысында екі өлшемді клиндық айнаны ортогональдық иондық үдеткіш және ұшу уақытты масс-анализатор ретінде қарастырылған. Айнадағы біртекті емес электр өрісін айнаның шекті электродтарындағы потенциалдарды өзгерту арқылы жасайды. Айна өрісінің потенциалдары үшін аналитикалық өрнектемелер алынған. Иондық пакет айна өрісін импульстік қосумен үдетіледі, бұл кезде қозғалыс бағытында иондық пакет қысқарады, осының нәтижесінде жоғары ажырату қабілеті бар ұшу уақытты масс-спектрометр алуға болады. Кішкене өлшемді айнаның ажырату қабілеті 10 000-нан үлкен. В работе рассматривается клиновидное зеркало с двумерным полем как ортогональный ионный ускоритель и как времяпролетный масс-анализатор. Неоднородное электрическое поле в зеркале создается без использования сеток за счет изменения потенциалов на граничных электродах зеркала. Получены аналитические выражения для потенциала поля зеркала. Экстрагированный из источника ионный пакет ускоряется путем импульсного включения поля зеркала. При этом происходит значительное сжатие ионного пакета в

направлении движения. В результате при установке детектора в плоскости наилучшей пространственно временной фокусировки пакета получаем времяпролетный масс-анализатор высокого разрешения. При небольших линейных размерах зеркала порядка 10 см разрешение анализатора более 10000. Рассмотрены также многопроходные и многоотражательные времяпролетные масс-анализаторы на основе клиновидного зеркала с двумерным полем.

A wedge-shaped mirror is in-process examined with the two-dimensional field as an orthogonal ionic accelerating and as a time-of-flight mass-analyzer. The heterogeneous electric field in a mirror is created without the use of nets due to the change of potentials on the border electrodes of mirror. Analytical expressions are got for potential of the field of mirror. The ionic package extracted from a source is accelerated by the impulsive including of the field of mirror. Thus there is a considerable compression of ionic package in the direction of motion. As a result during setting of detector inplane the best spatially temporal focusing of package we get the time-of-flight mass-analyzer of high-res. At the small linear sizes of mirror an about 10 cm permission of analyzer more than 10000. Multipass and multireflecting time-of-flight mass-analyzers are considered also on the basis of wedge-shaped mirror with the two-dimensional field.

Кілттік сөздер: электростатикалық айна, ұшу уақыты масс-спектрометр, ортогональдық иондық үдеткіш.

Ключевые слова: *электростатическое зеркало, время пролетный масс-анализатор, ортогональный ионный ускоритель, многоотражательные и многопроходные времяпролетные масс-анализаторы.*

Key words: electrostatic mirror, time is a flight mass-analyzer, ortogonal ionic accelerating, multireflecting and multipass time-of-flight mass-analyzers.

1. Introduction

Nowadays, time-of-flight mass spectrometers (TOF MS) have become an irreplaceable instrument of research in life sciences, such as molecular biology, proteomics, genomics, medicine, etc. The high efficiency of TOF MS enabled completing certain important tasks in this area, in particular, the interpretation of the human genome and that of other organisms. Such success became possible due to the application of new methods of ionizing big molecules of ESI and MALDI, and also the improvement of TOF MS.

The currently used Wiley–McLaren type TOF mass spectrometers [1] have relatively low resolution of several hundred. Reflectrons [2-4], which conduct a time-of-flight focusing of an ion packet by energy, have a higher resolution of several thousand. The main drawback of these TOF MS, which limits their resolution and sensitivity, is the use of fine meshes to create accelerating fields. The use of meshes leads to a number negative effects, the main one being the scattering of particles in field heterogeneities near mesh cells [5].

There are modern ion-optical elements – ion mirrors, in which accelerating fields are created without applying meshes [6-9]. This papers suggests a simple time-of-flight mass analyzer based on an inhomogeneous accelerating fields with axial symmetry, in which ion packets is constructed by a system of electrodes, exterior to the ion beam. In this mass analyzer ions are extracted from the ion source by impulse activation of the accelerating electric field. A short duration ion packet is formed and pushed into the drift space for further time-of-flight mass analysis. High resolution and sensitivity are achieved thanks high quality time-of-flight and space focusing of ion packets directly onto the input plane of the ion detector.

Wedge-shaped mirrors with a two-dimensional field [10-11] can also be used as an ion accelerator. In the present paper it is shown that this accelerator can be used as a compact TOF MS with high resolution. We also studied this possibility, as well new schematics of multi-stage and multi-reflection TOF mass analyzers based on wedge-shaped mirrors.

2. Analytical Expressions for the Field Potential

The accelerating field of the wedge-shaped mirror is generated without the use of meshes by changing the potentials on the electrodes of the mirror. Analytical expressions for the electrostatic potential of the mirror field can be obtained by methods of the theory of functions of a complex variable [11]. Fig. 1 presents a five-electrode mirror with parallel and wedge-shaped electrodes.

Points A_n, B_n, C_n and A, B, C denote the borders of respective electrodes. Points ± 1 of x -axis determine the length of the closing electrode with the V_4 potential. The electrodes with the V_0 potential are considered infinitely extended. The internal area of the mirror with parallel electrodes is displayed on the top half-plane of the $w = u + iv$ complex plane by means of conformal transformation [9]:

$$z_n = x_n + i y_n = \frac{2}{\pi} \arcsin w \quad (1)$$

From whence

$$u = \sin \frac{\pi x_n}{2} \operatorname{ch} \frac{\pi y_n}{2}, \quad v = \cos \frac{\pi x_n}{2} \operatorname{sh} \frac{\pi y_n}{2} \quad (2)$$

Solving the corresponding boundary problem in the w -plane allows distributing the potential in the w -plane:

$$F(u, v) = V_0 - F_1(u, v | a_3, V_0 - V_1) - F_1(u, v | a_2, V_1 - V_2) - F_1(u, v | a_1, V_2 - V_3) - F_1(u, v | 1, V_3 - V_4) \quad (3)$$

Here

$$F_1(u, v | a, V) = \frac{V}{\pi} \left(\operatorname{arctg} \frac{u+a}{v} - \operatorname{arctg} \frac{u-a}{v} \right) \quad (4)$$

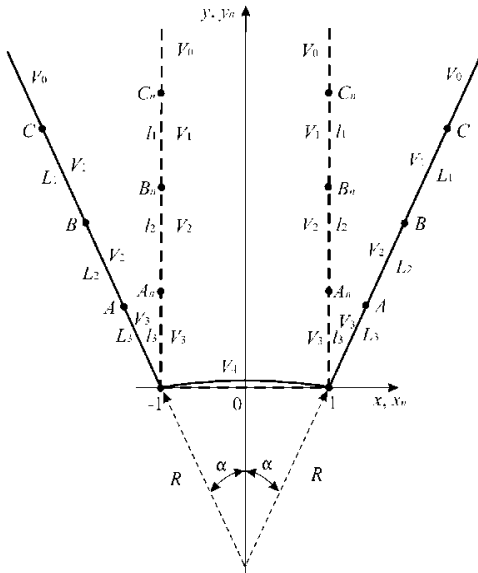


Fig. 1. Schematic of a mirror with parallel (dashed lines) and wedge-shaped (solid lines) electrodes, where l_1, l_2, l_3 and L_1, L_2, L_3 are lengths of electrodes; V_0, V_1, V_2, V_3, V_4 are potentials of electrodes; R is the curvature radius of the closing electrode of a wedge-shaped mirror.

Points ± 1 of x -axis correspond to points ± 1 of u -axis. Constants a_1, a_2, a_3 are expressed by lengths l_1, l_2, l_3 of electrodes in a mirror with parallel electrodes according to the following formulas:

$$\begin{aligned} a_1 = u(1, l_1) &= \operatorname{ch} \frac{\pi l_1}{2}, & a_2 = u(1, l_1 + l_2) &= \operatorname{ch} \frac{\pi(l_1 + l_2)}{2}, \\ a_3 = u(1, l_1 + l_2 + l_3) &= \operatorname{ch} \frac{\pi(l_1 + l_2 + l_3)}{2}. \end{aligned} \quad (5)$$

The field of the mirror with wedge-shaped electrodes and a cylindrical closing electrode will be obtained in the complex plane $z = x + iy$ by means of conformal transformation:

$$z = x + iy = i \exp(-i\alpha(z_n + i\beta)) - i \operatorname{ctg} \alpha. \quad (6)$$

From whence

$$x = \frac{1}{\sin \alpha} e^{\alpha y_n} \sin \alpha x_n, \quad y = \frac{1}{\sin \alpha} e^{\alpha y_n} \cos \alpha x_n - \operatorname{ctg} \alpha, \quad (7)$$

considering that

$$\beta = \frac{1}{2\alpha} \ln \frac{1}{\sin^2 \alpha}. \quad (8)$$

Here the closing electrode with the V_4 potential is a cylindrical surface with a curvature radius $R = 1/|\sin \alpha|$; the cylindrical mirror is convex, if $\alpha > 0$, and concave, if $\alpha < 0$. By applying the formulas (7), it is possible to find the coordinates of points A, B, C that determine the electrode boundaries of the mirror with wedge-shaped electrodes:

$$\begin{aligned} X_A = e^{\alpha l_1}, \quad Y_A = (e^{\alpha l_1} - 1) \operatorname{ctg} \alpha, \quad X_B = e^{\alpha(l_1 + l_2)}, \quad Y_B = (e^{\alpha(l_1 + l_2)} - 1) \operatorname{ctg} \alpha, \\ X_C = e^{\alpha(l_1 + l_2 + l_3)}, \quad Y_C = (e^{\alpha(l_1 + l_2 + l_3)} - 1) \operatorname{ctg} \alpha. \end{aligned} \quad (9)$$

A five-electrode wedge-shaped mirror is schematically presented in Fig. 2, which also shows equipotential surfaces of the mirror field and projections of electrodes onto the $x y$ plane.

Here, L_1, L_2, L_3 are the lengths of electrodes of a conical mirror that are determined by formulas:

$$\begin{aligned} L_1 = \sqrt{(X_A - 1)^2 + Y_A^2}, \quad L_2 = \sqrt{(X_B - X_A)^2 + (Y_B - Y_A)^2}, \\ L_3 = \sqrt{(X_C - X_B)^2 + (Y_C - Y_B)^2}. \end{aligned} \quad (10)$$

Fig. 2 presents a mirror with the following parameters: the divergence angle between internal surfaces of conical electrodes is $2\alpha = -1.6^\circ$, the length of the closing electrode measured along axis x is $L_0 = 2$, and its potential is $V_4 = -0.1$; the following electrode has a length of $L_1 = 1.15$, and its potential is $V_3 = -0.01$; the third electrode has a length of $L_2 = 1.20$ and a potential of $V_2 = 0.65$; the fourth electrode has a length of $L_3 = 1.75$ and a potential of $V_1 = 1.01$. The potential of the output electrode is $V_0 = 1$.

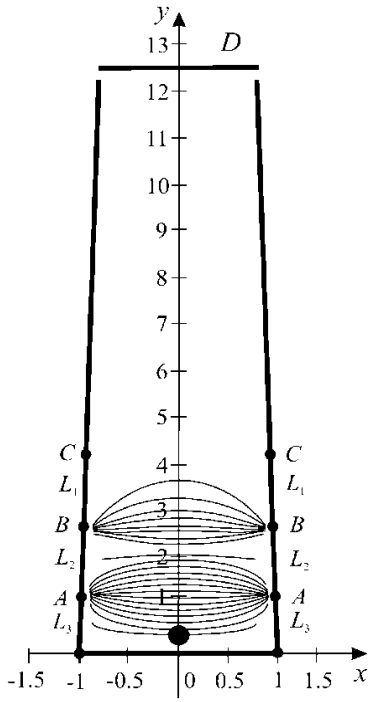


Fig. 2. Equipotentials of the mirror field and the section of the ion core at the beginning of extraction.

3. Monte Carlo Simulation of TOF MA

Newton's equations for $N = 1000$ particles were numerically integrated and their initial conditions were determined by the Monte Carlo method. It was assumed that the extraction is performed from a constant ion source that is shaped as a thin cylinder with length l and radius r_0 , provided that $r_0 \ll l_0$. Distribution of particles in the core section was assumed isotropic and uniform in radius. Newton equations in dimensionless variables are simple:

$$\ddot{x} = \Phi_x, \quad \ddot{y} = \Phi_y. \quad (11)$$

Here, the points denote derivatives in relation to dimensionless time $\tau = t/\tau_0$, where

$$\tau_0 = l_0 \sqrt{\frac{m}{V_0 Z q_e}}. \quad (12)$$

Here m is the particle mass, $Z q_e$ is the charge of particle, l_0 is the unit length, where the length of the electrode with the V_4 potential is $2l_0$, and the V_0 potential determines the energy of particles at the point of entry into the mirror.

A high accuracy of calculations up to 10^{-9} was achieved by using analytical formulas for

derivatives of potentials Φ_x and Φ_y . Differential equations (11) were integrated numerically by the four-point Adams method with an automatic step selection. The acceleration points were found by Krylov's method of consecutive approximations. Geometrical and electric parameters of the mirror were selected so that spatial and temporary focusing of an ion packet were

performed simultaneously. At the selected parameters and time of flight $\tau_k = 10.6386$, the rear particles of the packet catch up with the front ones in the plane of detector D and the packet is compressed into a thin belt. Fig. 3 shows the paths of ions extracted from the ion core with a

radius of $r_0 = 0.05$ with the center on axis y in point $y_0 = 0.28$. Detector D is located in the plane $y_d = 12.57596$ (attention should be paid to the difference of the metric scales on axes x and y).

Fig. 4 shows the spatial distribution of particles at the time point $\tau_k = 10.6386$. It can be seen that in the y -direction, the beam is compressed by approximately 120 times, while in the x -direction – almost by 20 times. The distribution of particles by time of arrival at the detector is presented in Fig. 5 (the left curve). The right curve shows the distribution by the time of arrival for particles with a relative mass difference of $\gamma_m = 0.00005$, i.e. the mass resolution R_m here is approximately 20000 for 20% of the peak height. The resolution of TOF MS can be increased by increasing the dimensions of the analyzer.

Provided that the unit length is $l_0 = 3$, the dimensions of the mirror will triple, compared to the considered case of $l_0 = 1$. At identical dimensions of the beam, the aberrations will decrease tenfold (quadratic aberrations), and the resolution will increase by as many times.

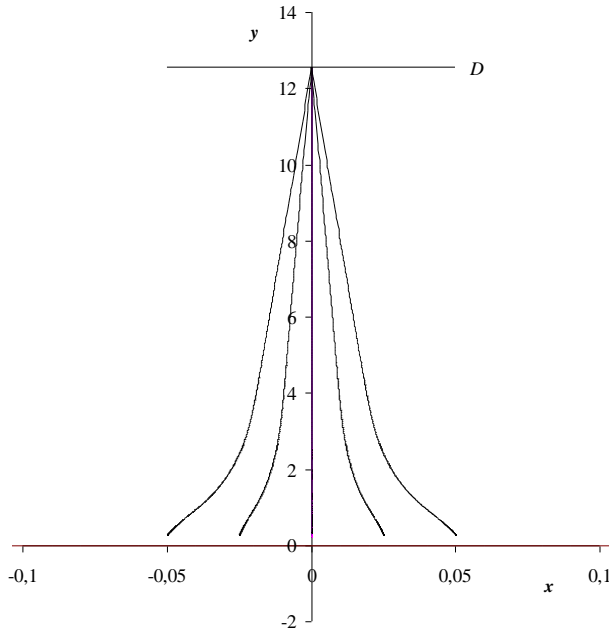


Fig. 3. Paths of ions extracted from an ion source.

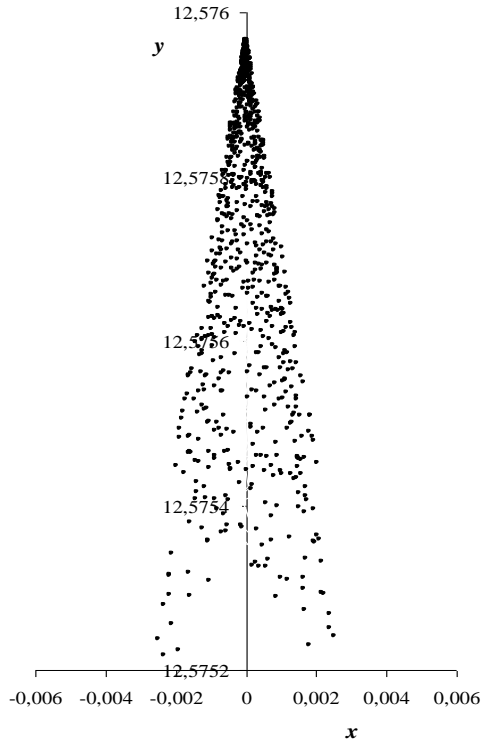


Fig. 4. The structure of the packet at the time point $\tau_k = 10.6386$.

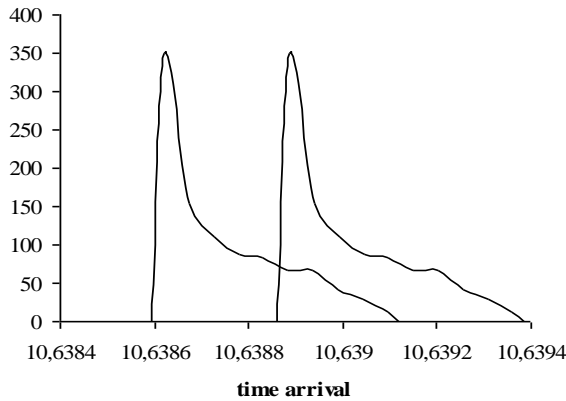


Fig. 5. Distribution of particles by the time of arrival for two masses with $\gamma_m = 5 \cdot 10^{-5}$.

The consideration of thermal spread in ion radial speeds and the Coulomb repulsion of ions requires special investigation. It is obvious that these two factors will worsen the resolution of the analyzer. In terms of the discrepancy between radial speeds, it can be noted that due to condition $r_0 \ll l$, ions with greater radial thermal speeds will leave the ion core, therefore, it is possible that this factor will not affect the resolution significantly. If the ion radial thermal speeds are approximately $\approx \sqrt{kT/Am_0}$, where k is the Boltzmann constant and T is the absolute temperature, the resolution R_m will be $\cong 1000$, which is also good, considering the small size of the device.

4. Multi-Cascade TOF MS

The creation of multi-reflection TOF MS based on meshless planar mirrors [12-20], and multi-turn TOF MS based on sector electrostatic fields [21, 22] has been actively developing lately. If

the time-of-flight mass analyzer contains N identical time-of-flight cascades with a T_0 time of flight of one cascade, the resolution of the mass spectrometer is determined by formula [18]:

$$R_m = \frac{NT_0}{2(\Delta t_i + N\Delta t_0)} = \frac{T_0}{2\left(\frac{\Delta t_i}{N} + \Delta t_0\right)} \quad (13)$$

Here, Δt_i is the initial temporal width of the ion impulse, Δt_0 is the time-of-flight aberrations of one cascade. With the increase in number of cascades N , the resolution of the time-of-flight mass spectrometer tends to the limit value:

$$R_{m0} = \frac{T_0}{2\Delta t_0} \quad (14)$$

Thus, depending on the correlation between Δt_i and Δt_0 , there is an optimal value $N = N_0$, where $\Delta t_0 \gg \Delta t_i$, and further increase of N is virtually pointless. In this case, it is necessary to increase the $T_0/\Delta t_0$ correlation in order to increase the resolution.

The work [9] considers a TOF MS with a wedge-shaped mirror with a V-shaped axial beam path. The schematic of a multi-reflection TOF MS that consists of four mirrors with a V-shaped path is presented in Fig. 6. Time of flight for $N = 1000$ particles was calculated by the Monte Carlo method. The calculation was made for an ion beam with a mass of 1000 amu, energy of 4 keV, a width of 1 mm, and a relative energy spread of $\varepsilon = \pm 0.005$. At *initial time width of the ion impulse*, $\Delta t_i = 1$ ns and $l_0 = 2$ cm (unit length in Fig. 6 is 2 cm, while the relative *initial time width of the ion impulse* is $\Delta t_i/\tau_0 = 0,001$). Fig. 7 a) shows the mass spectrum for ion doublets with a relative mass difference of $\gamma_m = 2,5 \cdot 10^{-5}$, while Fig. 7 b) shows the same spectrum at $\Delta t_i = 0$ (or the number of cascades $N \geq 10$). Here, the resolution is $R \cong 40000$.

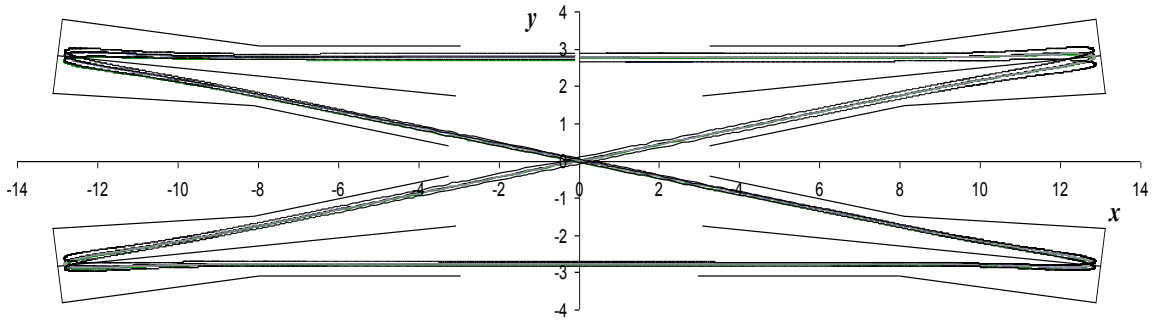


Fig. 6. Paths of parallel beam particles in cascade multi-reflection TOF MS.

The work [23] considers a TOF MS consisting of two wedge-shaped mirrors with a two-dimensional field and a 180° sector of the cylindrical capacitor with screens between them. An ion beam that moves at a $2^\circ \div 3^\circ$ angle to the horizontal plane is rotated at 180° by the cylindrical capacitor and is then reflected by wedge-shaped mirrors. The calculated cascade of such a TOF MS is presented in Fig. 8, where 2 denotes the ion source, 3 – the cylindrical condenser with screens 4 that are adjacent to a five-electrode conical mirror 5 with a two-dimensional field, and

6 – the detector. Ion beam 1 moves at a $2^\circ \div 3^\circ$ angle to the horizontal plane, and is then rotated in the cylindrical mirror by 180° and is reflected by the mirror, then rotated again in the condenser, and reflected in another mirror, etc.

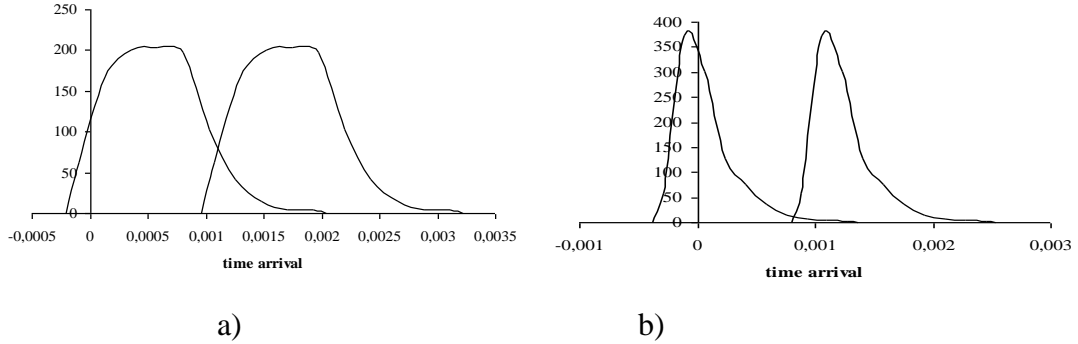


Fig. 7. Mass spectrum for ion doublets with $\gamma_m = 2,5 \cdot 10^{-5}$

- a) relative initial time width of the ion impulse is $\Delta t_i / \tau_0 = 0.001$;
b) $\Delta t_i = 0$ or the number of cascades is $N = 10$.

Fig. 8 shows an axial path of ions of the calculated TOF MS cascade. Small horizontal lines denote the position of the source 2 and the detector 6. All dimensions are presented in relative units $l_0 = 3$. Having left the source, the beam is rotated by 180° by the condenser; after being reflected by the mirror, it enters the detector. The calculations made in [23] show that with a beam width of 1mm and $\varepsilon = \pm 0,0025$, the maximum temporal aberrations of one cascade are $\Delta t_0 \approx 0,0025$, and the maximum resolution of the TOF MS is $R_{m0} = T_0 / 2 \Delta t_0 \approx 30000$.

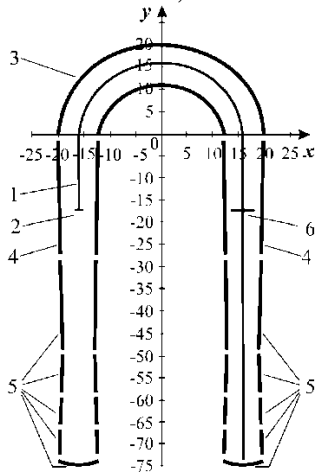


Fig. 8. Calculated TOF MS cascade.

5. Conclusion

This paper shows that reflectron type TOF MS with high resolution and sensitivity can be created based on wedge-shaped mirrors with a two-dimensional field without meshes. High efficiency of wedge-shaped mirrors with a two-dimensional field is determined by the fact that the rear electrode has a shape of a concave cylinder, and the quality of the mirrors' focusing properties can be modified by changing the curvature of this electrode. The analytical expressions for the electrostatic potential of the field of wedge-shaped mirrors allow numerically calculating the paths of charged particles with high accuracy. The trajectories

of charged particles are found by numerical integration of the dimensionless Newton's equations, which is important for calculating the trajectories at the turning points. Monte Carlo simulation demonstrated the efficiency of using wedge-shaped mirrors to create TOF MS with a high resolution and sensitivity. It should also be noted that the method of calculation used in this work solves the problem of wide beams without using the traditional aberration theory.

The paper provides calculations for an orthogonal ion accelerator based on wedge-shaped mirrors with a two-dimensional field. This accelerator can be used as a compact TOF MS with high resolution of more than 10000 or as a pulse ion source for multi-stage TOF analyzers. The paper suggests a multi-stage reflectron that uses four conical mirrors with a two-dimensional field, and calculates one cascade of this analyzer which has resolution of about 30000. The paper also suggests and calculates an original schematic of a multi-cascade TOF MS that uses two conical mirrors with a two-dimensional field and a cylindrical sector that rotates the beam by 180°. Calculation the one cascade of this analyzer indicated that it is possible to obtain high resolution of more than 30000.

References

- 1.W.C. Wiley, I.H. McLaren Time-of-flight mass spectrometer with improved resolution, *Rev. Scien.Instr.* 26, 1150–1157 (1955).
- 2.V.I. Karataev, B.A. Mamirin, D.V. Shmikk, The mass-reflectron, new nonmagnetic time-of-flight mass spectrometer with high resolution. *Journal of Technical Physics*, 41, 1458–1498 (1971).
- 3.V.I. Karataev, B.A. Mamirin, D.V. Shmikk, V.A. Zagulin, The mass-reflectron, new nonmagnetic time-of-flight mass spectrometer with high resolution, *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 64, No.1, 65–82 (1973).
- 4.B.A.Mamirin, Time-of-flight mass spectrometer (concepts, achievements, and prospects), *International Journal of Mass Spectrometry* 206, 251–266 (2001).
- 5.T.V. Pomozov, M.I. Yvor, The meshless orthogonal accelerator for multireflection TOF mass analyzers, *Scientific Instrument Engineering* 22, No. 1, 108 – 113 (2012).
- 6.S.B.Bimurzaev, R.S. Bimurzaeva, On a possibility of reducing time-of-flight chromatic aberration of a mission system, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res.* 645, 204–219, (2011).
- 7.S.B. Bimurzaev, A time-of-flight mass reflectron with controlled ion-energy spread in the packet generated by an ion source, *Technical Physics Letters* 40, No. 2, 65–71 (2014).
- 8.E.M. Yakushev, The analyzes properties of an electrostatic ion accelerator, *Scientific Instrument Engineering*, 24, No. 1, 63–71 (2014).
- 9.S.B. Bimurzaev, A TOF mass spectrometer with higher resolution and sensitivity via elimination of chromatic TOF aberrations of higher orders, *International Journal of Mass Spectrometry*, 376, 1–23(2015).
- 10.A.A. Sapargaliev, USA Patent No.: US 8/598/516 B2, 03.12.2013.
11. I.F. Spivak-Lavrov et al, Calculation of instrument characteristics of the time-of-flight mass spectrometer on the basis of wedge-shaped electrostatic mirror with two-dimensional field, *Scientific Instrument Engineering*, 24, No. 1, 82–89 (2014).
- 12.L.M.Nazarenko, L.M.Sekunova, E.M. Yakushev, SU Patent 1725289 A1, (1992).
- 13.H. Wollnik, A. Casares, An energy-isochronous multi-pass time-of-flight mass spectrometer consisting of two coaxial electrostatic mirrors, *International Journal of Mass Spectrometry* 227, 217–223 (2003).
- 14.M.I. Yavor, A.N.Verenchikov, PlanarMultireflection: TOF mass analyzer, working without restriction on ion masses, *Scientific Instrument Engineering*, 14, No. 2, 38 (2004).
- 15.A.N. Verenchikov, M.I. Yavor, The stability of ion motion in the periodic electrostatic fields, *Scientific Instrument Engineering*, 14, No.2, 46–53 (2004).
- 16.A.N. Verenchikov, M.I.Yavor, Y.I. Hasin, M.A.Gavrik, Multireflection planar mass analyzer, The analyzer for parallel tandem spectrometer, *Technical Physics*, 50, No.1, 74–77 (2005).

17. M.I. Yavor, A.N. Verenchikov, Comparative analysis of multipass TOF mass analyzers based on mirrors and sectoral fields, *Scientific Instrument Engineering* 16, No. 3, 21–28 (2006).
18. M.I. Yavor et al, Planar multi-reflecting time-of-flight mass analyzer with a jig-saw ion path, *Proceedings of the Seventh International Conference on Charged Particle Optics, Physics Procedia*, 1, 385–391, (2008).
19. T.V. Pomozov M.I., Yavor, On the possibility of improving the characteristics of planar gridless ion mirrors, *Scientific Instrument Engineering*, 21, No.2, 90–97 (2011).
20. M. Sudakov, S. Kumashiro, TOF systems with two-directional isochronous motion, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res.* 645, 210–217 (2011).
21. M. Toyoda, D. Okumura, M. Ishihara, I. Katakuse, Multi-turn time-of-flight mass spectrometers with electrostatic sectors, *Journal of Mass Spectrometry*, 38, 1125–1129 (2003).
22. Satoh T. et al, The Design and Characteristic Features of a New Time-of-Flight Mass Spectrometer with a Spiral Ion Trajectory, *Amer. Soc. for Mass Spectrom.* 16, 1969–1974 (2005).
23. I.F. Spivak-Lavrov, O.A. Baisanov, Time-of-light mass spectrometer based on electrostatic fields of two-dimensional mirrors and a cylindrical capacitor, *Advances in Applied Physics*, 2, No. 3, 41–45 (2014).

УДК 537.533.3

ПРОСТОЙ КОРРЕКТОР АБЕРРАЦИЙ ЭЛЕКТРОННЫХ ЛИНЗ С ДВУХЭЛЕКТРОДНЫМ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИМ ЗЕРКАЛОМ

Е.М. ЯКУШЕВ, С.Б. БИМУРЗАЕВ, Д.Р. ЕРГАШЕВА

Институт ядерной физики НЯЦ РК

Алматинский университет энергетики и связи

г. Алматы, Казахстан

Өстік симметриялы екі электродтық электростатикалық айнадан және аберрациясыз магниттік дефлектордан тұратын электрондық линзалар аберрацияларының қарапайым корректорының схемасы қарастырылған. Сандық есептеулер арқылы осындай корректорда сфералық аберрацияның жойылуын қаматамасыз ететін айна потенциалдарының қатынасы анықталған. Есептеулердің нәтижесі - электрондық микроскоптардың ажырату қабілетін көтеру үшін қажет.

A scheme of a simple electron lenses aberration corrector, consisting of two-electrode electrostatic mirror and an aberration-free magnetic deflector of axial symmetry, has been considered. The ratio of the electrode potentials of the mirror has been defined by numerical calculations, providing the elimination of spherical aberration corrector in such corrector. The results of calculations can be used to improve the resolution of electron microscopes.

Кілттік сөздер: электрондық микроскоп, электрондық линза аберрацияларының корректоры, аберрациясыз магниттік дефлектор, электростатикалық айна, сфералық аберрация, өстік хроматикалық аберрация.

Key words: electron microscope, electron lens aberration corrector, aberration-free magnetic deflector, electrostatic mirror, spherical aberration, axial chromatic aberration.

Введение

Широкое и разностороннее применение электронных микроскопов в науке и технике постоянно предъявляет все более жесткие требования к разрешающей способности этих приборов. На протяжении многих лет проблема повышения разрешающей способности решалась путем все более высокого технологического исполнения электронных линз. К

настоящему времени этот путь, по-видимому, уже исчерпан и не дает практического эффекта, поскольку технологическое исполнение не может преодолеть присущие электронным линзам естественные сферические и хроматические aberrации [1]. Поэтому проблема повышения разрешающей способности электронных микроскопов решается путем создания различного рода корректоров aberrаций осесимметричных электронных линз [2].

Одним из наиболее перспективных методов, позволяющим не только уменьшить, но и устранить сферическую aberrацию электронных линз, является использование корректоров aberrаций электронных линз, представляющей комбинацию магнитного дефлектора различных конструкций и электростатического электронного зеркала вращательной симметрии. Однако всем известным корректорам aberrаций электронных линз подобного типа [3-7] присущ общий недостаток – сложность конструкций магнитного дефлектора. Сложность конструкции магнитной дефлектора не только предопределяет технологические трудности его изготовления и юстировки, но и не исключает возникновения дополнительных неконтролируемых aberrаций, связанных с его реализацией. Настоящая работа посвящена изучению возможности создания простого корректора aberrаций электронных линз для электронных микроскопов.

1. Принцип работы простого корректора aberrаций

Для создания простого корректора необходимо решить две проблемы. Первая, сравнительно простая проблема – соответствующим образом согласовать электронно-оптические параметры линзы и зеркала так, чтобы после отражения от зеркала можно было на общей оптической оси симметрии получить повторное, очищенное от aberrаций электронно-оптическое изображение объекта. Очевидно, что такое изображение недоступно для непосредственного наблюдения, поскольку нельзя поместить в плоскость изображения экран, не перекрыв падающие на зеркало электронные лучи.

Вторая проблема состоит в разработке безaberrационной отклоняющей системы, предназначенной для того, чтобы развести оптические оси линзы и зеркала и сделать доступным для наблюдения очищенное от aberrаций повторное изображение объекта. В настоящей работе описана электронно-оптическая схема простого корректора aberrаций [8], основанная на реализации специального режима фокусировки, так называемого режима наложенных изображений. При этом в качестве отклоняющей системы используется простой осесимметричный магнитный дефлектор, работающий в режиме безaberrационного отклонения. Заметим, что объектив электронного микроскопа при формировании изображения выполняет две основные функции: большое увеличение объекта и предельно высокое разрешение. Мы разделили эти функции [9,10] между линзой и зеркалом так, что на электронную линзу возложена одна из них - достижение большого увеличения, а на электронное зеркало другая - достижение высокого разрешения путем взаимной компенсации основных типов aberrаций.

На рисунке 1 схематически изображена линзово-зеркальная система с осью вращательной симметрии z , содержащая объективную линзу 2 и электронное зеркало 3.

Плоскость 4 является общей плоскостью гауссовых изображений объективной линзы и зеркала, проходящей через центр кривизны электронного зеркала $z = z_c$. Сферическая и (или) хроматическая aberrации зеркала подобраны так, что они равны по величине и противоположны по знаку соответствующим aberrациям объективной линзы. При этом для устранения сферической и хроматической aberrаций должны быть выполнены следующие условия:

$$M^4 C_{SL} = -C_{SM}, \quad (1)$$

$$M^2 C_{CL} = -C_{CM}. \quad (2)$$

Здесь C_{sL} и C_{cL} – постоянные сферической и осевой хроматической aberrаций электронной линзы, C_{sM} , C_{cM} – постоянные, соответствующих aberrаций электронного зеркала, а M – линейное увеличение электронной линзы. При указанных условиях объективная линза 2 формирует в плоскости $z = z_c$ увеличенное изображение объекта 1 с присущими линзе aberrациями, которое служит "объектом" для электронного зеркала. Электронное зеркало в этой же плоскости $z = z_c$ отраженными лучами формирует очищенное от aberrаций повторное электронно-оптическое изображение с увеличением, равным единице. Как видно из равенств (1) и (2), для достижения достаточно большого увеличения M объективной линзы, при условии коррекции ее aberrаций, необходимо использовать зеркало с высокими значениями сферической и осевой хроматической aberrаций: $-C_{sM} \gg C_{sL}$, $-C_{cM} \gg C_{cL}$.

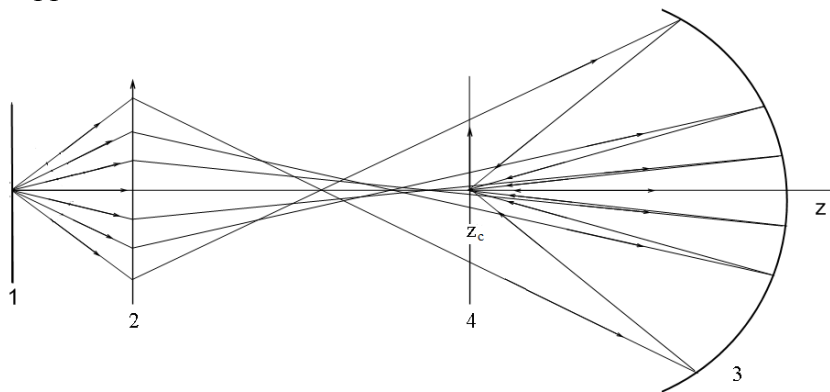


Рис. 1 – Схема компенсации aberrаций:

1 – предметная плоскость; 2 – линза; 3 – зеркало; 4 – плоскость гауссовых изображений

Таким образом, решение первой проблемы мы видим в реализации специального режима фокусировки, при котором в одной и той же плоскости $z = z_c$ мы формируем два наложенных друг на друга, одинаково увеличенных изображения объекта: одно из них (образованное прямыми лучами) с aberrациями, другое (образованное отраженными лучами) с устраненными aberrациями.

Как оказалось, именно при реализации режима наложенных изображений проблема разделения двух изображений и их визуализация может быть решена предельно простым путем. На рисунке 2 изображена электронно-оптическая схема безaberrационного

отклонения электронного пучка на угол $\theta_M = \pi/2$ в магнитном поле, образованном магнитными полюсами круглой формы, симметрично расположенными относительно средней плоскости. Отметим, что выбор конкретного значения угла θ_M не зависит от выбора электронно-оптических параметров линзы и зеркала и может быть сделан произвольно, исходя из конструкторских, технологических или иных соображений.

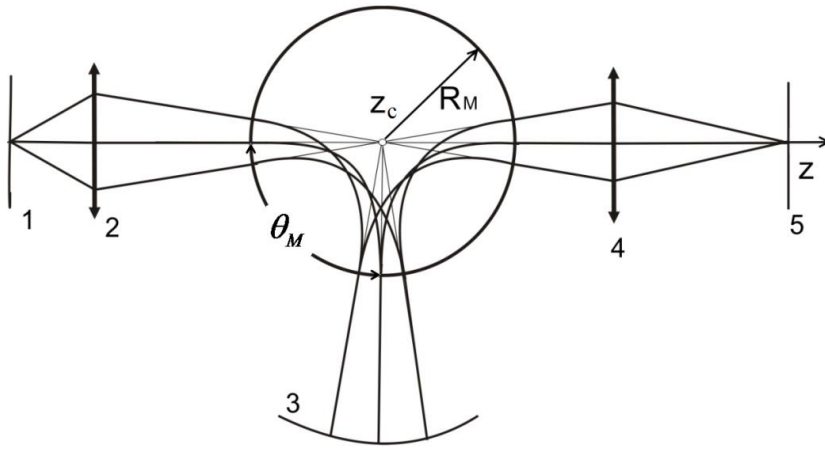


Рис. 2 –Схема наблюдения наложенных изображений:

1 – предметная плоскость; 2 – объективная линза; 3 – электронное зеркало;

4 – проекционная линза; 5 – плоскость изображения; z_c – центральная точка системы

Центральная точка магнитного поля совмещена с центром кривизны электронного зеркала z_c . Кроме объективной линзы 2, система содержит проекционную линзу 4, предназначенную для формирования электронно-оптического изображения исследуемого объекта. Электроны, испускаемые из центральной точки объекта 1, после прохождения объективной линзы 2 направляются под прямыми углами к границам полюсов магнитного поля на центральную точку z_c . Как известно, для полей с вращательной симметрией имеет место закон сохранения азимутальной составляющей обобщенного импульса частиц. Поэтому все электронные лучи, направленные на центральную точку магнитного поля z_c , в проекции на среднюю плоскость и после отклонения будут иметь вид пучка лучей с центром в точке z_c , независимо от радиального распределения напряженности магнитного поля.

2. Расчетные формулы

В настоящей работе в качестве объектива использована (рассмотрена) осесимметричная магнитная линза с колоколообразным полем, а в качестве корректора aberrаций двухэлектродное электростатическое зеркало с вращательной симметрией, электродами которого служат соосные цилиндры равного диаметра.

Постоянные сферической и осевой хроматической aberrаций электронной линзы при больших увеличениях определяются выражениями [11]:

$$\frac{1}{d} C_{SL} = \left(\frac{\pi k^2}{4(1+k^2)^{3/2}} - \frac{1}{8} \frac{4k^2-3}{4k^2+3} \sin \frac{2\pi}{\sqrt{1+k^2}} \right) \frac{1}{\sin^4 \frac{\pi}{\sqrt{1+k^2}}}, \quad (1)$$

$$\frac{1}{d} C_{CL} = \frac{\pi k^2}{2(1+k^2)^{3/2}} \frac{1}{\sin^2 \frac{\pi}{\sqrt{1+k^2}}}, \quad (2)$$

где d – полуширина (длина) поля, k^2 – сила линзы.

Постоянные сферической и осевой хроматической aberrаций электронного зеркала определяются выражениями [9]:

$$C_{SM} = -\frac{1}{16p_0'^4 \sqrt{\Phi_0}} \int_{z_i}^z \frac{1}{\sqrt{\Phi}} \left[\Phi^{IV} p^4 + 4\Phi''' p^3 p' + 32 \left(\Phi p'^2 + \frac{1}{4} \Phi'' p^2 \right) p p'' \right] dz, \quad (3)$$

$$C_{CM} = -\frac{2}{p_0'^2 \sqrt{\Phi_0}} \int_{z_u}^z \frac{pp''}{\sqrt{\Phi}} dz \quad (4)$$

Здесь и далее $\Phi = \Phi(z)$ – распределение электростатического потенциала вдоль оптической оси z , $z = z_u$ – положение плоскости поворота частиц, где $\Phi(z_u) = 0$, $\Phi'(z_u) \neq 0$, штрихи обозначают дифференцирование по переменной z , нижний индекс «0» обозначает значения величин в свободной от поля зеркала области, а $p = p(z)$ – решение параксиального уравнения

$$\Phi p'' + \frac{1}{2} \Phi' p' + \frac{1}{4} \Phi'' p = 0 \quad (5)$$

удовлетворяющее следующим начальным условиям:

$$p(z_u) = 1, \quad p'(z_u) = -\frac{\Phi''(z_u)}{2\Phi'(z_u)} \quad (6)$$

3. Результаты расчета

В качестве корректора aberrаций магнитной линзы с колоколообразным полем, выполняющей роль объективной линзы электронного микроскопа, использовано двухэлектродное электростатическое зеркало, электродами которого служат соосные цилиндры равного диаметра D , находящиеся под потенциалами V_1 (первый электрод) и V_2 (второй электрод). Расчет корректора aberrаций производился следующим образом.

Для заданной величины силы линзы k^2 определялись значения постоянных для сферической и осевой хроматической aberrаций по формулам (1)–(2). Затем находилось отношение потенциалов V_2/V_1 , обеспечивающее выполнение условия (1), при котором вся линзово-зеркальная система, состоящая из магнитной линзы и электронного зеркала, свободна от сферической aberrации. При расчетах было принято, что ось z совмещается с осью симметрии зеркала, положительное направление которой совпадает с направлением падающего пучка заряженных частиц. При этом координатная система расположена таким образом, что начало координат лежит в середине зазора между электродами.

Результаты расчета представлены на рисунках 3-5. На этих рисунках приведены зависимости величин z_c , V_2/V_1 и осевой хроматической aberrации линзово-зеркальной системы от силы линзы k^2 для трех значений увеличения линзы $M = 10, 15, 20$.

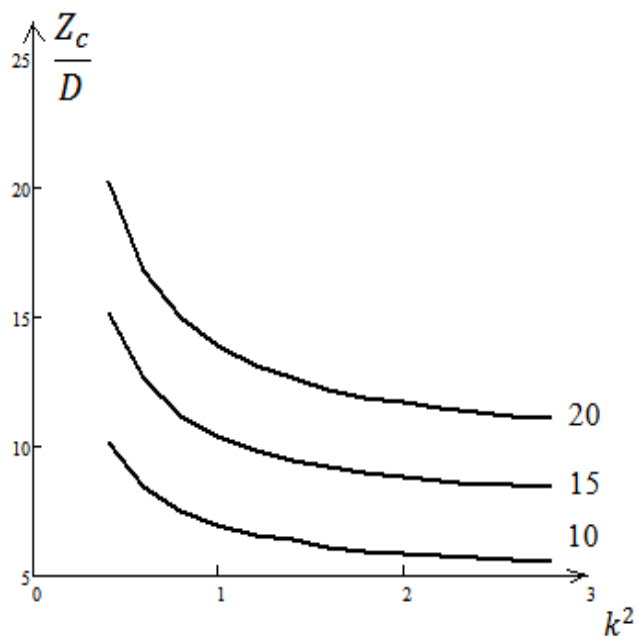


Рис. 3 График для определения положения центра кривизны зеркала Z_c

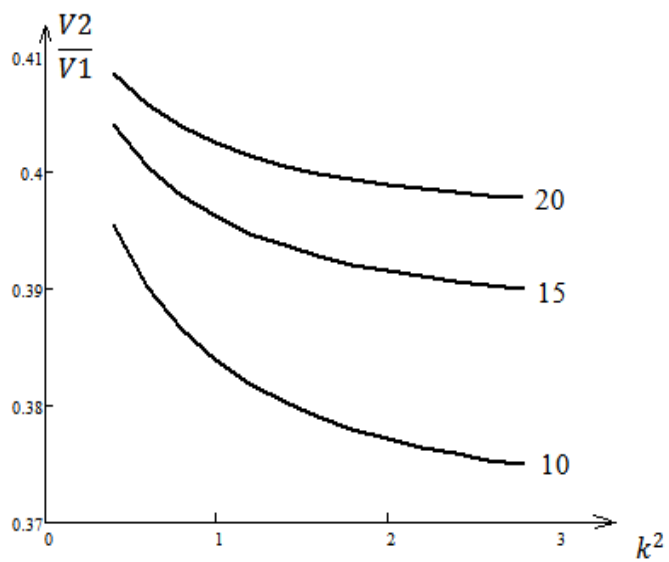


Рис. 4 График для определения потенциала второго электрода зеркала V_2/V_1

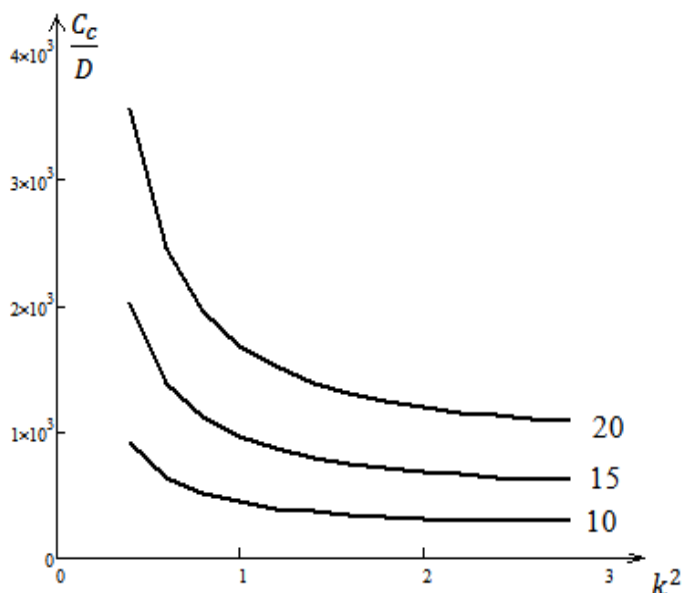


Рис.5 График для определения осевой хроматической aberrации линзово-зеркальной системы

Заклучение

Отметим несколько дополнительных преимуществ этого корректора. Во-первых, заметим, что при выключенном и при включенном отклоняющем магнитном поле в одной и той же плоскости мы можем последовательно наблюдать два действительных изображения одного и того же объекта 1 – с aberrациями объективной линзы и без этих aberrаций. Это позволяет экспериментально измерить эффект, полученный от компенсации aberrаций. Далее отметим, что небольшие колебания напряженности отклоняющего магнитного поля приводят к небольшим колебаниям угла поворота плоскости виртуальных изображений вокруг оси симметрии магнитного поля, не оказывая заметного влияния на качество изображения. Это обстоятельство существенно упрощает проблему стабилизации напряженности отклоняющего поля. Отметим также, что из равенств (3) и (4) видно, что при всех углах отклонения θ_M параметр неоднородности магнитного поля a остается малой величиной. Это позволяет при разведении оптических осей линзы и зеркала использовать простейшее однородное отклоняющее поле, осевой астигматизм которого не велик и при конструировании реальных приборов может быть учтен мерами, которые обычно предусматриваются для коррекции погрешностей механического изготовления прочих деталей электронно-оптического тракта микроскопа. Наконец заметим, что сферическая и хроматическая aberrации проекционной линзы 6 в общем случае не играют заметной роли в достижении высокого разрешения микроскопа, так как предметом для проекционной линзы служит промежуточное виртуальное изображение исследуемого объекта 1, многократно увеличенное объективной линзой 2. По сравнению с деталями этого увеличенного изображения кружки рассеяния сферической и хроматической aberrаций проекционной линзы малы и не влияют на качество конечного изображения. Однако в том случае, когда влияние aberrаций проекционной линзы все же заметно, электронное зеркало может взять на себя функцию компенсации aberrаций обеих линз - объективной и проекционной.

Литература

1. Хокс П., Каспер Э. Основы электронной оптики. В 2-х томах.- Москва, 1993.- 552 с + 478 с.
2. Hawkes P.W. Phil. Trans. R. Soc. A(2009) 367, 3637–3664.
3. Rempfer G.F. Journal of Applied Physics. (1990) 67 (10), 6027-6041.
4. Preikszas D., Rose H. Journal of Electron Microscopy. (1997) 46 (1), 1–9.
5. Hartel P., Preikszas D., Spehr R., Muller H. and Rose H. (2002). Adv. Imaging & Electron Phys., 120, 41-133.
6. Konenkamp, R., Jones, T., Elstner, J., Word, R., Rempfer, G. F., Dixon, T., Almaraz, L. & Skoczylas, W. P. (2008) Phys. Procedia 1, 505–511.
7. Sachenko V.D. (2009) Patent EP 2224464 A1.
8. Bimurzaev S.B., Yakushev E.M. (2013) WIPO Patent Application WO/2013/077715 A. (Int. Application No.: PCT/KZ2012/000006).
9. Yakushev E.M. (2013) Adv. Imaging & Electron Physics, 178, 147-247.
10. Yakushev E.M. & Aldiyarov N.U. (2014) Technical Physics, 59 (6), 911-916.
11. Глазер В. Основы электронной оптики.- Москва, 1957.- 764 с.

УДК 537.533, 535.31

Расчет приборных характеристик статических масс-спектрометров на основе конусовидной ахроматичной призмы

И.Ф. Спивак-Лавров, О.А. Байсанов, Г.А. Доскеев,
Н.Ж. Исаев, Г.Е. Гилимова

*Актюбинский региональный государственный университет им. К. Жубанова
Военный институт сил воздушной обороны им. Т. Бегельдинова
г. Актюбе, Казахстан*

Конуска ұқсас ахроматтық призма негізінде статикалық масс-спектрометрлер жасау мүмкіндіктері қарастырылады. Бұл жүйеде $1/\tau$ тәріздес электр және магнит өрістері пайдаланылады, сфералық координат r , ϑ , ψ жүйесіндегі олардың потенциалдары тек ϑ , ψ . Бұрыштық айнымалыларға тәуелді, бұл қасиет оларды масс-спектрометрде призма ретінде қолдануға мүмкіндік береді. Есептеу бойынша бұл жүйенің масса бойынша бұрыштық дисперсиясы өте үлкен болып келеді, 100% масса өзгеруіне 50 рад сәйкес, хроматикалық абберация өте аз. Осының бәрі бұл призма негізінде рекордтық приборлық сипаттамасы бар масс-спектрометр жасауға мүмкіндік беретінін көрсетеді. The paper discusses the possibility of creating a static mass spectrometers based on the cone-shaped prism achromatic (CAP). The CAP realized the electric and magnetic fields of the type whose potentials in the spherical coordinate system, depends only on the angular variables, so you can use it as a prism in a static mass spectrometers. It is shown that the CAP has a very large angular dispersion, by weight, exceeding 50 rad. 100% of the weight change with little chromatic aberrations. It allows you to create on its basis prismatic mass spectrometers to record the instrument characteristics - resolution and sensitivity.

Кілт сөздер: *қос фокусты статикалық масс-спектрометрлер, ахроматтық жүйелер, телескоптық жүйелер, конустық өрістер.*

Key words: *static mass spectrometers with double focusing, achromatic systems, telescopic system, conical field*

В работе [1] было показано, что в случае круговой траектории ионов в магнитном поле Q-параметр, определяющий качество статических масс-анализаторов, пропорционален потоку магнитного поля через сечение пучка ионов («теорема о потоке»). Возникла идея расширения пучка перед входом в магнитный сектор с помощью квадрупольных линз, которая была реализована в настольном приборе Матсуда [2].

В работе [3] «теорема о потоке» была доказана для любой формы осевой траектории и совмещенных электрического и магнитного полей. В работах [4-6] была предложена идея расширения пучка перед входом в магнит за счет преломления в призмном электрическом поле. Такое поле в отличие от поля квадрупольных линз не только расширяет пучок перед входом в магнит, но и позволяет осуществить фокусировку пучка по энергии. В этом плане уникальной конструкцией является конусовидная ахроматичная призма (КАП), обладающая рекордной угловой дисперсией по массе, превышающей 50 рад. на 100% изменения массы [7-13]. Схема КАП в проекции на среднюю плоскость (горизонтальное направление) представлена на рисунке 1. Как видно из рисунка параллельный пучок ионов, поступающий в КАП, сначала расширяется за счет преломления в электрическом поле, а затем происходит его дополнительное расширение в

неоднородном магнитном поле КАП. Так как сектор магнитного поля в КАП больше 180° , поток магнитного поля, пронизывающий ионный пучок здесь очень велик.

В КАП реализуются электрическое и магнитное поля типа $1/r$, потенциалы которых в сферической системе координат r, ϑ, ψ зависят только от угловых переменных ϑ, ψ . Это приводит к тому, что все траектории частиц однородного плоского параллельного пучка, входящего в КАП, движутся в средней плоскости по подобным траекториям и сохраняют параллельность и на выходе из КАП, как показано на рисунке 1. Причем это свойство не зависит от ширины пучка в средней плоскости, поэтому увеличение ширины пучка в КАП не приводит к дополнительным абберациям [14-16]. Последнее свойство особенно важно при использовании КАП в призмных приборах с коллиматорной и фокусирующей линзами. Отметим, что в КАП осуществляется также фокусировка по энергии, а параллельность объемного пучка сохраняется благодаря телескопичности в вертикальном направлении.

Ниже рассчитываются корпускулярно-оптические свойства трехэлектродной КАП, которая представлена в изопроекции на рис. 2.

Потенциалы электрического $\Phi(\zeta, \psi)$ и магнитного $\Omega(\psi, \zeta)$ полей призмы в переменных ζ, ψ могут быть найдены аналитически с помощью методов ТФКП [19,21]. Причем

$$\zeta = \ln \operatorname{tg} \frac{\vartheta}{2}, \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \Phi(\psi, \zeta) = & -2V_2 - V_1 + F_1\left(\psi + \frac{\gamma_E}{2}, \zeta \mid V_0, V_2\right) + F_1\left(\psi + \frac{\gamma_H}{2}, \zeta \mid V_2, V_1\right) + \\ & + F_1\left(\psi - \frac{\gamma_H}{2}, \zeta \mid V_1, V_2\right) + F_1\left(\psi - \frac{\gamma_E}{2}, \zeta \mid V_2, V_0\right), \end{aligned} \quad (2)$$

$$\Omega(\psi, \zeta) = \Omega_1\left(\psi + \frac{\gamma_H}{2}, \zeta \mid -\frac{C_2}{2}, \frac{C_2}{2}\right) + \Omega_1\left(\psi - \frac{\gamma_H}{2}, \zeta \mid \frac{C_2}{2}, -\frac{C_2}{2}\right). \quad (3)$$

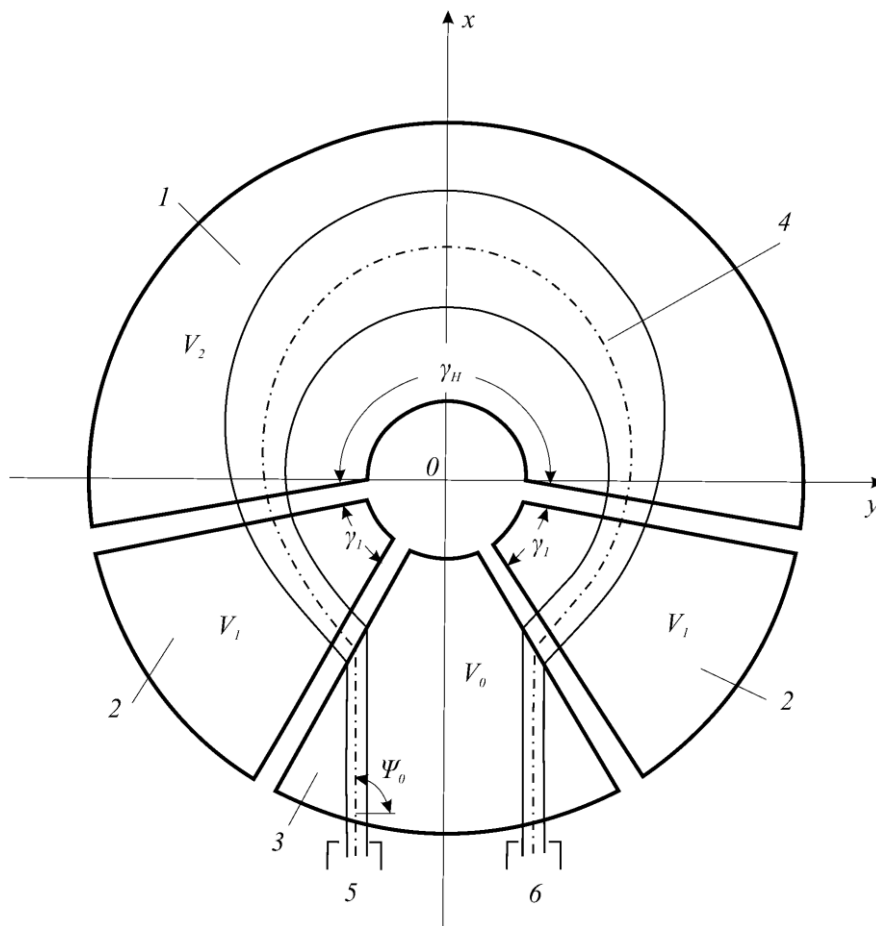


Рисунок 1. Схематичное изображение КАП; 1 – магнитные полюса призмы; 2, 3 – электроды и магнитные экраны; 4 – осевая траектория пучка ионов; 5 – источник ионов;

6 – детектор; V_0, V_1, V_2 – потенциалы электродов; Ψ_0 – угол входа пучка в призму

Здесь γ_E, γ_H – геометрические параметры, задающие положение границ электродов, определяемых полуплоскостями $\psi = \pm\gamma_E/2, \psi = \pm\gamma_H/2$; V_1, V_2, V_0 – потенциалы электродов 1, 2, 3 соответственно, внешние поверхности электродов совпадают с поверхностями прямых круговых конусов $\vartheta = \pi/2 \pm \chi/2$; полюса магнита 1 имеют магнитный потенциал $\pm C_2 \pm$ на поверхностях $\vartheta = \pi/2 \pm \chi/2$ соответственно, а магнитные экраны-электроды 2, 3 с бесконечно большой магнитной проницаемостью имеют магнитный потенциал $C_1 = 0$; а используемые в (2) и (3) базовые функции определяются следующими выражениями:

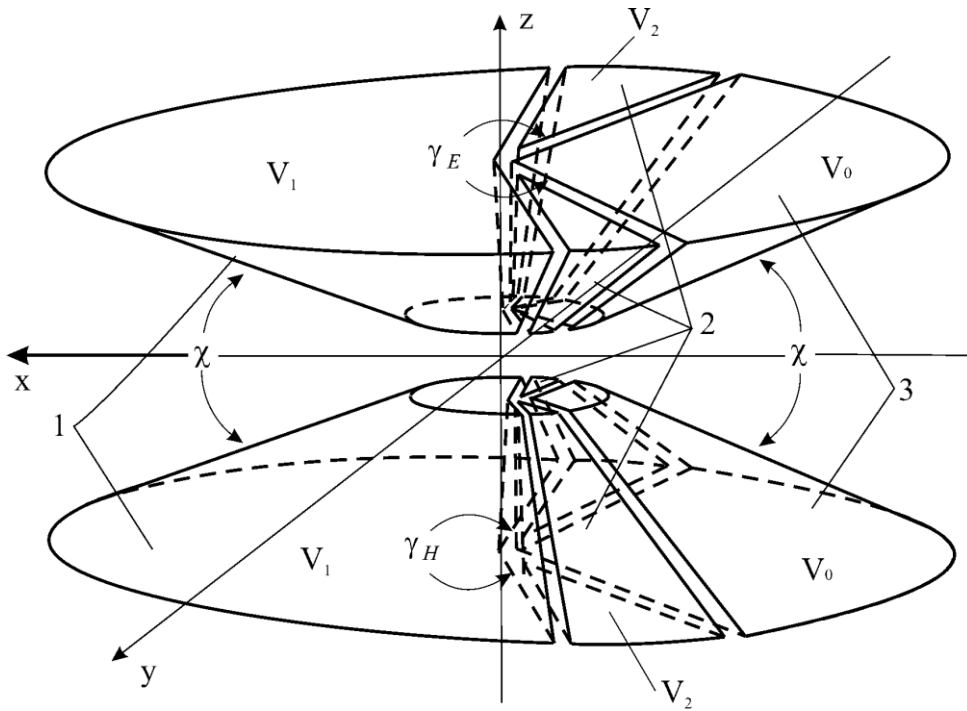


Рисунок 2 – Трехэлектродная конусовидная призма, электроды 1 одновременно являются магнитными полюсами, а электроды 2, 3 – магнитными экранами

$$F_1(\psi, \zeta | V_1, V_2) = V_2 + \frac{V_1 - V_2}{\pi} \left(\operatorname{arctg} \frac{1+u}{v} + \operatorname{arctg} \frac{1-u}{v} \right), \quad (4)$$

$$\Omega_1(\psi, \zeta | C_1, C_2) = \frac{C_1 - C_2}{\pi} \left[\operatorname{arctg} \frac{1+u}{v} - \operatorname{arctg} \frac{1-u}{v} \right] - \frac{2C_1}{\pi} \operatorname{arctg} \frac{u}{v}, \quad (5)$$

где

$$u \equiv u(\psi, \zeta) = -\exp\left(\frac{\pi}{2\zeta_k} \psi\right) \sin\left(\frac{\pi}{2\zeta_k} \zeta\right),$$

$$v \equiv v(\psi, \zeta) = \exp\left(\frac{\pi}{2\zeta_k} \psi\right) \cos\left(\frac{\pi}{2\zeta_k} \zeta\right). \quad (6)$$

Используя выражения для потенциаллов можно найти величины

$$f(\psi) = \Phi(\psi, 0), \quad h(\psi) = \frac{\partial \Omega}{\partial \zeta} \Big|_{\zeta=0}, \quad (7)$$

определяющие распределение электрического и магнитного полей в средней плоскости призмы $\zeta = 0$. Отметим также, что величина напряженности $h(0)$ магнитного поля в средней плоскости призмы связана с магнитным потенциалом полюсов выражением

$$C_2 = h(0) \zeta_k \quad (C_1 = 0), \text{ где}$$

$$\zeta_k = \ln \operatorname{tg} \frac{\pi + \chi}{4}. \quad (8)$$

При расчете приборных характеристик КАП будем использовать теорию, развитую в работах [] для систем со средней плоскостью. Для нахождения осевой траектории пучка, лежащей в средней плоскости КАП $z = 0$, будем интегрировать уравнения, описывающие осевую траекторию в декартовых координатах:

$$x'' = y'^2 \frac{F_x}{2F} - x'y' \frac{F_y}{2F} + y' \frac{h}{\sqrt{2F}}, \quad y'' = x'^2 \frac{F_y}{2F} - x'y' \frac{F_x}{2F} - x' \frac{h}{\sqrt{2F}}. \quad (9)$$

Для нахождения отклонений траекторий частиц пучка воспользуемся уравнениями в криволинейной системе координат q, z, s , связанной с осевой траекторией пучка:

$$q'' = -(1-kq)k - q' \left(\ln \frac{\sqrt{\Phi}}{r'} \right)' + \frac{r'^2 (\vec{\nabla} \Phi)_q}{2(\Phi + \varepsilon \Phi_0)} + \frac{r'}{\sqrt{2(\Phi + \varepsilon \Phi_0)(1+\gamma)}} \left[z' (\vec{\nabla} \Omega)_s - (1-kq) (\vec{\nabla} \Omega)_z \right] \quad (10)$$

$$z'' = -z' \left(\ln \frac{\sqrt{\Phi}}{r'} \right)' + \frac{r'^2 (\vec{\nabla} \Phi)_z}{2(\Phi + \varepsilon \Phi_0)} + \frac{r'}{\sqrt{2(\Phi + \varepsilon \Phi_0)(1+\gamma)}} \left[(1-kq) (\vec{\nabla} \Omega)_q - q' (\vec{\nabla} \Omega)_s \right] \quad (11)$$

Координата q определяет отклонение от осевой траектории в средней плоскости, а координата z – в направлении перпендикулярном средней плоскости, криволинейная координата s совпадает с длиной дуги осевой траектории. В формулах штрихи обозначают дифференцирование по координате s ; $k \equiv k(s)$ – кривизна осевой траектории, ε и γ – относительный разброс по энергии и массе соответственно; Φ и Ω – безразмерные потенциалы; электростатический потенциал нормирован таким образом, что он равен нулю там, где обращается в нуль скорость частиц, индексы при $\vec{\nabla} \Phi$ и $\vec{\nabla} \Omega$ обозначают компоненты градиентов потенциала по соответствующим криволинейным координатам;

$$\left(\ln \frac{\sqrt{\Phi}}{r'} \right)' = \frac{1}{1-kq} \left[\frac{r'^2 (\vec{\nabla} \Phi)_s}{2(\Phi + \varepsilon \Phi_0)(1-kq)} + \frac{r'}{\sqrt{2(\Phi + \varepsilon \Phi_0)(1+\gamma)}} (q' (\nabla \Omega)_z - z' (\vec{\nabla} \Omega)_q) + qk' + 2q'k \right]; \quad (12)$$

$$r' = \sqrt{q'^2 + z'^2 + (1-kq)^2} \quad (13)$$

Связь между декартовыми и криволинейными координатами задается соотношениями:

$$x = x_c(s) - q y'_c(s), \quad y = y_c(s) + q x'_c(s), \quad z = z, \quad (14)$$

где функции $x_c(s)$ и $y_c(s)$ описывают осевую траекторию в декартовых координатах. Они являются решением дифференциальных уравнений (9). При интегрировании уравнений (9), (10), (11) необходимо использовать связь между ζ , ψ и сопутствующими декартовыми координатами:

$$\zeta = \ln \operatorname{tg} \frac{\vartheta}{2} = \ln \sqrt{\frac{r-z}{r+z}}, \quad \text{где } r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}, \quad \psi = \operatorname{arctg} \frac{y}{x}. \quad (15)$$

Найдем также производные потенциалов, входящие в уравнения для осевой траектории (9) и в уравнения для произвольной траектории (10), (11):

$$\Phi_x = \Phi_\psi \frac{\partial \psi}{\partial x} + \Phi_\zeta \frac{\partial \zeta}{\partial x}, \quad \Phi_y = \Phi_\psi \frac{\partial \psi}{\partial y} + \Phi_\zeta \frac{\partial \zeta}{\partial y}, \quad \Phi_z = \Phi_\zeta \frac{\partial \zeta}{\partial z}. \quad (129)(10)$$

Используя (15), найдем

$$\frac{\partial \zeta}{\partial x} = \frac{zx}{r(x^2 + y^2)}, \quad \frac{\partial \zeta}{\partial y} = \frac{zy}{r(x^2 + y^2)}, \quad \frac{\partial \zeta}{\partial z} = -\frac{1}{r},$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial x} = -\frac{y}{x^2 + y^2}, \quad \frac{\partial \psi}{\partial y} = \frac{x}{x^2 + y^2}. \quad (16)$$

Из (4) и (6) найдем:

$$F_{1\psi} = F_{1u} \frac{\partial u}{\partial \psi} + F_{1v} \frac{\partial v}{\partial \psi}, \quad F_{1\zeta} = F_{1u} \frac{\partial u}{\partial \zeta} + F_{1v} \frac{\partial v}{\partial \zeta}, \quad (17)$$

где

$$F_{1u} = \frac{V_1 - V_2}{\pi} \left[\frac{v}{v^2 + (1+u)^2} - \frac{v}{v^2 + (1-u)^2} \right], \quad (18)$$

$$F_{1v} = -\frac{V_1 - V_2}{\pi} \left[\frac{1+u}{v^2 + (1+u)^2} + \frac{1-u}{v^2 + (1-u)^2} \right], \quad (19)$$

$$\frac{\partial u}{\partial \psi} = \frac{\partial v}{\partial \zeta} = \frac{\pi}{2\zeta_k} u, \quad \frac{\partial u}{\partial \zeta} = -\frac{\partial v}{\partial \psi} = -\frac{\pi}{2\zeta_k} v. \quad (20)$$

Производные Φ_ψ , Φ_ζ теперь легко найти, используя выражение (2) для $\Phi(\zeta, \psi)$, учитывая относительный разброс по энергии ε в первоначальном пучке, запишем

$$\begin{aligned} \Phi(\psi, \zeta) = & -2V_2 - V_1 + F_1\left(\psi + \frac{\gamma E}{2}, \zeta \mid V_0, V_2\right) + F_1\left(\psi + \frac{\gamma H}{2}, \zeta \mid V_2, V_1\right) + \\ & + F_1\left(\psi - \frac{\gamma H}{2}, \zeta \mid V_1, V_2\right) + F_1\left(\psi - \frac{\gamma E}{2}, \zeta \mid V_2, V_0\right) + \varepsilon V_0. \end{aligned} \quad (21)$$

Аналогичные выражения можно записать и для магнитного поля. Используя формулы (5), найдем

$$\Omega_{1u} = -\frac{2C_1}{\pi} \frac{v}{v^2 + u^2} + \frac{C_1 - C_2}{\pi} \left[\frac{v}{v^2 + (1+u)^2} + \frac{v}{v^2 + (1-u)^2} \right], \quad (22)$$

$$\Omega_{1v} = \frac{2C_1}{\pi} \frac{u}{v^2 + u^2} - \frac{C_1 - C_2}{\pi} \left[\frac{1+u}{v^2 + (1+u)^2} - \frac{1-u}{v^2 + (1-u)^2} \right], \quad (23)$$

а с помощью (3) и (20) найдем Ω_ψ и Ω_ζ . Далее, используя (16), найдем Ω_x , Ω_y , Ω_z .

Расчетная схема строится следующим образом. Задаются начальные условия для осевой траектории. и путем численного интегрирования уравнений (9) находится осевая

траектория $x_c(s)$, $y_c(s)$, которая лежит в средней плоскости $z = 0$ (для нее $\zeta = 0$, $u = 0$).

Одновременно интегрируются и уравнения (10) и (11), для которых задаются начальные

условия для произвольной траектории пучка: q_0 , q'_0 , z_0 , z'_0 и ε , γ . В каждой точке

интегрирования для этой траектории находятся x , y , z и по формулам (15) находятся ζ ,

ψ и $\Phi(\zeta, \psi)$, а также производные Φ_ψ , Φ_ζ и Ω_ψ , Ω_ζ . С помощью формул (16) в

этой точке находятся Φ_x , Φ_y , Φ_z и Ω_x , Ω_y , Ω_z . Затем вычисляются производные потенциалов, входящие в уравнения (10), (11):

$$\left(\vec{\nabla} \Phi\right)_q = -\Phi_x y'_c + \Phi_y x'_c, \quad \left(\vec{\nabla} \Phi\right)_s = \Phi_x x'_c + \Phi_y y'_c, \quad (24)$$

$$\left(\vec{\nabla} \Omega\right)_q = -\Omega_x y'_c + \Omega_y x'_c, \quad \left(\vec{\nabla} \Omega\right)_s = \Omega_x x'_c + \Omega_y y'_c. \quad (25)$$

Для вычисления кривизны осевой траектории k и ее производной k' использовались следующие формулы:

$$k \equiv k_c = \frac{\Phi_{qc}}{2\Phi_c} - \frac{\Omega_{zc}}{\sqrt{2\Phi_c}}, \quad k' \equiv k'_c = \frac{\Phi'_{qc}}{2\Phi_c} - \frac{\Phi'_c \Phi_{qc}}{2\Phi_c^2} - \frac{\Omega'_{zc}}{\sqrt{2\Phi_c}} + \frac{\Omega_{zc} \Phi'_c}{2\Phi_c \sqrt{2\Phi_c}}. \quad (26)$$

Здесь

$$\Phi'_{qc} = -\Phi'_{xc} y'_c - \Phi_{xc} y''_c + \Phi'_{yc} x'_c + \Phi_{yc} x''_c. \quad (27)$$

Во всех формулах индексы q, s, x, y обозначают частные производные потенциалов по соответствующим координатам, а штрихи производные по координате s , причем

$$\Phi'_{xc} = \Phi_{xxc}x'_c + \Phi_{xy_c}y'_c, \quad \Phi'_{yc} = \Phi_{xyc}x'_c + \Phi_{yyc}y'_c.$$

В последних формулах

$$\Phi_{xxc} = \Phi_{\psi c} \frac{2x_c y_c}{(x_c^2 + y_c^2)^2} + \Phi_{\psi\psi c} \frac{y_c^2}{(x_c^2 + y_c^2)^2}, \quad \Phi_{yyc} = \Phi_{\psi c} \frac{2x_c y_c}{(x_c^2 + y_c^2)^2} + \Phi_{\psi\psi c} \frac{x_c^2}{(x_c^2 + y_c^2)^2}, \quad (28)$$

$$\Phi_{xyc} = \Phi_{\psi c} \frac{y_c^2 - x_c^2}{(x_c^2 + y_c^2)^2} + \Phi_{\psi\psi c} \frac{(-x_c y_c)}{(x_c^2 + y_c^2)^2}. \quad (29)$$

$$\Omega'_{zc} = \Omega_{\zeta c} \frac{x_c x'_c}{r_c^3} + \Omega_{\zeta c} \frac{y_c y'_c}{r_c^3}. \quad (30)$$

Рассматривались пучки с осевой траекторией симметричной относительно плоскости xz . Геометрические и полевые параметры конусовидной призмы подбирались так, чтобы выполнялись условия ахроматичности и телескопичности. Такую призму мы называем КАП (конусовидная ахроматичная призма). КАП задается следующими параметрами:

$$\chi = 5^\circ, \quad \gamma_H = 208^\circ, \quad \gamma_E = 294.77^\circ, \quad V/V_0 = 16.64599, \quad h(0) = 7.200939,$$

$$\zeta_k = \ln \operatorname{tg}((\pi + \chi)/4) = 0.04364708, \quad \text{кривизна осевой траектории в центре магнита}$$

$$k_m = 1.248013. \quad \text{На входе в призму угол наклона осевой траектории к оси } y \text{ равен}$$

$\Psi_{c0} = 81.911^\circ$. На входе в призму задавались следующие начальные условия для осевой траектории:

$$x_0 = -1.50, \quad y_0 = -0.39, \quad x'_0 = \frac{\operatorname{tg} \Psi_{c0}}{\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \Psi_{c0}}}, \quad y'_0 = \frac{1}{\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \Psi_{c0}}}.$$

На рис. 3 показано поведение параллельного пучка ионов в КАП и его разделение по массам. Смоделирована ситуация, когда в КАП поступает параллельный плоский пучок, состоящий из ионов двух масс с относительной разницей в массах $\gamma = 0.002$.

Относительный энергетический разброс \mathcal{E} в пучке $\mathcal{E} = \pm 1\%$. Ширина пучка на входе в призму $2d_s = 0.04$ в относительных единицах, используемых на рис. 3. Здесь угловая

дисперсия по массе $D'_m \cong 60$ радиан на 100% изменения массы, а разрешение более 1000.

При выбранных параметрах КАП выполняются условия ахроматичности и телескопичности. Условие ахроматичности считалось выполненным, когда угловая

дисперсия призмы по энергии удовлетворяла неравенству $D'_{chr} < 10^{-2}$.

Хроматические aberrации КАП исследовались путем численного интегрирования точных уравнений траектории (10) и (11). Относительная ошибка в вычислении координат не превышала 10^{-9} . Полученные результаты показывают, что угловые хроматические aberrации КАП можно описать следующей формулой, определяющей изменение угла выхода частицы из призмы:

$$\Delta \Psi_e = \Psi_e - \Psi_{ec} = D'_{chr} \mathcal{E} + A_2 \mathcal{E}^2 + A_3 \mathcal{E}^3, \quad (31)$$

Формула (31) справедлива вплоть до значений $\mathcal{E} = \pm 0.1$. Для данной КАП $D'_{chr} = 0.0075$, а коэффициенты хроматической aberrации $A_2 = 0.47$, $A_3 = -0.56$. Эти значения были

найлены путем решения системы линейных алгебраических уравнений, получающихся из (31) для различных значений ε .

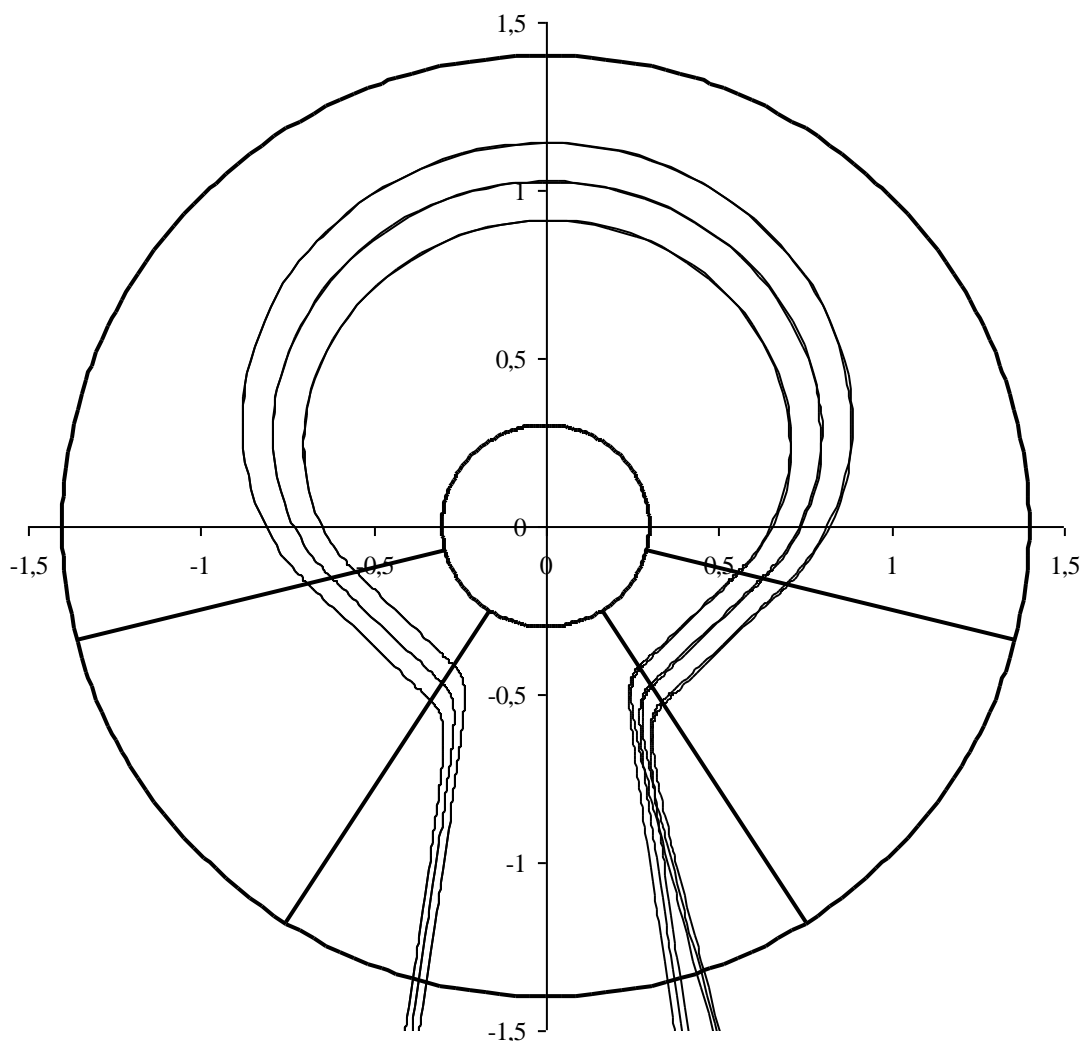


Рисунок 3 – Разделение параллельного пучка ионов по массам в КАП для двух масс с относительной разницей в массах $\gamma = 0,002$

Поведение широких пучков в КАП исследовалось путем численного интегрирования уравнений траектории (10), (11) при различных начальных условиях, которые задавались значениями q_0, q'_0, z_0, z'_0 , определяющими отклонение от осевой траектории в криволинейных координатах, а также параметрами ε и γ , определяющими отклонение по энергии и массе. На рисунках 4 и 5 показаны проекции пучка ионов на горизонтальное и вертикальное направления соответственно. По оси абсцисс отложена длина s , измеренная вдоль осевой траектории, значения q'_0 и z'_0 варьировались в пределах $\pm 10^{-3}$. Из рисунка 4

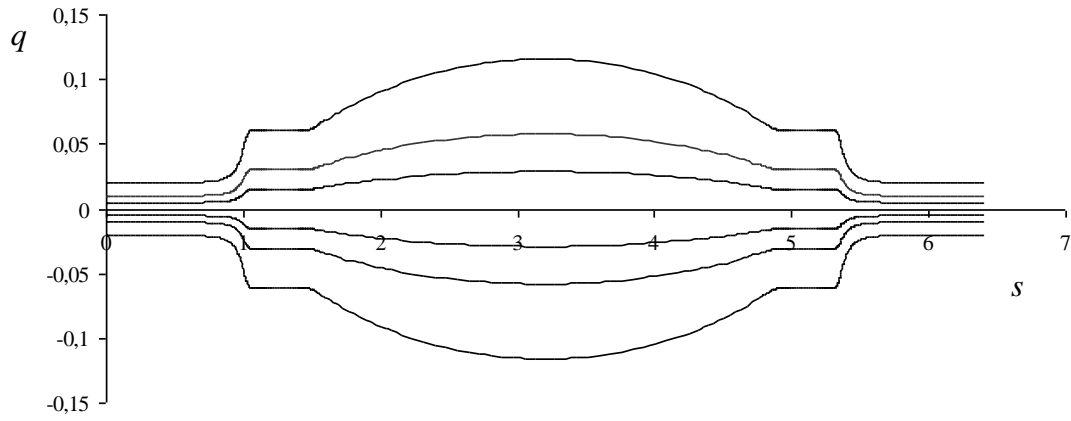


Рисунок 4 – Поведение пучка в КАП в проекции на горизонтальное направление

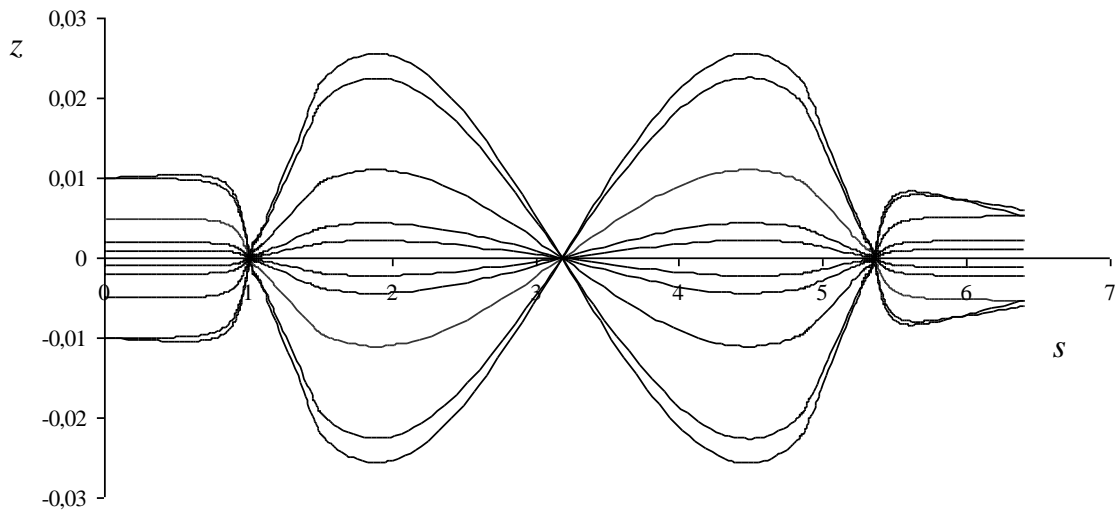


Рисунок 5 – Поведение пучка в КАП в проекции на вертикальное направление

видно, что в области магнитного поля пучок расширяется примерно в 6 раз, что и обеспечивает большую угловую дисперсию по массе. В вертикальном направлении, как видно из рисунка 5, телескопичность обеспечивается при наличии трех промежуточных линейных фокусов.

Высокая ахроматичность, а также большая величина угловой дисперсии по массе D'_m и симметрия осевой траектории $\Psi_{c0} = -\Psi_{ce}$, а также свойство конического поля сохранять параллельность широких пучков, лежащих в средней плоскости, позволяют создавать масс-спектрометры с высоким разрешением и чувствительностью.

Еще большего эффекта можно достичь, если использовать конусовидную призму в призмном масс-спектрометре [7, 13] содержащем коллиматорную и фокусирующие линзы, как показано на рисунке 17. Коллиматорная линза трансформирует угловую расходимость пучка в его ширину, что не приводит к дополнительным aberrациям КАП, а ширина источника трансформируется в угловую расходимость пучка.

Рассчитаны параметры малогабаритного призмного масс-спектрометра, схематически представленного на рисунке 6.

Пусть фокусное расстояние одиночной коллиматорной и фокусирующей линз равно $f_1 = f_2 = 0,2 \text{ м}$, а ширина щели источника ионов $S = 100 \text{ мкм}$. Тогда угловая расходимость пучка ионов, поступающего в призму равна:

$$2\alpha_1 = \frac{S}{f_1} = 5 \cdot 10^{-4} \text{ рад} \quad (32)$$

Так как в призме сохраняется параллельность однородных пучков ионов любой ширины, то в призму можно вводить достаточно широкий пучок, сформированный коллиматорной линзой. Полагая угловую расходимость пучка, выходящего из источника, равной

$2\alpha_s = 0,02$ рад, получим для ширины пучка, входящего в призму, значение:

$$2d_s = 2\alpha_s f_1 = 4 \cdot 10^{-3} \text{ м} = 4 \text{ мм} \quad (33)$$

Линейная дисперсия масс-спектрометра на 100 % изменения массы равна:

$$D_m = D'_m f_2 \cong 60 \cdot 0,2 \text{ м} = 12 \text{ м} \quad (34)$$

Для симметричной схемы линейное и угловое увеличение равно единице $M = \Gamma = 1$, поэтому предельное разрешение масс-спектрометра без учета aberrаций равно:

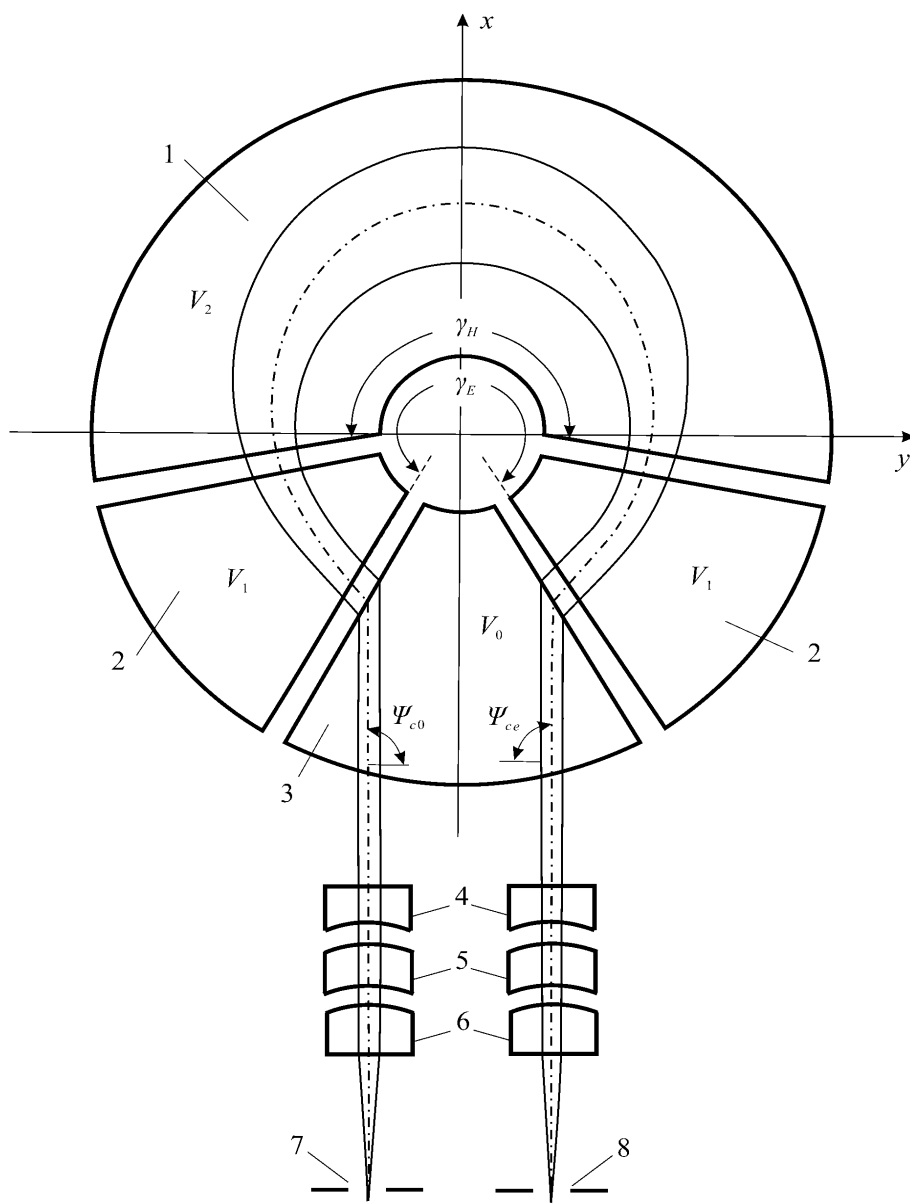
$$R_m = \frac{D_m}{S} = \frac{12}{10^{-4}} = 120000 \quad (35)$$

что в 20 раз выше чем в масс-спектрометре Матсуда [2]. То же относится и к Q-параметру, который для рассматриваемого призмного масс-спектрометра с КАП равен:

$$Q = R_m 2\alpha_s S = 120000 \cdot 0,02 \cdot 10^{-4} \text{ м} = 240 \cdot 10^{-3} \text{ м} \quad (36)$$

а для масс-спектрометра Матсуда $Q = 8000 \cdot 0,005 \cdot 10^{-4} \text{ м} = 4 \cdot 10^{-3} \text{ м}$, т.е. почти на 2 порядка меньше.

Угловая расходимость пучка равная $2\alpha_s = 0,02$ рад, может быть получена в источнике с ускоряющим потенциалом 100 В. При этом относительный разброс по энергии будет удовлетворять неравенству $-0,01 < \varepsilon < 0,01$, что благодаря высокой ахроматичности не приведет к дополнительным aberrациям.



1 – полюсные наконечники; 2, 3 – магнитные экраны-электроды призмы;
 4, 5, 6 – электроды коллиматорной и фокусирующей линз; 7, 8 – щели источника и приемника ионов.

Рисунок 6 – Схема призматического масс-спектрометра с КАП

Литература

1. Wollnik, H. Optics of Charged Particles / H. Wollnik. – San Diego, California: Academic Press, 1987. – 280 с.
2. Ishihara M. A., Kammei Y., Matsuda H. // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A. – 1995. – V. 363. – P. 440–444.
3. Гликман Л. Г., Спивак-Лавров И. Ф. // Письма в журнал технической физики. – 1990. – т. 16. – С. 26–29.
4. Байсанов О. А., Доскеев Г. А., Спивак-Лавров И. Ф. // Известия НАН РК. Серия физ.-мат. – 2006. – № 2. – С. 41–45.
5. Baisanov O. A., Doskeev G. A., Spivak-Lavrov I. F. // Proceedings of the Seventh International Conference on Charged Particle Optics. Physics Procedia. – 2008. – V. 1. – P. 425–433.
6. Байсанов О. А., Доскеев Г. А., Спивак-Лавров И. Ф. // Прикладная физика. – 2008. – № 4. – С. 100–104.
7. Спивак-Лавров, И. Ф. Призматический масс-спектрометр // Авторское свидетельство СССР 671582. – 1979.

8. Гликман Л.Г., Спивак-Лавров И.Ф. // Известия АН КазССР. Серия физ.-мат. – 1985. – № 2. – С. 75–83.
9. Спивак-Лавров И.Ф. // Журнал технической физики. – 1994. – т. 64. – С. 140–148.
10. Гликман Л.Г., Спивак-Лавров И.Ф. // Журнал технической физики. – 1994. – Т. 64. – С. 149–160.
11. Spivak-Lavrov I.F. // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A. – 1995. – V. 363. – P. 485–490.
12. Baisanov O.A., Doskeev G.A., Spivak-Lavrov I.F. // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A. – 2011. – V. 645. – P. 216–218.
13. Spivak-Lavrov I.F. // Advances in Imaging and Electron Physics, Vol. 193, Burlington: Academic Press, 2016, pp. 45-128.
14. Гликман, Л.Г., Павличкова О.В., Спивак-Лавров И.Ф. // Журнал технической физики. – 1977. – Т. 47. – С. 2280–2281.
15. Гликман Л.Г., Кельман В.М., Федупина Л.М. // Журнал технической физики. – 1973. – Т. 43. – С. 1793–1798.
16. Гликман Л.Г. // Журнал технической физики. – 1984. – Т. 54. – С. 2280–2281.

УДК 537.533.3

МЕТОД ГРАНИЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ РЕШЕНИЯ ВНЕШНЕЙ ПЛАНАРНОЙ ЗАДАЧИ ДИРИХЛЕ

А.А. ТРУБИЦЫН, А.А. ГОЛЬЦЕВ, И.В. СИГИНОВ

Рязанский государственный радиотехнический университет

г. Рязань, Российская Федерация

Электродтар күрделі формада болатын және әртүрлі элементтерден құрылған электронды-оптикалық жүйелерді зерттеуде шектік элементтер әдісі өте ыңғайлы болады. Бұл жұмыста сыртқы Дирихле есебін шығарудың алгоритмы беріледі, алынған шешімді дифференциалдаудың нәтижесінде шығатын қатарларды кеңістіктің кез келген нүктесіндегі потенциал градиентін есептеуге мүмкіндік береді.

Boundary Elements Method (BEM) is the most suitable technique for the analysis of electric fields in the electron-optical systems with a complex configuration of the electrodes and with multi-scale elements. Formalized algorithm for solving the exterior planar Dirichlet problem with BEM and finite series for calculating the potential gradient at any point of domain obtained by differentiation of that solution are presented in the work.

Кілттік сөздер: электронды-оптикалық жүйе, электр өрісі, шектік элементтер әдісі, фундаменталдық шешім, регулярлық интеграл, сингулярлық ядро.

Key words: electron optical system, electric field, boundary elements method, fundamental solution, regular integral, singular kernel.

1. Введение

В электронной оптике, являющейся базой аналитического приборостроения, на передней план выдвинулась проблема численного анализа электрических полей в системах со сложной конфигурацией электродов [1,2]. На данный момент одним из наиболее продвинутых численных методов решения задач теории потенциала является метод граничных элементов [3]. При этом решение внешней задачи Дирихле в теории потенциала, в отличие от внутренней, позволяет прогнозировать параметры схем максимально приближенных к реальным устройствам. Широкий класс электронно-оптических систем (ЭОС) на этапе проектирования с высокой степенью достоверности может быть описан в рамках двумерных моделей.

В настоящей статье получены конкретные формулы для вычисления с предельно высокой точностью функции распределения потенциала и поля в планарных электронно-

оптических системах с реальной толщиной и практически произвольной конфигурацией электродов. Проведено тестирование предложенного способа решения задачи.

2. Формализация метода граничных элементов

Решение задачи Дирихле состоит в отыскании потенциала $u(\xi)$ в области Ω ($\xi \in \Omega$) при заданном распределении потенциала на границе области Γ . В случае *внешней* задачи Дирихле граница Γ исследуемой области представляется совокупностью замкнутых контуров (электродов реальной толщины и конфигурации), на каждом из которых фиксируется потенциал. Рисунок 1 демонстрирует пример электронно-оптической системы, состоящей из двух электродов (контур 1 и контур 2) с потенциалами V_1 и V_2 на них.

Получаемые интегральные соотношения базируются на второй формуле Грина [4], позволяющей формализовать внешнюю плоскую задачу Дирихле в случае отсутствия объемных зарядов следующим образом

$$\gamma(\xi)u(\xi) + \int_{\Gamma} u(\chi)Q^*(\xi, \chi)d\Gamma(\chi) = \int_{\Gamma} q(\chi)U^*(\xi, \chi)d\Gamma(\chi), \quad (1)$$

где $Q^*(\xi, \chi) = \partial U^*/\partial n$, $q(\chi) = \frac{du(\chi)}{dn}$, $\xi \in \Omega \cup \Gamma$, функция $\gamma(\xi) = 2\pi$ для $\xi \in \Omega$ и определяется в общем случае конфигурацией границы в точке ξ для $\xi \in \Gamma$. Здесь n – модуль внешней нормали к границе, U^* – фундаментальное решение уравнения Лапласа.

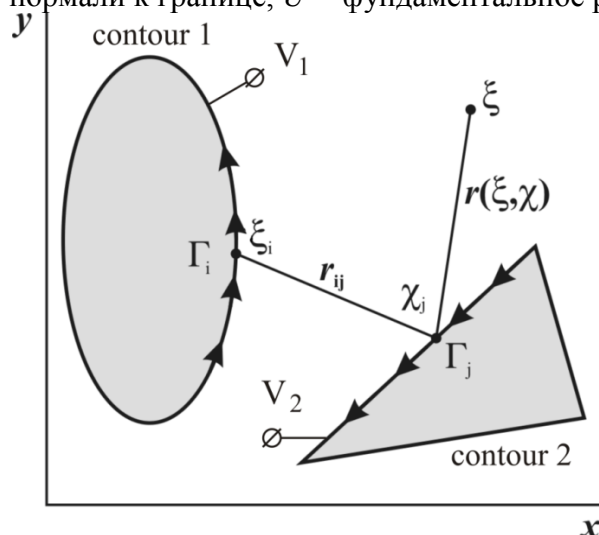


Рисунок 1. Представление границы области совокупностью замкнутых контуров (на примере двух контуров) и разбиение ее на граничные элементы

Физически уравнение (1) интерпретируется как комбинация двойного (первый интеграл) и простого (второй интеграл) заряженных слоев.

Преимущество такой формулировки задачи по сравнению с формулировкой на базе потенциала простого слоя заключается в значительном ослаблении требований к гладкости границы [5], что на практике приводит к отсутствию необходимости борьбы с особенностями плотности заряда на изломах граничного контура.

Фундаментальное решение в двумерном случае представляется натуральным логарифмом от расстояния между точками ξ и χ (Рисунок 1)

$$U^*(\xi, \chi) = -\ln r(\xi, \chi) = -\frac{1}{2} \ln([x(\chi) - x(\xi)]^2 + [y(\chi) - y(\xi)]^2).$$

Производная фундаментального решения $Q^*(\xi, \chi) = \frac{dU^*(\xi, \chi)}{dn}$ по внешней нормали $\vec{n}(n_x, n_y)$ к границе Γ определяется последовательностью следующих формул:

$$\frac{dU^*(\xi, \chi)}{dn} = \text{grad}U^* \cdot \vec{n}, \quad \text{grad}U^* = \frac{\partial U^*}{\partial x(\chi)} \vec{i} + \frac{\partial U^*}{\partial y(\chi)} \vec{j}, \quad \vec{n} = n_x \vec{i} + n_y \vec{j}, \quad (2)$$

где $\frac{\partial U^*}{\partial x} = -\frac{x(\chi) - x(\xi)}{r^2(\xi, \chi)}, \quad \frac{\partial U^*}{\partial y} = -\frac{y(\chi) - y(\xi)}{r^2(\xi, \chi)}$.

Для численного решения задачи Дирихле уравнению (1) придается дискретная форма, для чего граница Γ (поверхность всех электродов) разбивается на N граничных элементов Γ_j (Рисунок 1). С учетом постоянства потенциала на каждом контуре (электроре) и при предположении постоянства нормальной производной потенциала на каждом граничном элементе уравнение записывается в виде

$$\gamma u(\xi) + \sum_{j=1}^N u_j H_j(\xi) = \sum_{j=1}^N q_j H_j(\xi) \quad (3)$$

Для случая аппроксимации границы Γ отрезками прямых линий (векторами $\vec{\Gamma}$) формулы вычисления функций $F_j(\xi)$ и $H_j(\xi)$ имеют вид

$$F_j(\xi) = \Delta \chi_j \int_0^1 U^*(\xi, \Delta \chi_j \tau + \chi_j) d\tau = \Delta \chi_j \int_0^1 U_j^*(\xi, \tau) d\tau, \quad (4)$$

$$H_j(\xi) = \Delta \chi_j \int_0^1 Q^*(\xi, \Delta \chi_j \tau + \chi_j) d\tau = \Delta \chi_j \int_0^1 Q_j^*(\xi, \tau) d\tau, \quad (5)$$

где для удобства вычислений введена нормированная координата $\tau \in [0, 1]$. Здесь $\Delta \chi_j$ - длина прямолинейного граничного элемента Γ_j , χ_j - положение начала граничного j -того элемента на контуре электрода.

Ниже будет показано, что указанные интегралы для двумерного случая имеют аналитическое выражение.

3. Вычисление регулярного интеграла $F_j(\xi)$

Декартовы координаты для внутренних точек j -того граничного элемента через нормированную координату интегрирования могут быть выражены как

$$\chi_j(\tau) = a_j \tau + b_j, \quad y_j(\tau) = c_j \tau + d_j, \quad (6)$$

где $a_j = \cos(\alpha_j) \Delta \chi_j$, $c_j = \sin(\alpha_j) \Delta \chi_j$, b_j и d_j есть x - и y -координаты начала элемента Γ_j , α_j - угол его наклона к оси x . В таком случае

$$U^*(\xi, \tau) = -\frac{1}{2} \ln([x(\chi) - x(\xi)]^2 + [y(\chi) - y(\xi)]^2) = -\frac{1}{2} \ln [T_j \tau^2 - 2D_j(\xi) \tau + P_j(\xi)],$$

$$\text{где } T_j = a_j^2 + c_j^2, \quad D_j(\xi) = a_j [x(\xi) - b_j], \quad P_j(\xi) = [x(\xi) - b_j]^2 + [y(\xi) - d_j]^2.$$

Интегрирование функции $U_j^*(\xi, \tau)$ по τ (см. (4)) дает выражение для $F_j(\xi)$

$$F_j(\xi) = \Delta \chi_j \left\{ 0.5 \left[\left(\frac{D_j(\xi)}{T_j} - 1 \right) \ln (T_j - 2D_j(\xi) + P_j(\xi)) \right] - \frac{D_j(\xi)}{T_j} \ln P_j(\xi) - \frac{Z_j(\xi)}{T_j} A_j(\xi) + 1 \right\} \quad (7)$$

$$\text{где } Z_j(\xi) = \sqrt{T_j P_j(\xi) - D_j^2(\xi)}, \quad A_j(\xi) = \frac{\arctan(D_j(\xi))}{Z_j(\xi)} + \frac{\arctan(T_j - D_j(\xi))}{Z_j(\xi)}.$$

4. Вычисление регулярного интеграла $H_j(\xi)$

С учетом выражений (2) и (6) нормальная производная фундаментального решения может быть записана в виде

$$Q_j^*(\xi, \tau) = \frac{dU_j^*}{dn} = -\frac{(a_j n_x + c_j n_y) \tau + [b_j - x(\xi)] n_x + [d_j - y(\xi)] n_y}{T_j \tau^2 - 2D_j(\xi) \tau + P_j(\xi)}.$$

Поскольку сумма $(a_j n_x + c_j n_y)$ представляет собой скалярное произведение в координатной форме двух взаимно перпендикулярных векторов - граничного элемента $\vec{\Gamma}_j(a_j, c_j)$ и его нормали $\vec{n}_j(n_x, n_y)$, и равняется нулю, то интегрирование нормальной производной $Q_j^*(\xi, \tau)$ дает следующее выражение для вычисления интеграла $H_j(\xi)$

$$H_j(\xi) = \Delta\chi_j G_j(\xi) \int_0^1 \frac{d\tau}{T_j\tau^2 - 2D_j(\xi)\tau + P_j(\xi)} = \Delta\chi_j \frac{G_j(\xi)}{Z_j(\xi)} \left[\frac{\arctan(D_j(\xi))}{Z_j(\xi)} + \frac{\arctan(T_j - D_j(\xi))}{Z_j(\xi)} \right], \quad (8)$$

где $G_j(\xi) = [x(\xi) - b_j]n_x + [y(\xi) - d_j]n_y$.

5. Вычисление функции распределения потенциала

Вычисление электростатического потенциала проводится в два этапа. Сначала с помощью уравнения (3) рассчитывается неизвестный вектор q_j по известному граничному распределению потенциала ($\xi \in \Gamma$), т.е. решается "обратная" задача. Затем используются найденные значения q_j и заданные u_j для определения из уравнения (3) функции $u(\xi)$, $\xi \in \Omega$, т.е. решается "прямая" задача.

Для решения **обратной задачи** используется метод коллокаций, согласно которому точки ξ_i мы определяем в середине ($\xi_i = 1/2$) каждого *прямолинейного* (тогда $\sigma = \rho$) элемента Γ_i и для всей N -совокупности точек ξ_i записывается система N уравнений (3)

$$\pi u(\xi_i) + \sum_{j=1}^N u_j H_{ij} = \sum_{j=1}^N q_j F_{ij}, \quad i=1, 2, \dots, N, \quad (9)$$

где $H_{ij} = H_j(\xi_i)$, $F_{ij} = F_j(\xi_i)$.

Однако здесь возникает присущая интегральным методам теории потенциала проблема сингулярности подынтегральных функций. Интегралы (4), (5) с сингулярными ядрами имеют место при $i=j$, т.е. в том случае, когда интегрирование проводится по элементу Γ_j (назовем его сингулярным), содержащему текущий узел коллокации ξ_i .

5.1. Вычисление H_{ii}

Поскольку для сингулярных плоских граничных элементов в трехмерных задачах, или для сингулярных прямолинейных элементов в двумерных задачах $\text{grad}U^*(\xi, \chi) \perp \vec{n}$, то

$Q^*(\xi, \chi) = \partial U^* / \partial n = \text{grad}U^*(\xi, \chi) \cdot \vec{n} = 0$. Откуда для внутренней задачи Дирихле $H_{ii} = 0$.

Вследствие скачка потенциала двойного слоя при пересечении границы области изнутри наружу [6] будем иметь следующее значение интеграла H_{ii} для внешней задачи:

$$H_{ii} = 2\pi. \quad (10)$$

5.2. Вычисление F_{ii}

С учетом значения $\xi_i = 1/2$ и выражений (6) для координат точек i -того граничного элемента сингулярное фундаментальное решение может быть преобразовано к следующему виду

$$\begin{aligned} U^*(\xi_i, \tau) &= U_{ii}^*(\tau) = -\ln \sqrt{[x_i(\tau) - x(\xi_i)]^2 + [y_i(\tau) - y(\xi_i)]^2} = \\ &= -\ln \sqrt{\left[a_i \left(\tau - \frac{1}{2} \right) \right]^2 + \left[c_i \left(\tau - \frac{1}{2} \right) \right]^2} = -\ln \left(\left| \tau - \frac{1}{2} \right| \cdot \sqrt{T_i} \right). \end{aligned}$$

Полученное выражение позволяет получить окончательную формулу для вычисления интеграла (4) по сингулярному граничному элементу

$$F_{ii} = -\Delta\chi_i \int_0^1 U_{ii}^*(\tau) d\tau = \Delta\chi_i \left(1 + \frac{\ln 2}{\sqrt{T_i}} \right). \quad (11)$$

5.3. Решение обратной задачи

Таким образом, решение q_j обратной задачи в соответствии с уравнением (9) может быть получено из системы линейных уравнений

$$b_i = F_{ij} q_j,$$

где $b_i = \sum_{j=1}^N H_{ij}^* u_j$, $j=1, 2, \dots, N$; $H_{ij}^* = H_{ij}$ и вычисляется по формуле (8) для $i \neq j$;

$H_{ii}^* = \pi + H_{ii} = 3\pi$; F_{ij} вычисляется по формуле (7) для $i \neq j$ и по формуле (11) для $i=j$.

5.4. Решение прямой задачи

Для решения прямой задачи используется очевидная формула (см. уравнение (3))

$$u(\xi) = \frac{1}{2\pi} \left[\sum_{j=1}^N u_j H_j(\xi) - \sum_{j=1}^N q_j F_j(\xi) \right], \quad \xi \in \Omega. \quad (12)$$

6. Вычисление напряженности поля

Решение большого количества задач электронной оптики, например, траекторный анализ, требует знания градиента потенциала, который численными способами стандартно определяется по формулам численного дифференцирования, имеющим существенные ограничения на точность вычислений.

В случае плоского электрического поля метод граничных элементов позволяет получить аналитические выражения (конечные ряды) для составляющих градиента E_x и E_y (см. уравнение (12)):

$$E_x = \frac{\partial u(\xi)}{\partial x} = \frac{1}{2\pi} \left[\sum_{j=1}^N q_j \frac{\partial F_j(\xi)}{\partial x} - \sum_{j=1}^N u_j \frac{\partial H_j(\xi)}{\partial x} \right], \quad (13)$$

$$E_y = \frac{\partial u(\xi)}{\partial y} = \frac{1}{2\pi} \left[\sum_{j=1}^N q_j \frac{\partial F_j(\xi)}{\partial y} - \sum_{j=1}^N u_j \frac{\partial H_j(\xi)}{\partial y} \right]. \quad (14)$$

При этом входящие под знаки сумм производные $\frac{\partial H_j(\xi)}{\partial x}$, $\frac{\partial H_j(\xi)}{\partial y}$, $\frac{\partial F_j(\xi)}{\partial x}$ и $\frac{\partial F_j(\xi)}{\partial y}$ вычисляются по формулам

$$\frac{\partial H_j(\xi)}{\partial x} = \frac{\Delta \chi_j}{Z_j^2(\xi)} \left\{ \frac{n_x Z_j^2(\xi) - G_j(\xi) V_{xj}(\xi)}{Z_j(\xi)} A_j(\xi) + G_j(\xi) W_{xj}(\xi) \right\},$$

$$\frac{\partial H_j(\xi)}{\partial y} = \frac{\Delta \chi_j}{Z_j^2(\xi)} \left\{ \frac{n_y Z_j^2(\xi) - G_j(\xi) V_{yj}(\xi)}{Z_j(\xi)} A_j(\xi) + G_j(\xi) W_{yj}(\xi) \right\},$$

$$\frac{\partial F_j(\xi)}{\partial x} = \frac{\Delta \chi_j}{T_j} \left\{ \frac{\frac{1}{2} a_j \ln(S_j(\xi))}{P_j(\xi)} - \frac{[T_j - D_j(\xi)][x(\xi) - b_j - a_j]}{S_j(\xi)} - \frac{V_{xj}(\xi)}{Z_j(\xi)} A_j(\xi) - \frac{D_j(\xi)[x(\xi) - b_j]}{P_j(\xi)} - W_{xj}(\xi) \right\},$$

$$\frac{\partial F_j(\xi)}{\partial y} = \frac{\Delta \chi_j}{T_j} \left\{ \frac{\frac{1}{2} c_j \ln(S_j(\xi))}{P_j(\xi)} - \frac{[T_j - D_j(\xi)][y(\xi) - d_j - c_j]}{S_j(\xi)} - \frac{V_{yj}(\xi)}{Z_j(\xi)} A_j(\xi) - \frac{D_j(\xi)[y(\xi) - d_j]}{P_j(\xi)} - W_{yj}(\xi) \right\},$$

где

$$S_j(\xi) = T_j - 2D_j(\xi) + P_j(\xi) = [x(\xi) - b_j - a_j]^2 + [y(\xi) - d_j - c_j]^2,$$

$$V_{xj}(\xi) = T_j [x(\xi) - b_j] - a_j D_j(\xi), \quad V_{yj}(\xi) = T_j [y(\xi) - d_j] - c_j D_j(\xi),$$

$$W_{xj}(\xi) = \frac{1}{T_j} \left[\frac{a_j Z_j^2(\xi) - D_j(\xi) V_{xj}(\xi)}{P_j(\xi)} - \frac{a_j Z_j^2(\xi) + [T_j - D_j(\xi)] V_{xj}(\xi)}{S_j(\xi)} \right],$$

$$W_{yj}(\xi) = \frac{1}{T_j} \left[\frac{c_j Z_j^2(\xi) - D_j(\xi) V_{yj}(\xi)}{P_j(\xi)} - \frac{c_j Z_j^2(\xi) + [T_j - D_j(\xi)] V_{yj}(\xi)}{S_j(\xi)} \right].$$

7. Тестирование методики

На базе рассмотренных формализованных алгоритмов решения внешней плоской задачи Дирихле методом граничных элементов разработан модуль расчета электростатических полей, являющийся ядром авторского программного комплекса "FocusPlanarSystem" [7,8] по моделированию планарных систем электронной и ионной оптики. Тестирование предложенной методики на модельных задачах позволило сделать следующие заключения:

- для ЭОС с прямолинейными сечениями электродов погрешность вычислений в пределе лимитирована лишь ошибками округления (см. Рисунок 2);

- для ЭОС с криволинейными электродами погрешность расчетов определяется точностью аппроксимации границы прямолинейными отрезками и не превышает в описываемой программной реализации $\sim 10^{-3}$ % (см. Рисунок 3).

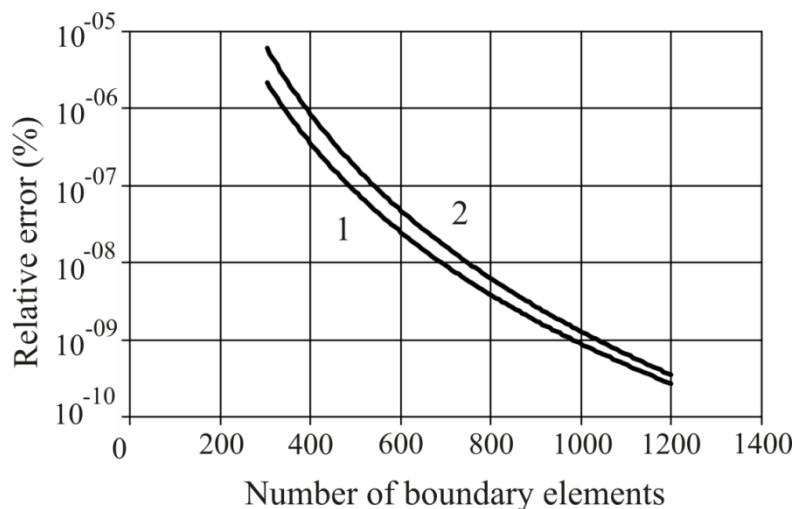


Рисунок 2. Зависимость относительной погрешности вычисления потенциала (кривая 1) и напряженности электрического поля (кривая 2) от количества граничных элементов (N) в центральной точке плоского конденсатора с отношением расстояния между пластинами вдоль оси Ox к их протяженности вдоль оси Oy , равным 1:20

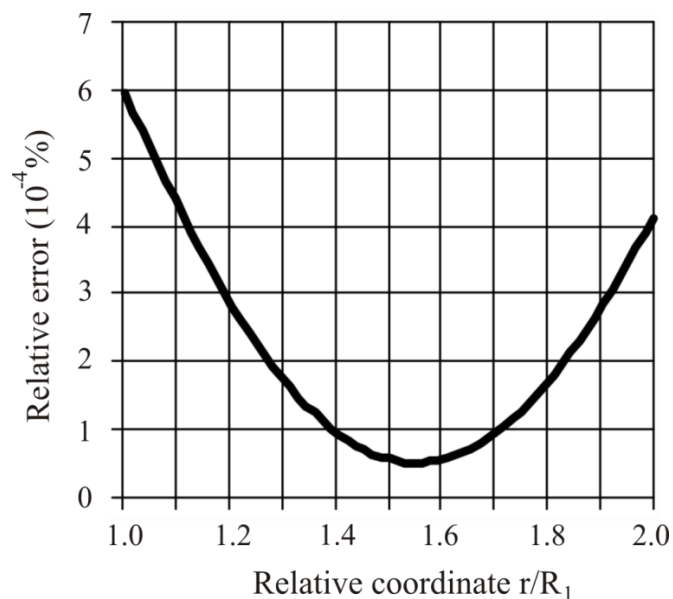


Рисунок 3. Радиальная зависимость относительной погрешности вычисления потенциала в цилиндрическом конденсаторе с отношением радиусов внешнего (R_2) и внутреннего (R_1) цилиндров, равным $R_2/R_1=2:1$.

На рисунке 4 в качестве демонстрации эффективности практического использования предложенного способа решения задачи Дирихле и аналитических возможностей программы “FocusPlanarSystem” представлены карты распределения потенциала и модуля градиента потенциала в квадрупольной системе.

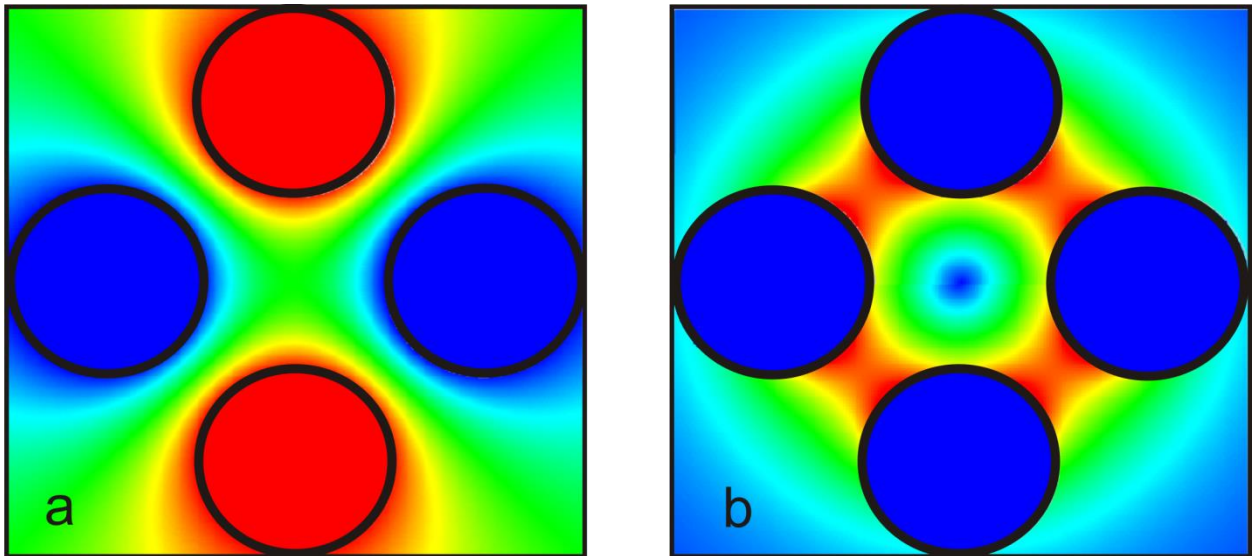


Рисунок 4. Карта распределения потенциала (a) и модуля градиента потенциала (b) в квадрупольной системе

8. Заключение

Максимальное приближение моделей к реальным устройствам электронной оптики может быть достигнуто во внешней постановке задачи Дирихле. В настоящей статье получены конкретные формулы, позволяющие провести вычисление потенциала во внешнем пространстве, создаваемое практически произвольной планарной системой электродов, методом граничных элементов. Представлены конечные ряды для оценки величины градиента потенциала в любой точке пространства. Показано, что точность вычислений в пределе ограничена лишь ошибками округления.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №15-19-00132).

Литература

1. Yu. K. Golikov, N.K. Krasnova Electrostatic mass spectrometer for concurrent mass-, energy- and angle-resolved measurements // [NuclInstrum Meth Phys Res A](#) , 1999, vol. 427, no. 1-2, pp. 208-212.
2. [D. Cubric](#), [A. De Fanis](#), [I. Konishi](#), [S. Kumashiro](#) Parallel acquisition electrostatic electron energy analyzers for high throughput nano-analysis// [NuclInstrum Meth Phys Res A](#) , 2011, vol. 645, no. 1, pp. 227-233.
3. Cheng, Alexander H.-D.; Cheng, Daisy T. Heritage and early history of the boundary element method // *Engineering Analysis with Boundary Elements*, 2005, vol.29, no. 3, pp. 268–302.
4. Green G. An essay on the application of mathematical analysis to the theories of electricity and magnetism // Printed for the Author by Wheelhouse T. Nottigham; 1828. 72 p. Also, *Mathematical papers of George Green*. Chelsea Publishing Co.; 1970. p. 1–115.
5. [C. A. Brebbia](#), [J. C. F. Telles](#), [L. C. Wrobel](#) Boundary Element Techniques: Theory and Applications in Engineering // Springer London, Limited, 2012, 464 p.
6. Sternberg WJ, Smith TL. The theory of potential and spherical harmonics: University of Toronto Press; 1944.
7. Trubitsyn A.A. The software “FOCUS” to simulate axi-symmetrical and planar electron (ion) optical systems // Abstracts of the Eighth International Conference on Charged Particle Optics (CPO-8). Software Demo Session. - Singapore, 2010.- P.208-209.
8. www.focuspro-soft.com

МЕТОДИКА РАСЧЕТА ПОЛЯ ДВОЙКО-СИММЕТРИЧНОЙ КАТОДНОЙ ЛИНЗЫ

А.Т. ИБРАЕВ, А.САГЫНДЫК, Д. ДЖУНУСОВА

*Казахский национальный исследовательский технический университет имени
К.И.Сатпаева г. Алматы, Казахстан*

Жұмыс барысында қос симметриялы электронды-оптикалық жүйенің бас оптикалық осьтегі потенциалдар таралуын табу үшін Дирихле есебі шешімі беріледі. Оптикалық жүйе арнайы әдіспен орналасқан пластиналар арқылы жасалады. Айнымалылар бөлу әдісімен есеп шешімі қарапайым және сандық есептеуге ыңғайлы түрде келтіріледі. The paper is designed to solve the Dirichlet problem in order to determine the distribution of electrostatic potential along the main optical axis of the doubly - symmetrical electron-optical element, which is represented as the set of electrodes that made in the form of plate which are symmetrically arranged with the plane of symmetry. The usage of the method of separation of variables provides a solution in a simple and convenient form for the further numerical studies.

Кілттік сөздер: *өріс, потенциал, линза, симметрия, функция, таралу.*

Keywords: *field, potential, the lens, the symmetry, the function, distribution.*

В настоящее время в большинстве ионно- и электроннолучевых аналитических приборов и технологических установок преимущественно используются элементы с осевой симметрией. В ряде случаев, для улучшения их технических характеристик применяются также элементы двумя плоскостями симметрии[1,2]. При их проектировании важной задачей является определение распределения фокусирующих полей.

В данной работе рассмотрим задачу определения распределения электростатического потенциала в электронных линзах, содержащих набор плоских электродов, расположенных симметрично и параллельно плоскостям симметрии поля. Полученные результаты далее будут использованы для анализа фокусирующих свойств определенного вида электронных линз и выработки предложений по совершенствованию конкретных приборов и устройств.

Для решения поставленной задачи необходимо решить трехмерное уравнение Лапласа с заданными граничными условиями, то есть решить задачу Дирихле для заданной системы электродов, обеспечивающих трехмерное распределение электростатического потенциала с двумя плоскостями симметрии.

Введем декартовую систему координат x, y, z . Поле линзы должно обладать симметрией относительно плоскостей xz и yz . Рассмотрим случай трехэлектродной катодной линзы, катод которой расположен в плоскости xy при значении третьей координаты $z = 0$.

Отметим, третья координата для рассматриваемой линзы является ее главной оптической осью. Потенциал катода принимается равным нулю. Две пары плоских пластинчатых электродов размещаются симметрично плоскости xz , расстояния от этой плоскости до электродов примем равным l_y , другие две пары пластинчатых плоских электродов размещаются симметрично плоскости yz на расстоянии l_x . В направлении главной оптической оси z эти пары электродов разделены щелью, расположенной у плоскости xy с координатой z_1 .

Как известно, уравнение Лапласа для трехмерного случая в декартовой системе координат имеет вид

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = 0, \quad (1)$$

где $U = U(x, y, z)$ - распределение электростатического потенциала.

Граничные условия к уравнению (1) могут быть выражены в следующем виде:

$$U(x, y, 0) = 0, \quad (2)$$

$$U(l_x, l_y, z) = U_1, \quad 0 \leq z \leq z_1, \quad (3)$$

$$U(l_x, l_y, z) = U_2, \quad z_1 \leq z \leq l_z. \quad (4)$$

В (4) l_z обозначает координату плоскости, которой ограничены продольные (т.е. вдоль главной оптической оси) размеры рассматриваемой линзы.

Общее решение уравнения (1) при использовании метода разделения переменных может быть определено в форме следующего выражения

$$U(x, y, z) = e^{k_x x + k_y y + k_z z}, \quad (5)$$

при этом должно выполняться условие

$$k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = 0. \quad (6)$$

С учетом отмеченных выше симметрий, граничных условий (2) – (4) и уравнения (5), решения для рассматриваемой электронной линзы может быть представлено в виде

$$U(x, y, z) = \sum_{n=1}^{\infty} A_n \operatorname{ch} \frac{k_n x}{l_x} \operatorname{ch} \frac{k_n y}{l_y} \sin \frac{k_n \sqrt{l_x^2 + l_y^2}}{l_x l_y} z \quad (7)$$

или в виде

$$U(x, y, z) = \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cos \frac{k_n x}{l_x} \cos \frac{k_n y}{l_y} \operatorname{sh} \frac{k_n \sqrt{l_x^2 + l_y^2}}{l_x l_y} z. \quad (8)$$

Отметим, при выводе последних уравнений была учтена необходимость выполнения условия (6). Очевидно, для дальнейших преобразований необходимо раскрыть значение коэффициента k_n .

Рассмотрим далее решение задачи с использованием уравнения (7). Для этого случая определим значение k_n выражением

$$k_n = \frac{2n-1}{2} \pi \frac{l_x l_y l_z}{\sqrt{l_x^2 + l_y^2}}. \quad (9)$$

Попутно отметим, что для уравнения (8) этот коэффициент должен выбираться в зависимости от конкретно заданных начальных условий и может быть задан в другом виде, например,

$$k_n = 2\pi n. \quad (10)$$

С учетом (9) уравнение (7) принимает вид

$$U(x, y, z) = \sum_{n=1}^{\infty} A_n \operatorname{ch} \left(\frac{2n-1}{2\sqrt{l_x^2 + l_y^2}} l_y l_z \pi x \right) \operatorname{ch} \left(\frac{2n-1}{2\sqrt{l_x^2 + l_y^2}} l_x l_z \pi y \right) \sin \left(\frac{2n-1}{2l_z} \pi z \right). \quad (11)$$

В уравнении (11) следует определить значения коэффициентов A_n . Для нахождения выражений для этих коэффициентов перепишем уравнение (11) с учетом граничных условий (2) – (4)

$$U(l_x, l_y, z) = \sum_{n=1}^{\infty} A_n \left[ch \left(\frac{2n-1}{2\sqrt{l_x^2 + l_y^2}} \pi l_x l_y l_z \right) \right]^2 \sin \left(\frac{2n-1}{2l_z} \pi z \right) \quad (12)$$

Уравнение (12) представляет собой разложение в ряд Фурье по тригонометрическим функциям, в данном случае, по синусам, откуда следует

$$A_n \left[ch \left(\frac{2n-1}{2\sqrt{l_x^2 + l_y^2}} \pi l_x l_y l_z \right) \right]^2 = \frac{2}{l_z} \int_0^{l_z} U(l_x, l_y, z) \sin \left(\frac{2n-1}{2l_z} \pi z \right) dz \quad (13)$$

Решая уравнение (13) с учетом начальных условий (3) и (4) получаем

$$A_n = \frac{4 \left[u_1 + (u_2 - u_1) \cos \left(\frac{2n-1}{2l_z} \pi z_1 \right) \right]}{(2n-1) \pi \left[ch \left(\frac{2n-1}{2\sqrt{l_x^2 + l_y^2}} \pi l_x l_y l_z \right) \right]^2} \quad (14)$$

С учетом (9) уравнение (11) и выражение (14) могут быть представлены в виде

$$U(x, y, z) = \sum_{n=1}^{\infty} A_n ch \left(\frac{k_n}{l_x} x \right) ch \left(\frac{k_n}{l_y} y \right) \sin \left(\frac{2n-1}{2l_z} \pi z \right), \quad (15)$$

$$A_n = \frac{4 \left[u_1 + (u_2 - u_1) \cos \left(\frac{2n-1}{2l_z} \pi z_1 \right) \right]}{(2n-1) \pi [ch(k_n)]^2} \quad (16)$$

При решении практических задач по исследованию фокусирующих свойств электронных линз обычно используются функции осевых распределений потенциала и их производные по координате главной оптической оси. В рассматриваемой электронной линзе распределение осевого потенциала $\Phi(z)$ находим из (15), принимая значения поперечных координат равными нулю. Таким образом, имеем

$$\Phi(z) = U(0, 0, z) = \sum_{n=1}^{\infty} A_n \sin \left(\frac{2n-1}{2l_z} \pi z \right) \quad (17)$$

Производные осевого потенциала определяются по формулам

$$\frac{d\Phi}{dz} = \Phi'(z) = U'(0, 0, z) = \sum_{n=1}^{\infty} A_n \frac{2n-1}{2l_z} \pi \cos \left(\frac{2n-1}{2l_z} \pi z \right), \quad (18)$$

$$\frac{d^2\Phi}{dz^2} = \Phi''(z) = U''(0, 0, z) = -\sum_{n=1}^{\infty} A_n \left(\frac{2n-1}{2l_z} \pi \right)^2 \sin \left(\frac{2n-1}{2l_z} \pi z \right) \quad (19)$$

Далее значения осевого потенциала и производных из (17) – (19) в задачах оптики заряженных частиц используются для расчетов параксиальных параметров электронной линзы. Для исследования абберационных характеристик используются также производные третьего и четвертого порядков.

В заключение отметим, что по полученным выше формулам были проведены расчеты распределений осевого потенциала и их производных для линз с конкретными значениями начальных условий. Некоторые результаты приводятся ниже.

На рисунке 1 приведены результаты расчетов осевого потенциала при $l_x = l_y = 0,1$; $l_z = 1$; $u_1 = 0$; $u_2 = 1$ и $z_1 = 0,05$ (линия, расположенная слева); $z_1 = 0,1$ (линия посередине); $z_1 = 0,15$ (линия, расположенная справа).

На рисунках 2 и 3 приведены результаты расчетов осевого потенциала и его первой производной по z , при указанных в подписях к рисункам значениях граничных условий.

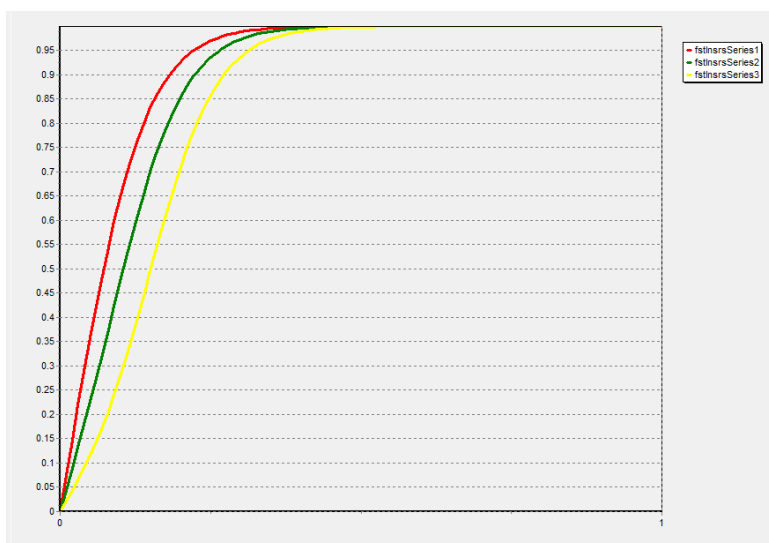


Рисунок 1. Результаты расчетов распределения осевого потенциала.

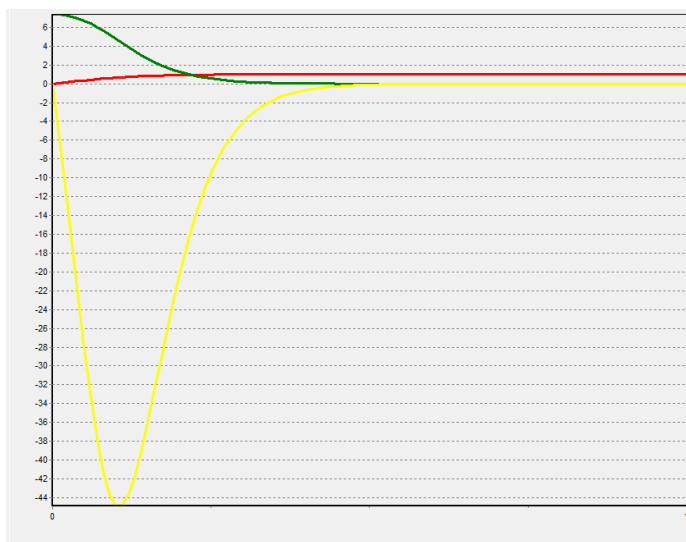


Рисунок 2. Результаты расчетов осевого потенциала и его производной при значениях $l_x = l_y = 0,1$; $l_z = 1$; $z_1 = 0,05$; $u_1 = 0$; $u_2 = 1$.

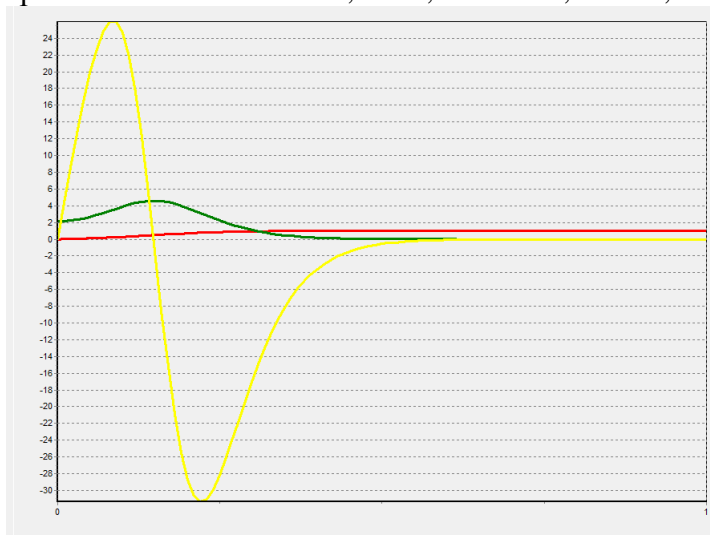


Рисунок 3. Результаты расчетов осевого потенциала и его производной

при значениях при $l_x = l_y = 0,1$; $l_z = 1$; $z_1 = 0,15$; $u_1 = 0$; $u_2 = 1$.

Литература

1. Ibrayev A.T. Theory of Cathode Lens with Multipole Components of Electrostatic Field and the Space Charge.– Microscopy and Microanalysis, 2015, V. 21, N6, P. 270-275.
2. M. Szilagyí, Electron and Ion Optics (Mir, Moscow, 1990) 639 p.

УДК 537.533

Бессеточный энергоанализатор на основе закрытой зеркальной системы с двумерным полем

И.Ф. Спивак-Лавров, М.С. Курманбай, Г.А. Байманова, А.Г. Дуйсенова
*Актюбинский региональный государственный университет им. К. Жубанова
г.Актобе, Казахстан*

Екі өлшемді өрісті айналық жабық жүйе негізіндегі энергоанализатор ұсынылып және есептелінген, мұндағы артықшылық – зарядталған бөлшектердің жүйеге кіруі мен шығарылуы торды пайдаланбай өткізіледі. Айнадағы электростатикалық өрістің таралуы үшін аналитикалық өрнектемелер шығарылған. Жоғары дәрежедегі кеңістік фокустау және үлкен дисперсиялы жүйелер табылған.

A energy analyzer on the basis of closed mirror system with a two-dimensional field in which the entry of charged particles and their exit from the analyzer is produced with out the use of meshes calculated. The analytical expressions for the distribution of the electrostatic field in the mirror.found systems with high quality spatial focus and a sufficiently large variance.

Кілттік сөздер: *екі өлшемді электрондық айналар, зарядталған бөлшектер үшін энергоанализатор.*

Key words: electrostatic mirror with a two-dimensional field, a energy analyzer of charged particles.

Введение

Зеркальный энергоанализатор на основе плоского конденсатора рассмотрен в работе [1].

При расположении источника и детектора заряженных частиц вне однородного поля конденсатора может быть достигнута пространственная фокусировка второго порядка по углу расходимости пучка, что позволяет создавать приборы с высоким разрешением и чувствительностью. При этом фокусировка второго порядка в однородном поле

достигается при угле ввода пучка в поле конденсатора равном 30° . Чтобы не нарушить однородность поля, ввод и вывод заряженных частиц в конденсаторе необходимо производить через систему сеток, что и является основным недостатком анализатора.

Использование мелкоструктурных сеток приводит к ряду негативных эффектов, основным из которых является рассеяние частиц на неоднородностях поля вблизи сетки.

В настоящей работе предложен зеркальный закрытый анализатор с двумерным полем (ЗЗАДП). В рабочей части зеркала создается электрическое поле близкое к однородному.

Ввод и вывод частиц осуществляется через отверстия в торцах зеркала, где поле практически отсутствует, что позволяет обойтись без использования сеток.

Расчет поля анализатора

Аналитические выражения для потенциала, описывающего поле закрытого с торцов зеркала могут быть получены с помощью методов теории функций комплексной

переменной (ТФКП). В декартовых переменных η и ζ потенциал $\varphi(\zeta, \eta)$ удовлетворяет

граничным условиям в симметричном прямоугольнике, представленном на рис. 1.

Потенциал верхнего электрода $\eta = \eta_k$ равен V , а остальные электроды имеют потенциал V_0 , причем ширина зеркала равна $d = 2\eta_k$, а его длина равна $L = 2\zeta_k$.

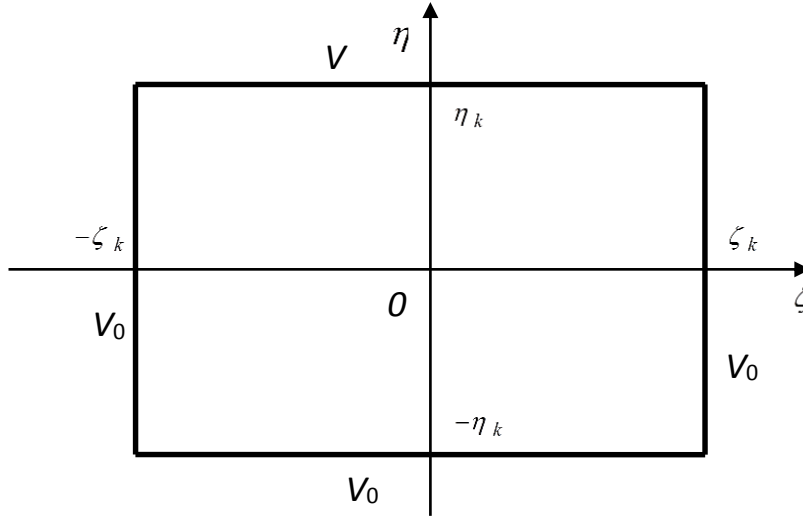


Рис. 1. Двумерная граничная задача в $\zeta \eta$ плоскости.

Отобразим этот прямоугольник на верхнюю полуплоскость комплексной плоскости $w = u + iv$, используя конформное преобразование [2]:

$$\zeta + i\eta = i\eta_k + C \int_0^w f(w) dw, \quad (1)$$

где подынтегральная функция определяется выражением:

$$f(w) = \frac{1}{\sqrt{(1-w^2)\left(1-\frac{w^2}{a^2}\right)}}. \quad (2)$$

Точки w -плоскости ± 1 соответствуют вершинам $\mp \zeta_k + i\eta_k$, а точки $\pm a$ – вершинам $\mp \zeta_k - i\eta_k$. Для определения постоянных в (1) нужно вычислить следующие интегралы:

$$C J_1 = C \int_0^1 f(u) du = -\zeta_k, \quad -iC J_2 = -iC \int_1^a f(u) du = i2\eta_k. \quad (3)$$

Интегралы J_1, J_2 в выражениях (3) являются эллиптическими. Их значения находились численно, причем в δ -окрестности особых точек $\pm 1, \pm a$ интегралы вычислялись аналитически, что позволило получить точность расчета не хуже, чем δ^2 :

$$J_1 = \int_0^{1-\delta} f(u) du + \frac{a\sqrt{2\delta}}{\sqrt{a^2-1}}, \quad (4)$$

$$J_2 = \int_{1+\delta}^{a-\delta} f(u) du + \frac{a\sqrt{2\delta}}{\sqrt{a^2-1}} + \frac{\sqrt{2a\delta}}{\sqrt{a^2-1}}, \quad (5)$$

В таблице 1 для различных значений параметра приведены вычисленные значения интегралов J_1, J_2 , а также их отношение, равное

$$\frac{J_1}{J_2} = \frac{\zeta_k}{2\eta_k} = \frac{L}{2d} \quad (6)$$

Подбирается значение параметра a таким образом, чтобы выполнялось соотношение (6) и для этого значения a из выражения (3) находится постоянная C .

Табл. 1. Значения интегралов J_1, J_2 в зависимости от величины параметра a .

a	J_1	J_2	J_1/J_2
1.0001	5.6451983	1.57087487	3.5936652
1.0005	4.8415072	1.57118902	3.0814289
1.001	4.4960948	1.57158152	2.8608728
1.005	3.6993355	1.57471608	2.3492079
1.01	3.3614584	1.57862111	2.1293636
1.05	2.6124393	1.60934794	1.6232905
1.1	2.3219242	1.64653035	1.4101922
1.2	2.0672551	1.71715317	1.2038851
1.5	1.8096676	1.90424158	0.9503351
2.0	1.6857505	2.15651583	0.7817010
3.0	1.6173868	2.52862575	0.6396308

Распределение гармонического потенциала в W -плоскости определяется выражением:

$$F(u, v) = V_0 + \frac{V - V_0}{\pi} \left(\operatorname{arctg} \frac{1-u}{v} + \operatorname{arctg} \frac{1+u}{v} \right) \quad (7)$$

Запишем также частные производные гармонического потенциала (15):

$$F_u \equiv \frac{\partial F}{\partial u} = \frac{V - V_0}{\pi} v \left[\frac{1}{v^2 + (1+u)^2} - \frac{1}{v^2 + (1-u)^2} \right], \quad (8)$$

$$F_v \equiv \frac{\partial F}{\partial v} = -\frac{V - V_0}{\pi} \left[\frac{1+u}{v^2 + (1+u)^2} - \frac{1-u}{v^2 + (1-u)^2} \right]. \quad (9)$$

Решая дифференциальное уравнение для эквипотенциалей:

$$\frac{dv}{du} = -\frac{F_u}{F_v}, \quad (10)$$

построим картину эквипотенциалей в w -плоскости, которая представлена на рис. 2. Здесь электрод с потенциалом $V = 2$ расположен на действительной оси в интервале $-1 < u < 1$,

на остальной части действительной оси потенциал $V_0 = 1$. На рисунке изображены 9 эквипотенциалей с потенциалом $F = 1.9; 1.8; \dots; 1.1$.

Для нахождения потенциала $\varphi(\zeta, \eta)$, определяющего поле анализатора, необходимо в выражении (7) перейти от переменных u, v к переменным ζ, η с помощью конформного преобразования (1).

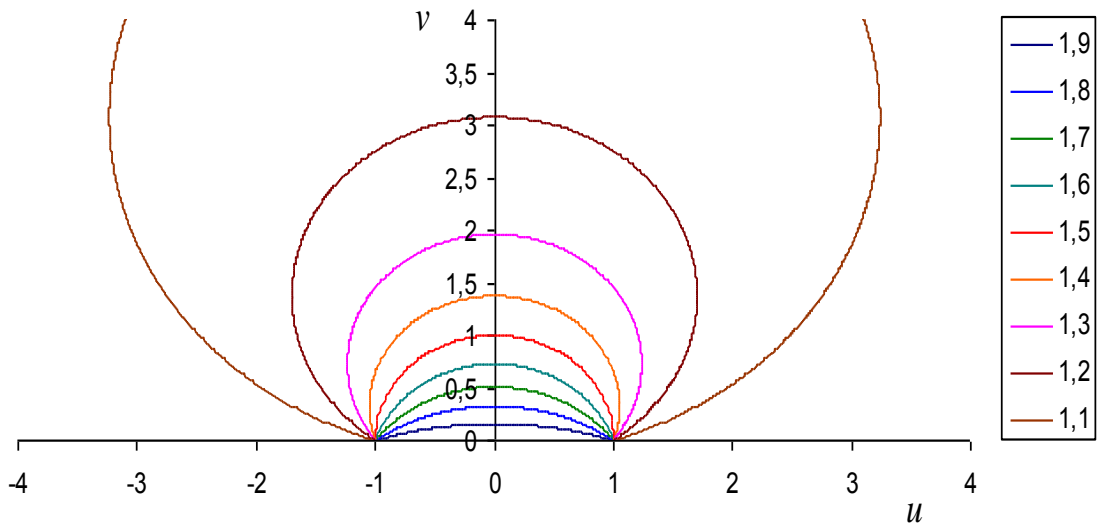


Рис. 2. Картина эквипотенциалей в uv плоскости.

Используя потенциал $F(u, v)$ и конформное преобразование (1), найдем производные потенциала $\varphi(\zeta, \eta)$ по переменным ζ, η :

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \zeta} = \frac{\partial F}{\partial u} \frac{\partial u}{\partial \zeta} + \frac{\partial F}{\partial v} \frac{\partial v}{\partial \zeta}, \quad \frac{\partial \varphi}{\partial \eta} = \frac{\partial F}{\partial u} \frac{\partial u}{\partial \eta} + \frac{\partial F}{\partial v} \frac{\partial v}{\partial \eta}. \quad (11)$$

Дифференцируя (1), запишем соотношение:

$$\frac{Ca}{\sqrt{(1-w^2)(a^2-w^2)}} = \frac{\partial \zeta}{\partial u} - i \frac{\partial \zeta}{\partial v} = \frac{\partial \eta}{\partial v} + i \frac{\partial \eta}{\partial u}. \quad (12)$$

Откуда

$$\frac{\partial \zeta}{\partial u} = \frac{\partial \eta}{\partial v} = \frac{Ca \cos \frac{\psi_1 + \psi_2}{2}}{4 \sqrt{\left[(1-u^2+v^2)^2 + 4u^2v^2 \right] \left[(a^2-u^2+v^2)^2 + 4u^2v^2 \right]}}. \quad (13)$$

$$-\frac{\partial \zeta}{\partial v} = \frac{\partial \eta}{\partial u} = \frac{Ca \sin \frac{\psi_1 + \psi_2}{2}}{4 \sqrt{\left[(1-u^2+v^2)^2 + 4u^2v^2 \right] \left[(a^2-u^2+v^2)^2 + 4u^2v^2 \right]}}. \quad (14)$$

Здесь

$$\psi_1 = \arctg \frac{2uv}{1-u^2+v^2}, \quad \psi_2 = \arctg \frac{2uv}{a^2-u^2+v^2}. \quad (15)$$

Обратные производные, входящие в (11), найдем по формулам:

$$\frac{\partial u}{\partial \zeta} = \frac{\partial v}{\partial \eta} = \frac{\frac{\partial \zeta}{\partial u}}{\left(\frac{\partial \zeta}{\partial u} \right)^2 + \left(\frac{\partial \zeta}{\partial v} \right)^2}, \quad \frac{\partial u}{\partial \eta} = -\frac{\partial v}{\partial \zeta} = -\frac{\frac{\partial \zeta}{\partial v}}{\left(\frac{\partial \zeta}{\partial u} \right)^2 + \left(\frac{\partial \zeta}{\partial v} \right)^2}. \quad (16)$$

Эквипотенциали поля в переменных ζ, η можно построить, решая уравнение (10) совместно с уравнениями:

$$\frac{d\zeta}{du} = \frac{\partial \zeta}{\partial u} + \frac{\partial \zeta}{\partial v} \frac{dv}{du}, \quad \frac{d\eta}{du} = \frac{\partial \eta}{\partial u} + \frac{\partial \eta}{\partial v} \frac{dv}{du}. \quad (17)$$

Картина эквипотенциалей поля в ζ, η плоскости приведена на рис. 3. Расчет проведен для зеркала, у которого $L=2.40$, $a=1.2026935$, $C=-0.58173664$, $V=2$, $V_0=1$, эквипотенциалам соответствуют потенциалы от 1,9 до 1,1 через 0,1.

Расчет траекторий частиц

Уравнения движения заряженной частицы в анализаторе в безразмерных переменных ζ, η можно записать в следующем виде:

$$\ddot{\zeta} = \Phi_{\zeta}, \quad \ddot{\eta} = \Phi_{\eta}. \quad (18)$$

Здесь $\Phi = \varphi/V_0$ – безразмерный потенциал, за единицу длины берется величина d , индексы у $\Phi = \Phi(\zeta, \eta)$ обозначают частные производные по соответствующим координатам,

точки обозначают производные по безразмерному времени $\tau = t/\tau_0$, где

$$\tau_0 = d \sqrt{\frac{m}{qV_0}}. \quad (19)$$

В последней формуле m – масса частицы, q – электрический заряд частицы. При численном интегрировании уравнений (18) начальные условия для частиц пучка задавались на оси симметрии $\zeta = 0$ следующим образом: $\eta_i \neq 0$, $\dot{\eta}_i = 0$, $\zeta_i = 0$, $\dot{\zeta}_i = -\sqrt{2 \Phi(0, \eta_i)}$, чтобы получить симметричные траектории. Одновременно с уравнениями (19) интегрировались уравнения:

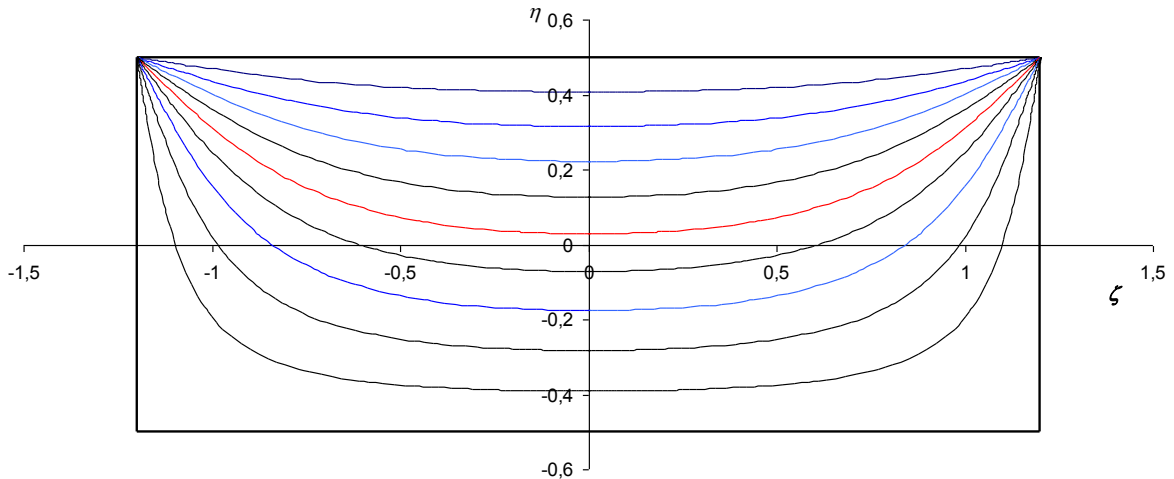


Рис. 3. Картина эквипотенциалей в ζ, η плоскости для зеркала, у которого $L=2.40$, $a=1.2026935$, $C=-0.58173664$, $V=2$, $V_0=1$.

$$\dot{u} = \frac{\partial u}{\partial \zeta} \dot{\zeta} + \frac{\partial u}{\partial \eta} \dot{\eta}, \quad \dot{v} = \frac{\partial v}{\partial \zeta} \dot{\zeta} + \frac{\partial v}{\partial \eta} \dot{\eta}. \quad (20)$$

Задавались следующие начальные условия для этих уравнений: $u_i = 0$, а значение v_i определялось из интегрального уравнения:

$$\eta_i = \eta_k + C \int_0^{v_i} \frac{dv}{\sqrt{(1+v^2)(1+\frac{v^2}{a^2})}} \quad (21)$$

Из уравнений (20) находились переменные u и v , дающие образ траектории в w -плоскости, что позволило с помощью формул (8), (9) и (15) – (17), находить производные потенциала, входящие в (18). Подбиралось значение потенциала V верхнего электрода и значение параметра a , при которых симметричная осевая траектория пучка проходила через вершину нижнего угла зеркала под углом примерно 30° к горизонту. Для этой траектории в некоторой точке вблизи вершины нижнего угла зеркала, где поле практически отсутствует, а потенциал Φ_1 близок к единице, находились значения $u_1, v_1, \zeta_1, \dot{\zeta}_1, \eta_1, \dot{\eta}_1$ и потенциал $\Phi_1 = \Phi_1(\zeta_1, \eta_1)$. Затем определялись обращенные начальные условия для уравнений (18): $u_0 = u_1, v_0 = v_1, \zeta_0 = \zeta_1, \dot{\zeta}_0 = -\sqrt{1+(\varepsilon/\Phi_1)}\dot{\zeta}_1, \eta_0 = \eta_1, \dot{\eta}_0 = -\sqrt{1+(\varepsilon/\Phi_1)}\dot{\eta}_1$ и эти уравнения снова интегрировались по времени с новыми начальными условиями для того, чтобы получить уже всю траекторию. В последних формулах ε определяет энергетический разброс в пучке.

Был проведен расчет траекторий для зеркала, у которого $L = 4.84016, a = 1.004, C = -0.63535087$. Значение η_i для осевой траектории выбиралось равным $\eta_i = 0.318$, ее угол наклона к оси абсцисс $\alpha = 29.09^\circ$. Потенциал V верхнего тормозящего электрода подбирался таким образом, чтобы осевая траектория проходила через вершину угла, образованного торцевым и нижним электродами с потенциалом $V_0 = 1$. Этот потенциал оказался равным $V = 0.609$. На рис. 4. приведена картина поля зеркала, а также осевая и две крайние траектории моноэнергетического пучка заряженных частиц. Угол

расходимости крайних траекторий пучка на рисунке $\Delta\alpha = 3^\circ$. На рисунке также показана траектория частицы, движущейся по осевой траектории с другой энергией, причем для нее $\varepsilon = 0,02$. По расчетным данным линейная дисперсия анализатора вдоль оси ζ равна примерно 8.7 на 100% изменения энергии. Размеры пучка в кроссовере в направлении оси ζ при $\eta = \eta_d = -1.4$ равны $\Delta\zeta_d = 0.0078$. Таким образом, ожидаемое разрешение анализатора по энергии более 1000 при $\Delta\alpha = 3^\circ$.

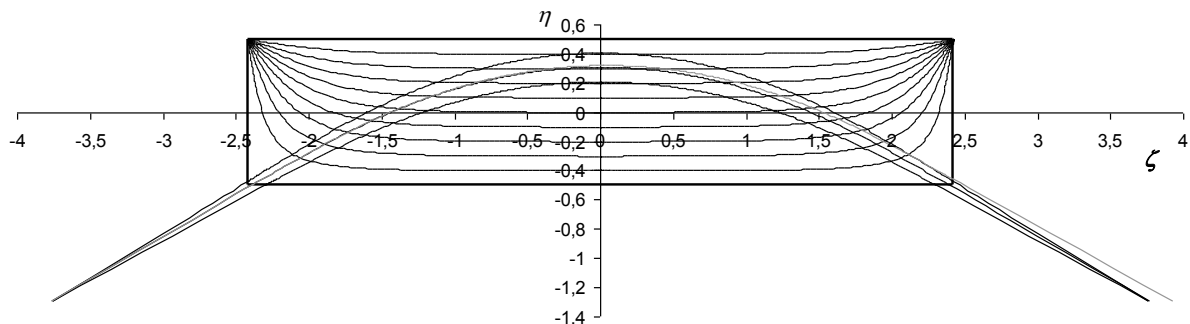


Рис. 4. Траектории пучка заряженных частиц в ЗСАДП, у которого $L = 4.84016, a = 1.004$, потенциал на тормозящем электроде $V = 0.609$.

Отметим, что аналогичным образом может быть рассчитан цилиндрический зеркальный энергоанализатор с закрытыми торцами (ЦЗЭЗТ), рассмотренный в работах [3,4]. Для этого энергоанализатора потенциал электростатического поля Φ в цилиндрических координатах r, ψ, z зависит только от переменных r, z и удовлетворяет уравнению Лапласа. Переходя к безразмерным переменным с помощью соотношений [5]:

$$\eta = \ln \frac{r}{R}, \quad \zeta = \frac{z}{R}, \quad (22)$$

где

$$R = \sqrt{R_1 R_2}, \quad (23)$$

получим распределение потенциала $\Phi = \Phi(\zeta, \eta)$ в гармоническом приближении, совпадающее с полем двумерной системы рассмотренной выше, для которой ζ и η рассматривались как декартовы координаты. В последней формуле R_1, R_2 – радиусы внутренней и внешней цилиндрических поверхностей соответственно. При этом необходимо считать, что потенциал торцов и внутреннего цилиндра равен V_0 , а потенциал внешнего цилиндра равен V , причем параметр η_k на рис. 1 для цилиндрического анализатора определяется соотношением $\eta_k = \ln \sqrt{R_2/R_1}$. Уравнения движения заряженной частицы в цилиндрическом анализаторе в переменных ζ, η имеют следующий вид:

$$\ddot{\zeta} = \Phi_{\zeta}, \quad \ddot{\eta} + \dot{\eta}^2 = e^{-\eta^2} \Phi_{\eta}. \quad (24)$$

Таким образом, расчет ЦЗЭЗТ также может быть выполнен по вышеприведенной схеме с заменой уравнений (18) уравнениями (24) и с учетом различия в начальных условиях.

Заключение

В работе использован метод расчета пространственного распределения потенциала в плоских зеркалах, основанный на использовании методов ТФКП. Найдено распределение поля в закрытом зеркальном анализаторе с двумерным полем. Рассчитан анализатор, в которых ввод и вывод пучка осуществляется через отверстия в электродах, где поле практически отсутствует. Найдены варианты анализатора, обладающие высоким разрешением и чувствительностью.

Выражаем благодарность профессору Якушеву Е.М. за полезные обсуждения.

Литература

1. Афанасьев В.П., Явор С.Я. Электростатические энергоанализаторы пучков заряженных частиц. – М.: Наука, 1978. – 224 с.
2. Лаврентьев М.А., Шабат Б.В. Методы теории функций комплексного переменного. М.: Наука, 1973. – 736 с.
3. Овсянникова Л.П., Фишкова Т.Я. // ЖТФ. 1994. Т. 64. Вып. 10. С.174-177.
4. Spivak-Lavrov I.F., Nazarenko L.M., Yakushev E.M. // 9th International Conference in Charged Particle Optics. 2014. С. 9.
5. Спивак-Лавров И.Ф., Доскеев Г.А., Тлеубаева Т.Ж. Об одном методе расчета электростатических полей с осевой и трансаксиальной симметрией // Научное приборостроение. 2014. Т. 24. Вып. 1. С. 90-95.

Трёхмерные электрические и магнитные потенциалы, однородные по Эйлеру

А.С. Бердников, И.А. Аверин, Н.К. Краснова, К.В. Соловьёв

*Институт Аналитического приборостроения РАН
Санкт-Петербургский Политехнический Университет Петра Великого
г. Санкт-Петербург, Российская Федерация*

Жұмыста реттілігі тұтас сан емес. Эйлер бойынша біртекті үш өлшемді гармониялық функциялардың параметризациялау әдістері қарастырылады. Жұмыс нәтижелері Эйлер бойынша біртекті электр және магнит өрістерінде траектория ұқсастық принципі пайдаланатын корпускулярлық оптикадағы жүйелерді жасауда пайдалануы мүмкін. The paper considers the parametrization of 3D harmonic functions which are uniform in Euler terms with non-integer order of uniformity. The results can be useful for designing of charged particle optics systems which utilize the principle of similarity of the charge particle trajectories in electrostatic and magnetostatic fields which are uniform in Euler terms.

Кілттік сөздер: *электрлік өрісі, магнит өрісі, Эйлер бойынша біртекті функциялар, зарядталған бөлшектер оптикасында траектория ұқсастық принципі, Лаплас теңдеуінің аналитикалық шешімі.*

Key word: *electric fields; magnetic fields; uniform in Euler' terms functions; similarity principle for charged particle trajectories; analytical solutions of Laplace equation.*

Введение

Данная статья является продолжением работы [1]. В ней рассматриваются аналитические способы представления трёхмерных электрических и магнитных полей, которые являются однородными по Эйлеру и тем самым удовлетворяют принципу подобия траекторий [2-7]. Электростатическими полями и магнитостатическими полями, однородными по Эйлеру, называются поля, напряжённость или индукция которых является функциями, однородными по Эйлеру в том смысле, который придаётся этому термину в общих курсах математического анализа [8,9]: при произвольных значениях параметра $\lambda > 0$ для напряжённости электростатического поля $\vec{E}(x, y, z)$ должно выполняться тождество $\vec{E}(\lambda x, \lambda y, \lambda z) \equiv \lambda^{k-1} \vec{E}(x, y, z)$, а для индукции магнитостатического поля $\vec{B}(x, y, z)$ должно выполняться тождество $\vec{B}(\lambda x, \lambda y, \lambda z) \equiv \lambda^{k-1} \vec{B}(x, y, z)$ (число k является порядком однородности соответствующего поля и не обязано быть натуральным или целым числом¹).

Для однородных по Эйлеру электростатических и магнитостатических полей справедлив принцип подобия траекторий, который можно сформулировать в следующем виде [2-7]:

- а) для движения заряженной частицы в электростатических полях, однородных по Эйлеру с порядком однородности, равным k , при масштабировании начальных координат в λ раз, при сохранении начальных углов и при масштабировании начальной кинетической энергии в $\gamma = \lambda^k$ раз, траектория геометрически

¹ При дифференцировании однородных функций по любой из переменных получается однородная функция с порядком однородности, пониженным на единицу [8,9]. В данном случае закон однородности для напряжённости электрического поля и для индукции магнитного поля сознательно использует степень $k-1$, чтобы для потенциалов был выполнен закон однородности со степенью k .

- масштабируется в λ раз как единое целое, тогда как время движения по траектории будет масштабировано в $\varepsilon = \sqrt{\lambda^{k-2}/\mu}$ раз в каждой точке траектории (где μ – коэффициент масштабирования массы частицы);
- б) для движения заряженной частицы в магнитоэлектростатических полях, однородных по Эйлери с порядком однородности, равным k , при масштабировании начальных координат в λ раз, при сохранении начальных углов и при масштабировании модуля начального импульса в $\chi = \lambda^k$ раз, траектория геометрически масштабируется в λ раз как единое целое, тогда как время движения по траектории будет масштабировано в $\varepsilon = \lambda^{k-1}/\mu$ раз в каждой точке траектории (где μ – коэффициент масштабирования массы частицы).

Это позволяет использовать электростатические поля, однородные по Эйлери с показателем однородности, не равным нулю, как эффективные энергоспектрографы [2-4,10-13], а магнитоэлектростатические поля, однородные по Эйлери с показателем однородности, не равным нулю, как эффективные масс-спектрографы [7,14]. Поля, однородные по Эйлери с показателем однородности, равным нулю, обладают тем полезным свойством, что входной параллельный моноэнергетический (для электрических полей) или моноимпульсный (для магнитных полей) пучок заряженных частиц преобразуется в параллельный же выходной пучок заряженных частиц (где угол отклонения зависит от энергии или импульса) [15, 16].

Электрическое поле, однородное по Эйлери, как правило, является градиентом скалярного электрического потенциала $U(x, y, z)$, который представляет собой однородную по

Эйлери функцию порядка k : $\vec{E}(x, y, z) = -\nabla U(x, y, z)$, $\forall \lambda : U(\lambda x, \lambda y, \lambda z) \equiv \lambda^k U(x, y, z)$.

Соответственно в пределах односвязной подобласти пространства, свободной от катушек с током и намагниченных объектов, магнитное поле, однородное по Эйлери, в большинстве случаев можно представить как градиент *скалярного* магнитного потенциала $\Phi(x, y, z)$, который будет однородной по Эйлери функцией порядка k :

$\vec{B}(x, y, z) = -\nabla \Phi(x, y, z)$, $\forall \lambda : \Phi(\lambda x, \lambda y, \lambda z) \equiv \lambda^k \Phi(x, y, z)$. Единственным исключением

являются поля, однородные по Эйлери с нулевым порядком однородности $k=0$; этот случай анализируется в следующем разделе и более подробно в разделе «Формула Донкина».

Как правило, электрические и магнитные поля, используемые в оптике заряженных частиц, обладают плоскостью симметрии (далее предполагается, что она совпадает с координатной плоскостью $z=0$). Для плоскости симметрии справедливо: если заряженная частица начинает движение в этой плоскости, то есть начальные координаты и начальные скорости лежат в плоскости симметрии, то при дальнейшем движении заряженная частица никуда не уходит из плоскости симметрии. (Это не отменяет того факта, что при малых возмущениях начальных условий, выводящих заряженную частицу из плоскости симметрии, результирующая траектория может уходить от плоскости симметрии сколь угодно далеко [17].)

Для выполнения условия симметричности и сохранения движения заряженной частицы в средней плоскости электрический потенциал должен быть симметричной функцией от

координаты z : $U(x, y, -z) = U(x, y, z)$, так что нормальная компонента напряжённости электрического поля в плоскости симметрии обращается в ноль, поскольку

$E_z(x, y, 0) = -(\partial U(x, y, z)/\partial z)_{z=0} = 0$. Скалярный же магнитный потенциал должен быть

антисимметричной функцией от координаты z : $\Phi(x, y, -z) = -\Phi(x, y, z)$, так что

$\Phi(x, y, 0) \equiv 0$, а тангенциальные компоненты индукции магнитного поля в плоскости симметрии обращаются в ноль из-за соотношений $B_x(x, y, 0) = -(\partial\Phi(x, y, z)/\partial x)_{z=0} = 0$ и $B_y(x, y, 0) = -(\partial\Phi(x, y, z)/\partial y)_{z=0} = 0$. Критерии устойчивости траекторий по отношению к малым отклонениям от плоскости симметрии в симметричных статических электромагнитных полях исследуются в [17].

Наконец, электрический потенциал $U(x, y, z)$ и скалярный магнитный потенциал $\Phi(x, y, z)$ должны удовлетворять трёхмерному уравнению Лапласа:

$$\partial^2 U / \partial x^2 + \partial^2 U / \partial y^2 + \partial^2 U / \partial z^2 = 0, \quad \partial^2 \Phi / \partial x^2 + \partial^2 \Phi / \partial y^2 + \partial^2 \Phi / \partial z^2 = 0.$$

Нахождение функций, однородных по Эйлеру и удовлетворяющих всем этим условиям, является весьма нетривиальной задачей. Частными случаями являются двумерные, осесимметричные и мультипольные поля, а также полиномиальные и квази-полиномиальные трёхмерные поля, рассмотренные в [1] — но этими примерами семейство трёхмерных гармонических функций, однородных по Эйлеру, далеко не исчерпывается.

Однородность потенциалов для полей, однородных по Эйлеру

Если электрический потенциал $U(x, y, z)$ или скалярный магнитный потенциал $\Phi(x, y, z)$ являются однородными по Эйлеру функциями, то очевидно, что соответствующее электрическое или магнитное поле будет однородным по Эйлеру (это следует из правила дифференцирования однородных по Эйлеру функций [8, 9]). Обратное, вообще говоря, не обязательно верно и нуждается в обосновании. В данном разделе доказывается, что если порядок однородности $k \neq 0$, то электрический потенциал $U(x, y, z)$ и скалярный магнитный потенциал $\Phi(x, y, z)$ обязаны быть функциями, однородными по Эйлеру с порядком однородности, равным k , если правильно выбрать аддитивную константу для потенциала. В случае же $k = 0$, который рассматривается отдельно, кроме функции, однородной по Эйлеру с нулевым показателем однородности, потенциал может содержать аддитивную логарифмическую добавку.

Рассмотрим случай $k \neq 0$. Из условий $\Delta U(x, y, z) = \int \vec{E}(x, y, z) d\vec{s}$ и $\vec{E}(\lambda x, \lambda y, \lambda z) \equiv \lambda^{k-1} \vec{E}(x, y, z)$ при интегрировании вдоль луча $(\lambda x, \lambda y, \lambda z)$ следует, что

$$U(\lambda x, \lambda y, \lambda z) - U(x, y, z) = \int_1^\lambda \vec{E}(t x, t y, t z) \cdot \vec{r}(x, y, z) dt = \frac{\lambda^k - 1}{k} \vec{E}(x, y, z) \cdot \vec{r}(x, y, z), \quad (1)$$

где $\vec{r}(x, y, z) = (x, y, z)$ — это вектор, направленный из начала координат в сторону точки (x, y, z) . Рассмотрим теперь интеграл $\int \vec{E}(x, y, z) d\vec{s}$ вдоль пути, который соединяет точки $\vec{r}_a = (x_a, y_a, z_a)$ и $\vec{r}_b = (x_b, y_b, z_b)$, лежащие на поверхности зафиксированной сферы $x^2 + y^2 + z^2 = const$. Его можно вычислить вдоль пути S , целиком лежащем на поверхности сферы, а можно сперва пройти по лучу $\lambda \vec{r}_a$, затем по масштабированному в λ раз пути $S' = \lambda S$ и вернуться назад по лучу $\lambda \vec{r}_b$ — результат должен быть одинаковым.

$$\Delta U = U(\vec{r}_b) - U(\vec{r}_a) = \int_S \vec{E}(\vec{s}) d\vec{s}$$

Тогда для приращения потенциала равенство будет справедливо

$$\Delta U = \int_1^\lambda \vec{E}(\vec{r}_a) \cdot \vec{r}_a d\tau + \int_{S'} \vec{E}(\vec{s}') d\vec{s}' + \int_\lambda^1 \vec{E}(\vec{r}_b) \cdot \vec{r}_b d\tau = \frac{\lambda^k - 1}{k} (\vec{E}(\vec{r}_a) \cdot \vec{r}_a - \vec{E}(\vec{r}_b) \cdot \vec{r}_b) + \lambda^k \int_S \vec{E}(\vec{s}) d\vec{s} \quad (\text{так как } \vec{E}(\vec{r}_a) = \tau^{k-1} \vec{E}(\vec{r}_a), \vec{E}(\vec{r}_b) = \tau^{k-1} \vec{E}(\vec{r}_b), \vec{E}(\vec{s}') = \vec{E}(\lambda \vec{s}) = \lambda^{k-1} \vec{E}(\vec{s}) \text{ и } d\vec{s}' = d(\lambda \vec{s}) = \lambda d\vec{s}).$$

Тем

самым $\forall \vec{r}_a, \vec{r}_b \frac{1}{k} (\vec{E}(\vec{r}_b) \cdot \vec{r}_b - \vec{E}(\vec{r}_a) \cdot \vec{r}_a) = U(\vec{r}_b) - U(\vec{r}_a)$ (поскольку $\Delta U = U(\vec{r}_b) - U(\vec{r}_a) = \int_s \vec{E}(\vec{s}) d\vec{s}$) и, следовательно, $U(\vec{r}) = \frac{1}{k} \vec{E}(\vec{r}) \cdot \vec{r} + U_0$, где константа U_0

зависит от выбранной эталонной сферы $|\vec{r}|^2 = const$. С учётом (1) получаем цепочку

$$U(\mu \vec{r}) = \frac{\mu^k}{k} \vec{E}(\vec{r}) \cdot \vec{r} + U_0, U(\lambda \mu \vec{r}) = \frac{(\lambda \mu)^k}{k} \vec{E}(\vec{r}) \cdot \vec{r} + U_0,$$

соотношений $U(\lambda \mu \vec{r}) - U_0 = \lambda^k (U(\mu \vec{r}) - U_0)$, где \vec{r} принадлежит эталонной сфере, а λ, μ — произвольные положительные числа. Но когда радиус-вектор \vec{r} пробегает поверхность эталонной сферы, то радиус-вектор $\mu \vec{r}$ пробегает всё пространство. Поэтому

заключительное соотношение означает, что с точностью до аддитивной константы U_0 ,

которую без ограничения общности можно выбрать как $U_0 = 0$, электрический потенциал

$U(x, y, z)$ — функция, однородная по Эйлеру с показателем однородности k . Для

скалярного магнитного потенциала $\Phi(x, y, z)$ рассуждения аналогичны.

Исключением из этого правила является случай $k = 0$, то есть электрические и магнитные поля, однородные по Эйлеру с нулевым порядком однородности. В этом случае соотношение (1) имеет вид

$$U(\lambda x, \lambda y, \lambda z) - U(x, y, z) = \int_1^\lambda \vec{E}(t x, t y, t z) \cdot \vec{r}(x, y, z) d t = \log(\lambda) \cdot \vec{E}(x, y, z) \cdot \vec{r}(x, y, z), \quad (2)$$

а независимость приращения потенциала от пути интегрирования даёт тождество

$$\vec{E}(\vec{r}_a) \cdot \vec{r}_a - \vec{E}(\vec{r}_b) \cdot \vec{r}_b = 0. \text{ Поэтому } \vec{E}(\vec{r}) \cdot \vec{r} = U_0, \text{ где константа } U_0 \text{ зависит от выбранной}$$

эталонной сферы $|\vec{r}|^2 = r_0^2$, но не от положения точки \vec{r} на поверхности этой сферы.

Отсюда с учётом формулы (2) получаем цепочку соотношений $U(\mu \vec{r}) - U(\vec{r}) = \log(\mu) \cdot U_0$,

$$U(\lambda \mu \vec{r}) - U(\vec{r}) = \log(\lambda \mu) \cdot U_0, U(\lambda \mu \vec{r}) - U(\mu \vec{r}) = \log(\lambda) \cdot U_0, \text{ где } \vec{r} \text{ принадлежит эталонной}$$

сфере, а λ, μ — произвольные положительные числа. Следовательно,

$$U(\lambda \vec{r}) - U(\vec{r}) = \log(\lambda) \cdot U_0, \text{ где } \vec{r} \text{ — теперь уже произвольная точка пространства (когда } \vec{r}$$

пробегает поверхность эталонной сферы, то $\mu \vec{r}$ пробегает всё пространство). Если теперь сделать подстановку

$$U(x, y, z) = \mathcal{U}(x, y, z) + U_0 \log\left(\frac{x + \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}{R}\right), \quad (3)$$

где $\mathcal{U}(x, y, z)$ — новая неопределённая функция, а R — фиксированная нормировочная

константа, то для выполнения тождества $U(\lambda \vec{r}) - U(\vec{r}) = \log(\lambda) \cdot U_0$ будет необходимо и

$$\text{достаточно, чтобы } \mathcal{U}(\lambda x, \lambda y, \lambda z) - \mathcal{U}(x, y, z) = 0.$$

Тем самым после вычитания логарифмической добавки функция $\mathcal{U}(x, y, z)$ необходимым образом оказывается функцией, однородной по Эйлеру с нулевым порядком

однородности. Можно проверить прямой подстановкой, что потенциалы вида (3), где

$\mathcal{U}(x, y, z)$ это однородная по Эйлеру функция с нулевым порядком однородности,

действительно порождают поля требуемого типа. Поскольку логарифмическая поправка в

формуле (3), как легко убедиться, удовлетворяет уравнению Лапласа, то для того, чтобы

функция $U(x, y, z)$ удовлетворяла уравнению Лапласа, необходимо и достаточно, чтобы

уравнению Лапласа удовлетворяла функция $\mathcal{U}(x, y, z)$. Вопрос о наиболее общем представлении функций $\mathcal{U}(x, y, z)$, обладающих такими свойствами, рассматривается в следующем разделе.

Формула Донкина

Все гармонические функции трёх переменных, однородные по Эйлерау с нулевым порядком однородности, даются формулой Донкина [15,16,18-20]:

$$\mathcal{U}(x, y, z) = F\left(\frac{y}{x + \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}, \frac{z}{x + \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}\right), \quad (4)$$

где $F(p, q)$ — произвольная функция, удовлетворяющая двумерному уравнению Лапласа $\partial^2 F / \partial p^2 + \partial^2 F / \partial q^2 = 0$. Электростатические потенциалы вида (4) исследовались, например, в работах [15, 16].

Из приведённых выше выкладок следует, что все электростатические поля, однородные по Эйлерау с нулевым порядком однородности, допускают представление в форме

$$U(x, y, z) = U_0 \log\left(\frac{x + \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}{R}\right) + F\left(\frac{y}{x + \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}, \frac{z}{x + \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}\right), \quad (5)$$

где U_0 соответствующая константа, а $F(p, q)$ — подходящим образом выбранная функция, удовлетворяющая двумерному уравнению Лапласа $\partial^2 F / \partial p^2 + \partial^2 F / \partial q^2 = 0$. Справедливо и обратное утверждение: для любой функции $F(p, q)$, удовлетворяющей двумерному уравнению Лапласа $\partial^2 F / \partial p^2 + \partial^2 F / \partial q^2 = 0$, и любой константы U_0 формула (5) даёт лапласовский потенциал поля, однородного по Эйлерау с нулевым порядком однородности.

Связь функций двух переменных, удовлетворяющих двумерному уравнению Лапласа, с вещественными и мнимыми частями аналитических функций комплексного переменного [21-24] обеспечивает исследователей достаточным исходным материалом для синтеза электрических и магнитных полей соответствующего типа. Для того, чтобы потенциал вида (5) был функцией, симметричной по координате z , необходимо и достаточно, чтобы $F(p, q)$ была функцией, симметричной по координате q (то есть, была вещественной частью функции комплексного переменного $f(p + iq)$, которая на вещественной оси $q = 0$ принимает вещественные значения [21]). Для того, чтобы потенциал вида (5) был функцией, антисимметричной по координате z , необходимо и достаточно, чтобы $U_0 = 0$, а $F(p, q)$ была функцией, антисимметричной по координате q (то есть, была мнимой частью функции комплексного переменного $f(p + iq)$, которая на вещественной оси $q = 0$ принимает исключительно вещественные значения [21]). Используя симметризацию $F_+(p, q) = (F(p, q) + F(p, -q))/2$ и $F_-(p, q) = (F(p, q) - F(p, -q))/2$, можно любую несимметричную функцию $F(p, q)$ разбить на симметричную и антисимметричную части.

Если же функция $F(p, q)$ уже является симметричной или антисимметричной, то недостающую пару можно восстановить из соотношений Коши-Римана [22-24] $\partial F_*(p, q) / \partial q = \partial F(p, q) / \partial p$, $\partial F_*(p, q) / \partial p = -\partial F(p, q) / \partial q$.

В [25] потенциалы, однородные по Эйлерау с нулевым порядком однородности, представляются как

$$\begin{aligned}
U(x, y, z) &= \operatorname{Re} \int_{-\pi}^{+\pi} \log(x \cos \varphi + y \sin \varphi + iz) f(\varphi) d\varphi = \\
&= \int_{-\pi}^{+\pi} \log \sqrt{(x \cos \varphi + y \sin \varphi)^2 + z^2} g(\varphi) d\varphi + \int_{-\pi}^{+\pi} \operatorname{Arg}(x \cos \varphi + y \sin \varphi, z) h(\varphi) d\varphi,
\end{aligned} \tag{6}$$

при условии $\int_{-\pi}^{+\pi} f(\varphi) d\varphi = \int_{-\pi}^{+\pi} g(\varphi) d\varphi + i \int_{-\pi}^{+\pi} h(\varphi) d\varphi = 0$. Член с логарифмом в выражении (6) даёт функции, чётные по z , член с арктангенсом (аргументом) даёт функции, нечётные по z . Используя здесь в качестве $g(\varphi)$ и $h(\varphi)$ функции $\cos n\varphi$ и $\sin n\varphi$ можно получить полный набор чётных и нечётных базисных функций для разложения в ряд функций, однородных по Эйлеру с нулевым порядком однородности. Однако гораздо более практично это сделать, подставляя в формулу (4) вместо $F(p, q)$ гармонические полиномы. Явная связь между функциями $g(\varphi)$ в формуле Уиттекера (6) и гармоническими функциями $F(p, q) = \operatorname{Re}(F(p + iq))$ в формуле Донкина (4) устанавливается из тождества

$$F\left(\frac{y + iz}{x + \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}\right) = \int_{-\pi}^{+\pi} \log(y \cos \varphi + z \sin \varphi + ix) f(\varphi) d\varphi$$

которое после замены переменных $x = x'$, $y = \frac{2x'y'}{1 - y'^2 - z'^2}$, $z = \frac{2x'z'}{1 - y'^2 - z'^2}$ с учётом

требования $\int_{-\pi}^{+\pi} f(\varphi) d\varphi = 0$ превращается в

$$F(y' + iz') = \int_{-\pi}^{+\pi} \log\left(1 - 2i \frac{y' \cos \varphi + z' \sin \varphi}{1 - y'^2 - z'^2}\right) f(\varphi) d\varphi \tag{7}$$

Поскольку $\int_{-\pi}^{+\pi} f(\varphi) d\varphi = 0$, то у функции $f(\varphi)$ существует первообразная $\Phi(\varphi)$, периодическая и удовлетворяющая соотношению $\Phi(-\pi) = \Phi(\pi) = 0$. После интегрирования по частям соотношение (7) превращается в аналог интеграла Пуассона для решения задачи Дирихле, заданной на круге [22-24]:

$$F(y' + iz') = 2i \int_{-\pi}^{+\pi} \frac{(z \cos \varphi - y \sin \varphi) \Phi(\varphi)}{(1 - y^2 - z^2) - 2i(y \cos \varphi + z \sin \varphi)} d\varphi \tag{8}$$

В частности, для точек единичной окружности $y = \cos \varphi'$, $z = \sin \varphi'$ получается интегральное уравнение, связывающее между собой значения функции $F(p + iq)$ на единичной окружности и функцию $\Phi(\varphi)$ с помощью интегрального уравнения типа свёртки с сингулярным интегральным ядром и комплекснозначными функциями $F(\varphi)$ и $\Phi(\varphi)$:

$$F(p, q) \Big|_{\substack{p=\cos \varphi \\ q=\sin \varphi}} = F(\varphi) = \int_{-\pi}^{+\pi} i g(\varphi' - \varphi) \Phi(\varphi') d\varphi'$$

Примечание 1. Вывод формулы Донкина «с нуля» [18-20] является примером математического искусства очень высокого уровня. Но как только эта формула становится известной, её доказательство представляет собой уже простое техническое упражнение. Действительно, любая функция, однородная по Эйлеру с нулевым порядком однородности, может быть представлена в форме (4) с помощью подходящим образом

заданной функции $F(p, q)$ двух переменных, пока что не обязательно удовлетворяющей уравнению Лапласа. Однако подстановка (4) в трёхмерное уравнение Лапласа и приведение подобных членов немедленно даёт результат, что для того, чтобы функция (4) удовлетворяла трёхмерному уравнению Лапласа, необходимо и достаточно, чтобы функция $F(p, q)$ удовлетворяла двумерному уравнению Лапласа.

Примечание 2. Логарифмическая добавка вида $\log\left(\left(x + \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}\right)/R\right)$ не является единственной, которая позволяет свести задачу определения потенциала поля, однородного по Эйлеру с нулевым порядком однородности, к остаточному члену, представимому с помощью формулы Донкина. Например, логарифмическая добавка вида $\log\left(\sqrt{y^2 + z^2}/R\right)$ будет работать ничуть не хуже. Годится любая функция вида $n \log(x) + G(y/x, z/x)$ (или, эквивалентно, логарифм функции, однородной по Эйлеру с порядком однородности $n \neq 0$), если она удовлетворяет трёхмерному уравнению Лапласа. Легко проверить, что все функции $G(u, v)$, обеспечивающие выполнение уравнения Лапласа, имеют вид $G(u, v) = n \log\left(1 + \sqrt{1 + u^2 + v^2}\right) + f\left(u/\left(1 + \sqrt{1 + u^2 + v^2}\right), v/\left(1 + \sqrt{1 + u^2 + v^2}\right)\right)$, где функция $f(p, q)$ удовлетворяет двумерному уравнению Лапласа. В частности, логарифмическая добавка $\log \sqrt{y^2 + z^2}$ получается из этой формулы при выборе $n = 1, f(p, q) = \log \sqrt{p^2 + q^2}$.

Примечание 3. С помощью той же схемы, которая использовалась в Примечании 1 при доказательстве необходимости и достаточности формулы Донкина (4) для гармонических функций, однородных по Эйлеру с нулевым порядком однородности, можно показать, что формула

$$U(x, y, z) = \frac{1}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} F\left(\frac{y}{x + \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}, \frac{z}{x + \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}\right), \quad (9)$$

где $F(p, q)$ — произвольная функция, удовлетворяющая двумерному уравнению Лапласа $\partial^2 F/\partial p^2 + \partial^2 F/\partial q^2 = 0$, является общей формулой для гармонических функций, однородных по Эйлеру с порядком однородности $k = -1$. Другие формулы для гармонических функций, однородных по Эйлеру с порядком однородности $k = -1$ (сводимые, впрочем, к формуле (9)), получаются из формулы Донкина (4) после дифференцирования её по x, y, z .

Формула Уиттекера для трёхмерных полей и её следствия

В монографии [25] получена универсальная формула, выражающая решения $U(x, y, z)$ трёхмерного уравнения Лапласа как

$$U(x, y, z) = \operatorname{Re} \int_{-\pi}^{+\pi} F(z + ix \cos \varphi + iy \sin \varphi, \varphi) d\varphi, \quad (10)$$

где F является аналитической функцией первого аргумента. Отсюда, в частности, следует (подробности см. в [25]), что все однородные по Эйлеру функции с порядком однородности n (где n — натуральное число), *которые в начале координат $(0, 0, 0)$ являются аналитическими* (то есть, разлагаются в окрестности этой точки в сходящийся степенной ряд), будут являться многочленами. Среди этих многочленов можно выделить $2n + 1$ линейно независимых однородных многочленов, так что любой другой

однородный многочлен будет их линейной комбинацией с постоянными коэффициентами. Многочлены, образующие линейный базис, могут быть вычислены по формулам

$$\int_{-\pi}^{+\pi} (z + ix \cos \varphi + iy \sin \varphi)^n \cos m\varphi d\varphi, \quad \int_{-\pi}^{+\pi} (z + ix \cos \varphi + iy \sin \varphi)^n \sin m\varphi d\varphi, \quad m = 0, 1, 2, \dots, n.$$

Другой способ определить базисные однородные многочлены — использовать многочлены Лежандра $P_n(\tau)$ и присоединённые многочлены Лежандра $P_n^m(\tau)$ ($m = 1, 2, \dots, n$) [27-30]. Любой однородный многочлен степени n будет выражен в виде суммы [20, 25, 26]

$$U(x, y, z) = a_0 r^n P_n(\sin \theta) + \sum_{m=1, n} r^{n-m} P_n^m(\sin \theta) (a_m r^m \cos m\varphi + b_m r^m \sin m\varphi),$$

где a_m, b_m — произвольные коэффициенты; r, φ, θ — сферические координаты, так что $x = r \cos \theta \cos \varphi$, $y = r \cos \theta \sin \varphi$, $z = r \sin \theta$; выражения $r^n P_n(\sin \theta)$, $r^{n-m} P_n^m(\sin \theta)$, $r^m \cos m\varphi$, $r^m \sin m\varphi$ — однородные многочлены соответствующего порядка от координат x, y, z .

Однако требование аналитичности в начале координат для однородной по Эйлеру функции является избыточно ограничительным. Так, для $n = 1$ единственными такими функциями будут три многочлена x, y, z и их линейные комбинации. В то же время

$$U(x, y, z) = \frac{(8y^4 + 12y^2(x^2 + z^2) + 3(x^2 + z^2)^2)(x^3 - 3xz^2)}{(x^2 + z^2)^3}$$

функция, как легко проверить, удовлетворяет уравнению Лапласа и является функцией, однородной по Эйлеру, но при этом отнюдь не сводится к линейной комбинации функций x, y, z . Тем более это будет справедливо для функций, однородных по Эйлеру с нецелочисленным порядком однородности: при требовании, чтобы однородная функция была аналитической в точке начала координат, мы можем потерять возможные решения для однородных функций. Легко проверить, что гармонические функции вида

$$\operatorname{Re} \int_{-\pi}^{+\pi} (z + ix \cos \varphi + iy \sin \varphi)^k g(\varphi) d\varphi, \quad \operatorname{Im} \int_{-\pi}^{+\pi} (z + ix \cos \varphi + iy \sin \varphi)^k g(\varphi) d\varphi \quad (11)$$

при нецелых значениях k будут однородными по Эйлеру функциями порядка k , а функции

$$\int_{-\pi}^{+\pi} (z + ix \cos \varphi + iy \sin \varphi)^k \cos m\varphi d\varphi, \quad \int_{-\pi}^{+\pi} (z + ix \cos \varphi + iy \sin \varphi)^k \sin m\varphi d\varphi, \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (12)$$

будут заведомо включать в себя базис, по которому разлагаются функции вида (11).

Однако какие именно значения m порождают линейно-независимый базис при значениях k , не являющихся натуральными числами, остаётся загадкой. В частности, неизвестно, является ли такой базис конечным, как при натуральных значениях k , или же бесконечным. Тем более представляется сомнительным утверждение, что функциями (11) исчерпывается *всё* семейство гармонических функций, однородных по Эйлеру с показателем однородности k . (Точнее, приведённый выше контрпример для $k = 1$ определённо показывает, что *не* исчерпывается.) К какому именно семейству должны принадлежать функции $F(p + iq, \varphi)$, чтобы при подстановке в формулу (10) порождать *все* функции, однородные по Эйлеру с показателем однородности k , остаётся пока загадкой.

Цепочки однородных потенциалов с целочисленными порядками, выводимые из формулы Донкина

В работе [20] (глава IV, §15 и §16) рассматривается, как можно представить гармонические функции, однородные по Эйлеру, при любом целочисленном порядке однородности. Алгоритм генерирования полного набора однородных функций базируется на двух фундаментальных фактах:

- А. Если $U(x, y, z)$ — гармоническая функция, однородная по Эйлеру с порядком однородности k , то существует такая гармоническая функция $W(x, y, z)$, однородная по Эйлеру с порядком однородности $k+1$, что $U(x, y, z) = \partial W(x, y, z) / \partial x$. Вместо координаты x можно выбрать y или z , а также произвольное направление дифференцирования. То есть, для любого выбора констант a, b, c найдётся такая гармоническая функция $W(x, y, z)$, однородная по Эйлеру с порядком однородности $k+1$, для которой $U(x, y, z) = a \cdot \partial W(x, y, z) / \partial x + b \cdot \partial W(x, y, z) / \partial y + c \cdot \partial W(x, y, z) / \partial z$.

То, что производные от функции $W(x, y, z)$ по x, y, z являются гармоническими функциями, однородными по Эйлеру с порядком однородности k , является прямым следствием соответствующих свойств однородных функций общего вида [8,9]. Однако то, что все функции $U(x, y, z)$ рассматриваемого типа являются производными некоторых гармонических однородных функций порядка $k+1$, и что дифференцирования по одной из координат достаточно, чтобы получить из всех возможных функций $W(x, y, z)$ все возможные функции $U(x, y, z)$, является нетривиальным фактом.

- Б. Если $U(x, y, z)$ — произвольная гармоническая функция, то функция

$$\mathcal{U}(x, y, z) = \frac{1}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} U\left(\frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}, \frac{y}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}, \frac{z}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}\right) \quad (13)$$

тоже будет гармонической [31]. Легко убедиться, что если $U(x, y, z)$ — однородная по Эйлеру функция с порядком однородности k , то $\mathcal{U}(x, y, z)$ будет однородной по Эйлеру функцией с порядком однородности $-k-1$. Повторная подстановка (13) осуществляет обратный переход от функции $\mathcal{U}(x, y, z)$ к функции $U(x, y, z)$. Тем самым для каждой гармонической функции, однородной по Эйлеру с порядком однородности $-k-1$, существует прототип с порядком однородности k , из которого её можно получить с помощью формулы (13).

В результате получаем следующую процедуру. Для гармонических функций, однородных по Эйлеру с нулевым порядком однородности, формула Донкина (4) даёт все возможные функции такого вида (или, как вариант, формула (9) даёт все возможные функции, гармонические и однородные по Эйлеру с порядком $k = -1$). С помощью дифференцирования этих функций по координате z последовательно получаем все гармонические функции, однородные по Эйлеру с порядками однородности $-1, -2, -3, \dots$. С помощью подстановки (13) из этих гармонических функций получаются все гармонические функции, однородные по Эйлеру с порядками однородности $+1, +2, +3, \dots$. Сформулированные выше теоремы гарантируют, что при такой процедуре действий никакая гармоническая функция с целочисленным порядком однородности не будет пропущена. (Гармонические функции, однородные по Эйлеру с порядками однородности $+1, +2, +3, \dots$, могут быть получены из формулы Донкина также с помощью процедуры

интегрирования по какой-то из координат, как это описано в [20]. Однако эта процедура с вычислительной точки зрения гораздо менее конструктивна, чем использование формулы (13.)

По аналогичной схеме генерируются функции, однородные по Эйлеру с нецелочисленными порядками однородности. Этот вопрос рассматривается в следующем разделе.

Формула Грина

Как известно, для любой краевой задачи с границей $\Gamma(s, s') = (x_g(s, s'), y_g(s, s'), z_g(s, s'))$ существует функция Грина $G(x_g, y_g, z_g, x, y, z)$ [32-34], обладающая свойством, что для

любой гармонической функции $U(x, y, z)$ справедливо тождество

$$U(x, y, z) = \iint_{\Gamma} G(x_g(s, s'), y_g(s, s'), z_g(s, s'), x, y) \frac{\partial U(x_g(s, s'), y_g(s, s'), z_g(s, s'))}{\partial n} ds ds' - \iint_{\Gamma} \frac{\partial G(x_g(s, s'), y_g(s, s'), z_g(s, s'), x, y, z)}{\partial n} U(x_g(s, s'), y_g(s, s'), z_g(s, s')) ds ds' \quad (14)$$

Для трёхмерного уравнения Лапласа с границей в виде плоскости $z = 0$ функция Грина известна в аналитическом виде [32]:

$$G(x_g, y_g, z_g, x, y, z) = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{1}{\sqrt{(x-x_g)^2 + (y-y_g)^2 + (z-z_g)^2}} - \frac{1}{\sqrt{(x-x_g)^2 + (y-y_g)^2 + (z+z_g)^2}} \right) \quad (15)$$

Отсюда следует, что гармоническая функция $U(x, y, z)$, симметричная по переменной z и тем самым обеспечивающая условие $\partial U(x, y, 0)/\partial z = 0$ вдоль граничной плоскости $z = 0$, может быть выражена как

$$U(x, y, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} V_0(x', y') \frac{z}{((x-x')^2 + (y-y')^2 + z^2)^{3/2}} dx' dy' \quad (16)$$

где $V_0(x', y')$ — значения функции $U(x, y, z)$ вдоль плоскости $z = 0$. (В силу того, что интегральное ядро является сингулярным, результат интегрирования по формуле (16) не является антисимметричной функцией от z .)

То, что функция (16) является решением поставленной задачи проверяется прямой подстановкой. Дифференцированием выражения (16) при $z > 0$ можно убедиться, что (16) удовлетворяет трёхмерному уравнению Лапласа. Кроме того, поскольку первообразной

$$\operatorname{arctg} \left(\frac{(x-x')(y-y')}{z\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + z^2}} \right)$$

для интегрального ядра формулы (16) служит функция

(в чём легко убедиться, продифференцировав её по x' и по y'), то пределом $U(x, y, z)$

при $z \rightarrow 0$ будет $V_0(x, y)$. (Для того, чтобы получить этот результат, надо вычесть и

прибавить к $V_0(x', y')$ линейные члены разложения ряда Тейлора $V_0(x, y) +$

$(\partial V_0(x, y)/\partial x)(x' - x) + (\partial V_0(x, y)/\partial x)(x' - x) + (\partial V_0(x, y)/\partial y)(y' - y)$. Остаток будет функцией

от x', y' , не имеющей сингулярностей, и поэтому интеграл от него будет стремиться к

нулю при $z \rightarrow 0$. Результат же интегрирования линейных членов даст значение $V_0(x, y)$.)

Наконец, проделав такую же операцию для производной выражения (16) по переменной z

, то есть для интегрального ядра $\frac{(x-x')^2 + (y-y')^2 - 2z^2}{((x-x')^2 + (y-y')^2 + z^2)^{5/2}}$, можно убедиться, что производная $\partial U(x, y, z)/\partial z$ при $z \rightarrow 0$ стремится к нулю.)

Если теперь сделать в (16) подстановку $V_0(x', y') = (\sqrt{x'^2 + y'^2})^k \Phi(\arg(x', y'))$ с использованием некоторой периодической функцией $\Phi(\varphi)$ (что является самым общим представлением для однородной по Эйлеру функции $V_0(x', y')$), то это даст нам самое общее представление для симметричных трёхмерных гармонических функций, однородных по Эйлеру. При этом удобно перейти от интегрирования по переменным x', y' к интегрированию по переменным $r = \sqrt{x'^2 + y'^2}$, $\varphi = \arg(x', y')$. Проблемой, однако, является то, что интеграл (16) после такой подстановки сходится далеко не при всех значениях k , а лишь при $-2 < k < 1$.

Для того, чтобы получить общую формулу для антисимметричной гармонической функцией, воспользуемся тем фактом, что любая гармоническая функция, однородная по Эйлеру с порядком однородности k , может быть представлена как производная по выбранной координате от гармонической функции, однородной по Эйлеру с порядком однородности $k+1$ (см. [20] и предыдущий раздел). Если функция $U(x, y, z)$ является антисимметричной по переменной z , то её первообразная будет симметричной по переменной z и тем самым может быть представлена в виде (16). После дифференцирования (16) по переменной z получаем формулу для антисимметричных гармонических функций, однородных по Эйлеру с показателем однородности k

$$U(x, y, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} W_0(x', y') \frac{(x-x')^2 + (y-y')^2 - 2z^2}{((x-x')^2 + (y-y')^2 + z^2)^{5/2}} dx' dy' \quad (17)$$

где вместо $W_0(x', y')$ надо сделать подстановку $W_0(x', y') = (\sqrt{x'^2 + y'^2})^{k+1} \Psi(\arg(x', y'))$ с использованием некоторой периодической функцией $\Psi(\varphi)$. Можно проверить, что интеграл (17) сходится, когда $-3 < k < 0$.

Используя ещё один шаг дифференцирования по переменной z , можно получить альтернативную формулу для симметричной гармонической функции, однородной по Эйлеру с порядком однородности, равным k :

$$U(x, y, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} H_0(x', y') \frac{3z(2z^2 - 3(x-x')^2 - 3(y-y')^2)}{((x-x')^2 + (y-y')^2 + z^2)^{7/2}} dx' dy' \quad (18)$$

где вместо $H_0(x', y')$ надо сделать подстановку $H_0(x', y') = (\sqrt{x'^2 + y'^2})^{k+2} \Omega(\arg(x', y'))$ с

использованием некоторой периодической функцией $\Omega(\varphi)$. Можно проверить, что интеграл (18) сходится, когда $-4 < k < 1$, то есть интервал допустимых порядков однородности расширяется при повышении сингулярности ядра посредством операции дифференцирования по z . Интересной задачей является вывод из соотношений (16) и (17) явных формул (4) и (9) для гармонических функций, однородных по Эйлеру с порядками однородности $k=0$ и $k=-1$.

Из результатов предыдущего раздела следует, что для получения полного набора однородных по Эйлеру гармонических функций с произвольными порядками однородности достаточно иметь возможность вычислять интегралы (16) и (17) при $-1 < k < 0$. Тогда из них с помощью операции дифференцирования по одной из координат

можно получить все гармонические функции, однородные по Эйлеру с отрицательными нецелочисленными порядками однородности, а с помощью замены переменных (13) — все гармонические функции, однородные по Эйлеру с положительными нецелочисленными порядками однородности. Тем самым задачу нахождения всех возможных гармонических функций, однородных по Эйлеру с заданным порядком однородности, можно считать решённой, по крайней мере, в теоретическом аспекте. Другой возможностью получать из формул (4) или (9) функции, однородные по Эйлеру с нецелыми порядками однородности, является дифференцирование и интегрирование с дробными порядками производных и интегралов [35-40]. Однако, кроме достаточно трудоёмкой техники практического выполнения такого интегрирования и дифференцирования, остаётся открытым вопрос, действительно ли с помощью этих операций можно получить все гармонические функции, однородные по Эйлеру?

Характеристические эллиптические уравнения для однородных функций и дальнейшие перспективы

Интересным вариантом генерирования гармонических функций, однородных по Эйлеру, является переход от трёхмерного уравнения Лапласа к двумерному эллиптическому уравнению. Любую функцию, однородную по Эйлеру с порядком однородности k , можно записать в параметризованном виде с помощью «донкиновской» замены переменных:

$$U(x, y, z) = \left(x + \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}\right)^k F\left(\frac{y}{x + \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}, \frac{z}{x + \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}\right). \quad (19)$$

Однако для того, чтобы функция (19) удовлетворяла трёхмерному уравнению Лапласа, необходимо и достаточно, чтобы функция $F(p, q)$ удовлетворяла эллиптическому уравнению

$$\frac{\partial^2 F(p, q)}{\partial p^2} + \frac{\partial^2 F(p, q)}{\partial q^2} - \frac{4kp}{1 + p^2 + q^2} \frac{\partial F(p, q)}{\partial p} - \frac{4kq}{1 + p^2 + q^2} \frac{\partial F(p, q)}{\partial q} + \frac{4k^2}{1 + p^2 + q^2} F(p, q) = 0. \quad (20)$$

Подстановка (19) не является единственной, для которой можно получить двумерное эллиптическое уравнение в замкнутой форме. Её преимущество состоит в том, что в результирующем уравнении отсутствует перекрёстный член $\partial^2 F / \partial p \partial q$, то есть ядром уравнения является двумерный оператор Лапласа, свойства которого достаточно глубоко проанализированы математиками. Использование уравнений вида (20), в частности, полезно при решении с помощью численного расчёта задач синтеза краевых полей, заведомо удовлетворяющих условию «быть однородной по Эйлеру функцией» [13]. Для уравнений вида (20) имеется хорошо развитая теория [41-43]. Здесь особенно перспективным представляется взаимно-однозначный переход от одиночной функции $F(p, q)$ к паре сопряжённых функций $F(p, q)$ и $G(p, q)$, связанных между собой дифференциальными соотношениями первого порядка типа Бельтрами [41-43]. Не исключено, что на этом пути можно найти более эффективные алгоритмы генерирования трёхмерных гармонических функций, однородных по Эйлеру, чем приведённые в данной работе.

Также весьма перспективным представляется поиск для уравнения (20) решений в специфической форме

$$F(p, q) = \int_0^\pi \omega(p, q, \alpha) \cdot H(\varphi(p, q, \alpha), \psi(p, q, \alpha)) d\alpha, \quad (21)$$

где $\omega(p, q, \alpha)$, $\varphi(p, q, \alpha)$, $\psi(p, q, \alpha)$ – фиксированные функции, подобранные специальным образом для уравнения (20), а $H(p, q)$ – произвольная функция, удовлетворяющая двумерному уравнению Лапласа. Данная форма записи решения для уравнения (20) обобщает формулы, приведённые в [25] (примеры в конце гл. 18) для взаимно-однозначной параметризации решений осесимметричного уравнения Лапласа и мультипольного уравнения Лапласа с помощью двумерных гармонических функций.

Заключение

В работе показано, как можно осуществить параметризацию трёхмерных гармонических функций, однородных по Эйлеру с заданным нецелочисленным порядком однородности, чтобы включить в неё *все* возможные решения. К сожалению, имеющаяся на настоящий момент форма параметризации трёхмерных гармонических функций обеспечивает скорее теоретическую возможность выполнения такой операции, сформулированную в терминах теорем существования и единственности, чем практически работающий алгоритм. В связи с важностью электрических и магнитных полей, однородных по Эйлеру, для создания эффективно работающих схем энергоспектрографов и масс-спектрографов, эти исследования будут продолжены.

Авторы посвящают эту статью памяти нашего общего учителя и наставника Юрия Константиновича Голикова, создателя и бессменного руководителя лаборатории корпускулярной оптики при кафедре физической электроники Ленинградского политехнического института (ныне Санкт-Петербургский Политехнический Университет Петра Великого).

Литература

1. Бердников А.С., Аверин И.А., Краснова Н.К., Соловьёв К.В. Простейшие аналитические электрические и магнитные потенциалы, однородные по Эйлеру // Вестник АРГУ № 2(44), С. 19–34.
2. Голиков Ю.К., Краснова Н.К. Электрические поля, однородные по Эйлеру, для электронной спектроскопии // Журнал технической физики. 2011. Т. 81, № 2, С. 9-15.
3. Голиков Ю.К., Краснова Н.К. Теория синтеза электростатических энергоанализаторов. СПб.: Издательство Политехнического университета, 2010. 409 с.
4. Краснова Н.К. Теория и синтез диспергирующих и фокусирующих электронно-оптических сред: дис. ...докт. физ.-мат. наук: 01.04.04 / Краснова Надежда Константиновна. — СПб, 2013. — 259 с.
5. Голиков Ю.К., Краснова Н.К. Обобщенный принцип подобия и его применение в электронной спектроскопии // Прикладная физика. 2007. № 2. С. 5–11.
6. Голиков Ю.К., Краснова Н.К. Аналитические структуры электрических обобщенно-однородных спектроскопических сред // Научное приборостроение. 2014. Т. 24, №1. С. 50-58.
7. Бердников А.С., Аверин И.А., Голиков Ю.К. Статические масс-спектрографы нового типа, использующие электрические и магнитные поля, однородные по Эйлеру. I. // Масс-спектрометрия. 2015. Т. 12, № 4. С. 272-281.
8. Фихтенгольц Г.М. Курс дифференциального и интегрального исчисления. Т. 1. Москва: ФИЗМАТЛИТ, 2001. 616 с.
9. Смирнов В.И. Курс высшей математики. Т. 1. Москва: Наука, 1974. 480 с.
10. Краснова Н.К. Двумерные степенные электронные спектрографы с плоскостью симметрии // Журнал технической физики. 2011. Т. 81, № 6. С. 97-103.
11. Аверин И.А. Осесимметричные электростатические электронные спектрографы, использующие однородные по Эйлеру потенциалы с нецелочисленными порядками однородности // тез. докл. VIII Съезда ВМСО и VIII Всероссийской конференции, 02-17 октября 2015 г., Москва : М. : ВМСО, типография изд-ва «Тривант», 2015. С. 132.

12. Аверин И.А. Электростатические и магнитостатические электронные спектрографы с однородными по Эйлеру потенциалами, характеризующимися нецелочисленными порядками однородности // Научное приборостроение. Т. 25 (2015). №3. С. 35-44.
13. Аверин И.А., Бердников А.С. Краевые поля бессеточных электронных спектрографов с однородными по Эйлеру электростатическими полями // Успехи прикладной физики. 2016. Т. 4, №1. С. 5-8.
14. Бердников А.С., Аверин И.А. Новый подход к разработке ионно-оптических схем статических масс-спектрографов на основе неоднородных магнитных полей, однородных по Эйлеру // Успехи прикладной физики. 2016. Т. 4, №1. С. 89-95.
15. Габдуллин П.Г., Голиков Ю.К., Краснова Н.К., Давыдов С.Н. Применение формулы Донкина в теории энергоанализаторов. I // Журнал технической физики. 2000. Т. 70, № 2. С. 91-94.
16. Габдуллин П.Г., Голиков Ю.К., Краснова Н.К., Давыдов С.Н. Применение формулы Донкина в теории энергоанализаторов. II // Журнал технической физики. 2000. Т. 70, № 3. С. 44-47.
17. Бердников А.С., Краснова Н.К. Достаточный критерий устойчивости и компактности плоских ионных пучков в трёхмерных электрических и магнитных полях с плоскостью симметрии // Научное приборостроение. 2015. Т. 25, №2. С. 69-90.
18. Donkin W.F. On the Equation of Laplace 's Functions &c. // Philosophical Transactions of the Royal Society of London. 1857. Vol. 147. P. 43-57.
19. Donkin W.F. On the Equation of Laplace 's Functions &c. // Proceedings of the Royal Society of London. 1856-1857. Vol. 8.P. 307-310.
20. Гобсон Е.В. Теория сферических и эллипсоидальных функций. Москва:Изд-во иностранной литературы, 1952. 476 с.
21. Голиков Ю.К., Уткин К.Г., Чепарухин В.В. Расчет элементов электростатических электронно-оптических систем: учебное пособие. Л.: Издательство ЛПИ, 1984. 79 с.
22. Лаврентьев М.А., Шабат Б.В. Методы теории функций комплексного переменного. Москва : Наука, 1965. 716 с.
23. Маркушевич А.И. Теория аналитических функций. Т. 1, 2. Москва : Наука, 1968. 486 с. и 624 с.
24. Евграфов М.А. Аналитические функции. 3 изд. перераб. доп. Москва : Наука, 1991. 448 с.
25. Уиттекер Э.Т., Ватсон Дж. Курс современного анализа. Часть 2: Трансцендентные функции. М.: ГИФМЛ, 1963. 516 с.
26. Джексон Дж. Классическая электродинамика. М.: Мир, 1965. 702 с.
27. Бейтмен Г., Эрдейи А. Высшие трансцендентные функции. Т. 1. Изд. 2-е. Москва : Наука, 1973. 296 с.
28. Абрамовиц М., Стиган И. (ред.). Справочник по специальным функциям с формулами, графиками и математическими таблицами. М.: Наука, 1979. 832 с.
29. Olver F.W.J., Lozier D.W., Boisvert R.F., Clark C.W. NIST Handbook of Mathematical Functions. NIST and Cambridge University Press, 2010. 952 p.
30. Олвер Ф. Асимптотика специальных функций. Москва : Наука, 1990. 528 с.
31. Томпсон У. (лорд Кельвин), Тэт П.Г. Трактат по натуральной философии. Часть II. Москва-Ижевск : НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2011. 560 с.
32. Боголюбов А.Н., Левашова Н.Т., Могилевский И.Е., Мухартова Ю.В., Шапкина Н.Е. Функция Грина оператора Лапласа. Москва : Физический факультет МГУ, 2012. 130 С.
33. Пикулин В.П., Похожаев С.И. Практический курс по уравнениям математической физики. Москва : МЦНМО, 2004. 208 С.
34. Боголюбов А.Н., Кравцов В.В. Задачи по математической физике. Москва : Издательство МГУ, 1998. 350 С.
35. Риман Б. Опыт обобщения действий интегрирования и дифференцирования. Москва, Ленинград : ГИТТЛ, 1948. 544 с.

36. Самко С.Г., Килбас А.А., Маричев О.И. Интегралы и производные дробного порядка и некоторые их приложения. Минск: Наука и техника. 1987.
37. Нахушев А.М. [Дробное исчисление и его применение](#). Москва : ФИЗМАТЛИТ, 2003. 272 с.
38. Учайкин В.В. [Метод дробных производных](#). Ульяновск : Артишок, 2008. 512 с.
39. Тарасов В.Е. Модели теоретической физики с интегро-дифференцированием дробного порядка. Москва-Ижевск :РХД, 2011. 568 с.
40. Herrmann R. Fractional Calculus. An Introduction for Physicists. Singapore : World Scientific, 2014.
41. Векуа И.Н. Новые методы решения эллиптических уравнений. Москва : ГИТТЛ, 1948. 296 с.
42. Положий Г.К. Обобщение теории аналитических функций комплексного переменного. Киев: Изд-во Киевского университета, 1965. 440 с.
43. Векуа И.Н. Обобщённые аналитические функции. Москва : Наука, 1988. 512 с.

УДК 537.533.621

Аналитические способы описания гармонических функций

Голиков Юрий Константинович,

Санкт-Петербургский Политехнический Университет Петра Великого
г. Санкт-Петербург, Российская Федерация

Электр және магнит өрісінің скаляр потенциалы ретінде қолдануға болатын үшөлшемді гармониялық функцияларды аналитикалық өрнектеу әдістері қарастырылған. Жұмыстың нәтижелері корпускулярлық оптикадағы жүйелерді құруға көмектеседі деп есептейміз. The paper considers analytical representations of 3D harmonic functions which can be used as scalar potentials of electric and magnetic fields. The results can be useful to design specific systems of charged particle optic

Кілттік сөздер: *электр өрісі, магнит өрісі, Лаплас теңдеуінің аналитикалық шешімі.*
Key words: electric fields; magnetic fields; analytical solutions of Laplace equation.

Введение.

Гармонические функции обычно возникают как результат решения краевой задачи для уравнения Лапласа. Но особенность краевых задач такова, что почти никогда не удается установить заранее: элементарно решение или нет. Именно поэтому гармонические функции встречаются нам как правило в виде бесконечных рядов, в коэффициентах которых скрыта истинная природа функции.

Исключение составляет двумерный случай, так как для него краевую задачу довольно часто удается свести к последовательной суперпозиции аналитических функций одного комплексного переменного. Более сложными, чем плоский случай, являются краевые задачи для осесимметричного уравнения Лапласа. Для него связь с комплексным

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} = 0$$

аргументом не так проста, как для уравнения $\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} = 0$, но, тем не менее, и здесь развиты плодотворные методы.

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = 0$$

Теория трехмерных решений уравнения Лапласа $\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = 0$ развита очень мало, так как ее рассматривают обычно только с точки зрения граничных задач, а не как математическую дисциплину, подобную теории аналитических функций комплексного аргумента. Создается впечатление, что мир трехмерных гармонических функций вообще

не поддается элементарному описанию; настолько редко встречаются в литературе элементарные гармонические функции от трех аргументов.

Между тем потребность в элементарных классах велика, особенно для электронной оптики, в задачах которой потенциалы можно подчинять соображениям аналитического описания. Нам кажется, что теория гармонических функций достаточно сложна и плохо изучена, так что можно на некоторое время забыть краевые задачи и попытаться построить общую картину этих функций на основе формального аппарата. Здесь возникает множество вопросов. Например: довольно легко найти трехмерные гармонические функции в виде конечных полиномов по всем трем переменным. Можно ли построить класс рациональных функций в виде отношения полиномов? Можно ли расположить такие гармонические трехмерные дроби в порядке нарастания сложности? Можно ли ввести класс трехмерных гармонических функций, аналогичных целым и

дробным степеням, подобно $(x + iy)^n$? Существуют ли правила сложения, умножения и композиции функций с сохранением гармоничности? И так далее.

В этой работе я не стремлюсь построить общую теорию такого рода. Здесь нет строгой логической системы. Скорее это набор очерков о свойствах трехмерных и двумерных гармонических функций. Я собрал здесь множество небольших фактов, полезных для общей теории. Некоторые из них я почерпнул из литературы, некоторые обнаружил сам. Может быть, из этих фрагментов впоследствии составит достаточно полная теория, полезная и для приложений.

1. О симметричных функциях

Понятие симметрии предполагает сохранение геометрического объекта при некоторых преобразованиях пространства. Его легко распространить и на функции.

Пусть функция $\varphi(x, y, z)$ непрерывна в некоторой области D . Рассмотрим какие-нибудь непрерывные преобразования пространства, переводящие область D в себя

$$X = X(x, y, z),$$

$$Y = Y(x, y, z),$$

$$Z = Z(x, y, z), \quad (1^*)$$

Вычислим значение φ в точке X, Y, Z , и если оказывается, что величина φ сохранилась при любом выборе точки $x, y, z \in D$, то можно сказать, что φ симметрична относительно преобразования (1*):

$$\varphi(x, y, z) = \varphi[X(x, y, z), Y(x, y, z), Z(x, y, z)]. \quad (2^*)$$

Возможные типы симметрии отличаются между собой видом заданных функций (1). Обычно эти функции очень простые, что иллюстрируют следующие примеры.

Пример 1. Функция $\varphi = \text{const}$. Здесь симметрия проявляется в независимости φ от произвольных смещений по осям. Определяющие преобразования:

$$X = x + p,$$

$$Y = y + q,$$

$$Z = z + t,$$

где p, q, t – произвольные числа.

Пример 2. Если φ не зависит от смещения по двум осям, то $\varphi = \varphi(x)$. Определяющие преобразования:

$$X = x,$$

$$Y = y + q,$$

$$Z = z + t,$$

q, t – произвольны. Одномерность функции, следовательно, тоже тип симметрии.

Пример 3. Если φ не зависит от смещения по одной координате, то имеем двумерные функции. Определяющие преобразования:

$$X = x,$$

$$Y = y,$$

$$Z = z + t,$$

t – произвольно

Пример 4. Периодичность φ по любой координате, либо по всем трем определяется преобразованиями

$$X = x + P,$$

$$Y = y + Q,$$

$$Z = z + T,$$

а $\varphi(x, y, z) = \varphi(x + P, y + Q, z + T)$. В отличие от примеров 1, 2, 3 числа P , Q и T фиксированы.

Пример 5. Если в пространстве ввести цилиндрические координаты ρ, θ, z , то естественно возникает понятие осевой симметрии

$$\varphi(\rho, \theta, z) = \varphi(\rho, \theta + \alpha, z),$$

где α — произвольно.

Пример 6. Спиральная симметрия выражается равенством

$$\varphi(\rho, \theta, z) = \varphi(\rho, \theta + \alpha, z + k\alpha),$$

где k – фиксировано, α – произвольно.

Пример 7. Периодичность по углу θ дает еще один тип симметрии

$$\varphi(\rho, \theta, z) = \varphi(\rho, \theta + A, z),$$

где A фиксировано.

Пример 8. В сферических координатах полезно рассмотреть центральную симметрию, заключающуюся в преобразованиях

$$\varphi(\rho, \theta, \psi) = \varphi(\rho, \theta + \pi, -\psi).$$

Пример 9. Симметрия относительно единичного шара при инверсии

$$\varphi(\rho, \theta, \psi) = \varphi(1/\rho, \theta, \psi).$$

Пример 10. Симметрия относительно плоскости

$$\varphi(x, y, z) = \varphi(x, y, -z).$$

Пример 11. Симметрия конического типа

$$\varphi(x, y, z) = \varphi(ax, ay, az),$$

где a – произвольно. Зависимость от x, y, z здесь можно свести к виду

$$\varphi = \varphi(x/z, y/z).$$

Преобразование подобия $X = ax, Y = ay, Z = az$ оставляет инвариантными конусы, поэтому эту симметрию можно назвать конической.

С каждой функцией φ можно связать автосимметрию, если рассмотреть преобразования, смещающие точки вдоль поверхностей $\varphi = \text{const}$. Этот тип симметрии пока представляется бесполезным.

Если в пространстве вводить ту или иную систему криволинейных координат, то в ней можно указать свои типы симметрии, описываемые простыми преобразованиями.

Относительно декартовых координат эти же результирующие преобразования могут оказаться очень сложными.

С помощью простейших типов симметрии можно выделить важные классы трехмерных гармонических функций. Чем полезна в конце концов симметрия функций? Здесь можно отметить несколько моментов.

1. Симметрия позволяет грубо классифицировать многообразие функций, разбив их на группы, расположенные в порядке нарастания сложности.
 2. Симметрия потенциалов того или иного типа позволяет для динамической задачи либо найти интеграл системы дифференциальных уравнений, либо указать семейство частных решений, легко вычисляемых.
 3. Симметрия упрощает качественный анализ формы эквипотенциалей и сокращает расчеты.
 4. Симметрия потенциала часто позволяет составить правильное суждение о свойствах траекторий без точного интегрирования.
 5. Симметрия в некоторых случаях позволяет сократить число постоянных в задаче интегрирования.
 6. Симметричный гармонический потенциал однозначно определяется типом симметрии и некоторым дополнительным условием. Например, симметрия относительно плоскости позволяет найти весь потенциал по его ходу в этой плоскости и т. д.
 7. Вид симметрии позволяет правильно выбрать аналитический способ описания, в частности, тип криволинейных координат.
- Этими замечаниями о симметрии мы и ограничимся.

2. Общее решение Уиттекера для уравнения Лапласа

Общее решение двумерного уравнения Лапласа для $F = F(X + iZ)$ имеет вид

$$\frac{\partial^2 F}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial Z^2} = 0. \quad (1)$$

Оно автоматически удовлетворяет и трехмерному уравнению

$$\frac{\partial^2 F}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial Z^2} = 0. \quad (2)$$

Повернем систему осей X, Y вокруг оси Z на угол t , тогда в новых координатах x, y, z для X, Y, Z имеем выражения

$$\begin{aligned} X &= x \cos t + y \sin t, \\ Y &= -x \sin t + y \cos t, \\ Z &= z. \end{aligned} \quad (3)$$

Но уравнение (2) инвариантно относительно вращения:

$$\frac{\partial^2 F}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial z^2} = 0. \quad (4)$$

После подстановки (3) в (1) получим снова гармоническую функцию вида

$$F = F(x \cos t + y \sin t + iz) \quad (5)$$

Непосредственным вычислением легко убедиться, что любая функция, содержащая t и вне аргумента, удовлетворяет уравнению (4)

$$F = F(x \cos t + y \sin t + iz, t). \quad (6)$$

Заметив это, Уиттекер [1] показал, что любую трехмерную гармоническую функцию $\varphi(x, y, z)$ можно представить в виде непрерывной суперпозиции функций типа (6). Не приводя его рассуждений, сразу же выпишем формулу Уиттекера

$$\varphi = \int_{-\pi}^{\pi} F(x \cos t + y \sin t + iz, t) dt \quad (7)$$

Таким образом, трехмерная гармоническая функция оказывается составленной из непрерывного ряда двумерных гармонических функций.

В общем случае, подобно (1), φ является комплексной функцией, так что φ распадается на две вещественные гармонические функции

$$\varphi = \varphi_1(x, y, z) + \varphi_2(x, y, z), \quad (8)$$

$$\varphi_1 = \int_{-\pi}^{\pi} F_1(x \cos t + y \sin t + iz, t) dt,$$

$$\varphi_2 = \int_{-\pi}^{\pi} F_2(x \cos t + y \sin t + iz, t) dt,$$

$$F = F_1 + i F_2 \quad (9)$$

Точно также можно получить другие формулы, похожие на (7), например,

$$\varphi = \int_{-\pi}^{\pi} f(z + i x \cos t + i y \sin t, t) dt \quad (10)$$

Выражения (7), (9) чрезвычайно важны, так как позволяют строить множество трехмерных гармонических функций исходя из двумерных. Это положение аналогично представлению (1) двумерных гармонических функций через одномерные, но с комплексным аргументом. В частности, если предположить, что f не зависит от t вне аргумента $z + i x \cos t + i y \sin t$, то из (10) легко получить осесимметричные гармонические функции в виде

$$\varphi(r, z) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} f(z + i r \cos \gamma) d\gamma \quad (11)$$

([1], пример в конце гл. 18). Функция f имеет ясный физический смысл, это значения φ на оси симметрии z .

Из формулы (7) выведем еще одно интегральное представление для однородных гармонических функций нулевой кратности, то есть решения уравнения Лапласа (4) вида

$$\varphi = \varphi\left(\frac{x}{z}, \frac{y}{z}\right). \quad (12)$$

Воспользуемся тождеством Эйлера для однородных функций [2, 3]. В случае нулевой кратности оно имеет вид

$$x \frac{\partial \varphi}{\partial x} + y \frac{\partial \varphi}{\partial y} + z \frac{\partial \varphi}{\partial z} = 0 \quad (13)$$

Дифференцируя (7) по x , y и z и подставляя в (13), получим равенство

$$\int_{-\pi}^{\pi} p \frac{\partial F(p, t)}{\partial p} dt = 0 \quad (14)$$

где $p = x \cos t + y \sin t + iz$. Чтобы (14) имело место при любых p , необходимо условие

$$p \frac{\partial F}{\partial p} = g(t) \quad (15)$$

и

$$\int_{-\pi}^{\pi} g(t) dt \equiv 0 \quad (16)$$

Интегрируя равенство (15), находим F

$$F = g(t) \ln p. \quad (17)$$

Возвращаясь к формуле (7) при помощи (17), получим следующее представление для однородных φ , принадлежащее Уиттеккеру

$$\varphi\left(\frac{x}{z}, \frac{y}{z}\right) = \int_{-\pi}^{\pi} \ln(x \cos t + y \sin t + iz) g(t) dt, \quad (18)$$

где $g(t)$ — произвольная аналитическая функция. Интегрируя (18) по частям с учетом условия (16), можно получить другую формулу

$$\varphi\left(\frac{x}{z}, \frac{y}{z}\right) = \int_{-\pi}^{\pi} \frac{x \sin t - y \cos t}{x \cos t + y \sin t + iz} Q(t) dt, \quad \text{где } Q(t) = \int g(t) dt. \quad (19)$$

Из (19) непосредственно видно, что действительно мы получаем φ , зависящее от

отношений $\frac{x}{z}$ и $\frac{y}{z}$.

Тем же путем, что и вывод формулы (18) мы найдем еще один вид представления для гармонических функций, однородных кратности m . Эти функции можно записать в виде

$$\varphi(x, y, z) = z^m \cdot \psi\left(\frac{x}{z}, \frac{y}{z}\right), \quad (20)$$

где $m \neq 0$ не обязательно является целым числом [2,3]. Тожество Эйлера здесь имеет вид

$$x \frac{\partial \varphi}{\partial x} + y \frac{\partial \varphi}{\partial y} + z \frac{\partial \varphi}{\partial z} = m \varphi \quad (21)$$

Подставляя (7) в (21), получим равенство

$$\int_{-\pi}^{\pi} \left(p \frac{\partial F}{\partial p} - m F \right) dt = 0 \quad (22)$$

Следовательно, должно иметь место соотношение

$$p \frac{\partial F}{\partial p} - m F = g(t) \quad (23)$$

$$\int_{-\pi}^{\pi} g(t) dt = 0 \quad (24)$$

Решая линейное уравнение (23) относительно F , получим

$$F(p, t) = \sigma(t) \cdot p^m - \frac{g(t)}{m}. \quad (25)$$

Подставив (25) в (7) с учетом (24), получим для общих однородных функций следующее представление [1]

$$\varphi = \int_{-\pi}^{\pi} (x \cos t + y \sin t + iz)^m \sigma(t) dt, \quad (26)$$

где $\sigma(t)$ — произвольная аналитическая функция.

Примечание. Преобразования, с помощью которых выведены формулы (18) и (26), как и сама формула Уиттекера (7), подразумевают, что функция φ аналитическая (разлагается в сходящийся ряд по x, y, z) везде и прежде всего в окрестности начала координат.

Поэтому эти формулы не годятся, если мы хотим получать однородные функции с сингулярностью в начале координат. Например,

$\varphi(x, y, z) = \left(8z^4 + 12z^2(x^2 + y^2) + 3(x^2 + y^2)^2 \right) (x^3 - 3xy^2) / (x^2 + y^2)^3$ является гармонической и однородной функцией кратности $m=1$, но не является аналитической в окрестности прямой $x=y=0$. Эту функцию нельзя выразить в виде (26) ни при каких $\sigma(t)$.

Действительно, так как $\sigma(t)$ можно заменить на ряд Фурье, в формуле (26) можно ограничиться перебором тригонометрических функций $\sigma(t) = \{1, \cos kt, \sin kt\}$ при

натуральных k . Тогда сразу получаем, что для $m=1$ $\varphi(x, y, z) = x$, $\varphi(x, y, z) = y$, $\varphi(x, y, z) = z$ и их линейные комбинации это единственные функции вида (26). Более

аккуратные выкладки показывают, что тем не менее (18) и (19) обеспечивают универсальное представление для однородных функций нулевой кратности, аналитических в шаре с выколотой точкой начала координат. Формула же (26) порождает лишь некоторое подмножество однородных функций кратности $m \neq 0$ (кроме, возможно, случая $m \neq -1$). Более подробно о параметризации однородных гармонических функций с целочисленными показателями однородности можно узнать в [4, 5].

3. Задача Коши для трехмерных потенциалов, симметричных относительно плоскости

Если в пространстве задана четная по z гармоническая функция Φ
 $\Phi(x, y, z) = \Phi(x, y, -z),$ (27)

то в областях плоскости $z = 0$, где нет особенностей, Φ и $\frac{\partial \Phi}{\partial z}$ имеют значения
 $\Phi|_{z=0} = f(x, y),$

$$\left. \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right|_{z=0} = 0. \quad (28)$$

Условия (28) определяют задачу Коши для уравнения Лапласа

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = 0 \quad (29)$$

Если $f(x, y)$ считать аналитической в некоторой области D , то Φ можно однозначно продолжить в пространство в виде четных рядов по z .

Мы попытаемся найти такие продолжения хотя бы в частных случаях с помощью решения Уиттекера (7)

$$\varphi(x, y, z) = \int_{-\pi}^{\pi} F(x \cos t + y \sin t + iz, t) dt \quad (30)$$

По Уиттекеру формулу (4) надо толковать следующим образом. Для каждой гармонической в некотором шаре функции φ найдется такая функция двух переменных F , аналитическая по первому аргументу, что φ выразится интегралом (30).

Если φ считать заданной функцией, а F неизвестной, то (30) можно рассматривать как специального типа интегральное уравнение. В таких условиях оно имеет единственное решение F и как его находить нам пока не известно². Однако для задачи Коши дело можно представить существенно проще.

В общем случае, при произвольной функции $F(p, t)$, формула (30) дает комплексную гармоническую функцию. Чтобы определить чисто вещественное решение уравнения (29), можно взять сопряженное равенство

$$\bar{\varphi} = \int_{-\pi}^{\pi} \bar{F}(x \cos t + y \sin t + iz, t) dt \quad (31)$$

и образовать из φ и $\bar{\varphi}$ чисто вещественную гармоническую функцию ψ

² Впрочем, рассуждения [1] подсказывают, что если φ разлагается в окрестности начала координат в сходящийся ряд по x, y, z и φ гармоническая функция, то φ переразлагается в сумму функций $\int_{-\pi}^{\pi} (x \cos t + y \sin t + iz)^n \cos kt dt$ и $\int_{-\pi}^{\pi} (x \cos t + y \sin t + iz)^n \sin kt dt$ ($k = 0, 1, \dots, n$, $n = 0, 1, \dots$) с комплексными множителями. После суммирования, предельного перехода $n \rightarrow \infty$ и аналитического продолжения на всё пространство, получаем решение (4).

$$\psi = \frac{\varphi + \bar{\varphi}}{2} = \frac{1}{2} \int_{-\pi}^{\pi} \{F(x \cos t + y \sin t + iz, t) + \bar{F}(x \cos t + y \sin t + iz, t)\} dt \quad (32)$$

Если $F(p, t)$ не содержит мнимостей, кроме как внутри аргумента $p = x \cos t + y \sin t + iz$, то

$$\bar{F}(p, t) = F(\bar{p}, t) \quad (33)$$

Воспользуемся условием (33) и тогда из (32) получим специальный класс гармонических и вещественных функций Φ вида

$$\Phi = \frac{1}{2} \int_{-\pi}^{\pi} \{F(x \cos t + y \sin t + iz, t) + F(x \cos t + y \sin t - iz, t)\} dt \quad (34)$$

Первое, что бросается в глаза, заключается в равенствах

$$\left. \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right|_{z=0} \equiv 0, \dots, \left. \frac{\partial^{2n+1} \Phi}{\partial z^{2n+1}} \right|_{z=0} \equiv 0 \quad (35)$$

при любой аналитической функции $F(p, t)$, удовлетворяющей условию (34).

Следовательно, Φ есть четная по z гармоническая функция. Но она однозначно определяется своими значениями в плоскости симметрии $z = 0$.

Положив $z = 0$ в (34), имеем равенство

$$f(x, y) = \int_{-\pi}^{\pi} F(x \cos t + y \sin t, t) dt \quad (36)$$

При заданной аналитической функции f задача Коши сводится к решению интегрального уравнения (36) относительно F .

I. Один такой случай, правда, в довольно запутанной статье разобрал Саулит [6-8].

Предположим, что F не содержит t вне аргумента $p = x \cos t + y \sin t$, тогда после введения полярных координат

$$x = \rho \cos \theta, \quad y = \rho \sin \theta$$

интеграл (36) преобразуется к виду

$$f = \int_{-\pi}^{\pi} F(\rho \cos(t - \theta)) dt = \int_{-\pi}^{\pi} F(\rho \cos \gamma) d\gamma \quad (37)$$

Следовательно, формула (10) дает функцию f , зависящую только от радиуса ρ

$$f(x, y) = f(\sqrt{x^2 + y^2}) = f(\rho) \quad (38)$$

Если ее считать заданной, то после замены переменной интегрирования получим из (37) интегральное уравнение типа Абеля

$$f(\rho) = 2 \int_0^{\rho} \frac{F(u) du}{\sqrt{\rho^2 - u^2}}, \quad u = \rho \cos \gamma \quad (39)$$

Уравнение (39) решается композицией Вольтерра с ядром $\frac{\rho}{\sqrt{\lambda^2 - \rho^2}}$ [9], в результате получаем для $F(u)$ представление

$$F(u) = \frac{d}{du} \int_0^u \frac{\rho f(\rho) d\rho}{\sqrt{u^2 - \rho^2}} \quad (40)$$

Чтобы вычислить $\Phi(\rho, \theta, z)$, следует воспользоваться формулой (33) и выражением (40). Я добавлю еще один случай, когда задача Коши решается в конечном виде.

II. Пусть Φ является однородной гармонической функцией порядка $m > 0$. Тогда из (26) имеем

$$\Phi = \frac{1}{2} \int_{-\pi}^{\pi} \left\{ (x \cos t + y \sin t + iz)^m \sigma(t) + (x \cos t + y \sin t - iz)^m \sigma(t) \right\} dt \quad (41)$$

Но однородную функцию можно представить в виде

$$\Phi = x^m S \left(\frac{y}{x}, \frac{z}{x} \right) \quad (42)$$

Если (42) подставить в (41), затем положить $z = 0$ и ввести полярные координаты ρ, θ , то получим после сокращения всего равенства на ρ^m следующее интегральное соотношение между функцией $f(\operatorname{tg} \theta) = S|_{z=0}$ и функцией $\sigma(t)$

$$\cos^m \theta \cdot f(\operatorname{tg} \theta) = \int_{-\pi}^{\pi} \cos^m(t - \theta) \cdot \sigma(t) dt \quad (43)$$

Получили интегральное уравнение Фредгольма I рода. При целых положительных m ядро $\cos^m(t - \theta)$ распадается на сумму произведений множителей, зависящих от t и θ порознь, то есть ядро вырождается, и к нему применим обычный метод Пинкерле.

Функция $\sigma(t)$ выразится через m квадратур от левой части (43). Конкретным представлением $\sigma(t)$ в этом разделе мы заниматься не будем.

Примечание. Задача о восстановлении трёхмерной симметричной гармонической функции $U(x, y, z)$ по её значению $V(x, y) = U(x, y, 0)$ вдоль плоскости симметрии может быть решена с помощью функции Грина [10]. Решение определяется как интеграл от $V(x, y)$ вдоль плоскости $z = 0$ с некоторым интегральным ядром:

$$U(x, y, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \int V_0(x', y') \frac{z}{\left((x-x')^2 + (y-y')^2 + z^2 \right)^{3/2}} dx' dy' \quad (44)$$

(Здесь использована функция Грина задачи Дирихле для трёхмерного уравнения Лапласа с границей в виде плоскости $z = 0$, которая известна в аналитическом виде [10].)

Недостатками формулы (44) являются: а) интеграл (44) не так-то просто вычислить в аналитической форме даже для достаточно простых функций $V(x, y)$, и даже когда результат (функция-прототип $U(x, y, z)$) заранее известен, б) интеграл (44) сходится лишь тогда, когда на функцию $V(x, y)$ наложены весьма жёсткие условия в плане допустимых сингулярных точек или линий и асимптотики поведения на бесконечности.

4. Гармонические функции двухпараметрического комплексного аргумента

Уиттекер заметил, что аналитические функции $F(x \cos t + y \sin t + iz)$ заведомо гармоничны, причем непрерывной суперпозицией функций такого вида можно построить любую наперед заданную гармоническую функцию. Можно еще более гибко использовать линейные комплексные комбинации x, y и z , если рассмотреть функции вида

$$F = F(ax + by + cz), \quad (45)$$

где a, b, c – комплексные числа.

Чтобы выражение (45) удовлетворяло уравнению Лапласа при любой аналитической F , необходимо равенство

$$\Delta F = \frac{d^2 F(\omega)}{d\omega^2} (a^2 + b^2 + c^2) = 0, \quad (46)$$

где $\omega = ax + by + cz$.

Следовательно,

$$a^2 + b^2 + c^2 = 0, \quad c = i\sqrt{a^2 + b^2}. \quad (47)$$

С учетом соотношения (47) получим гармоническую функцию от аргумента с двумя свободными параметрами a и b :

$$F = F(ax + by + i\sqrt{a^2 + b^2}z). \quad (48)$$

Если положить $a = k \cos t$, $b = k \sin t$, то

$$F = F(k(x \cos t + y \sin t + iz)). \quad (49)$$

В сущности, решение (49) отличается от подстановки Уиттекера только преобразованием подобия. Однако при суперпозиции решений вида (48) или (49) эта лишняя свобода может оказаться очень полезной.

Если брать аналитические функции $F(ax + by + i\sqrt{a^2 + b^2}z, a, b)$, содержащие a и b как в аргументе ω , так и вне его, то интегрируя в плоскости параметров a и b по заданным кривым линиям и площадям, можно получать самые разнообразные классы трехмерных гармонических решений, они будут зависеть от формы области интегрирования (a, b) . Таким образом, мы приходим к следующим представлениям гармонических функций

$$\varphi = \int_{\ell} F(ax + by + i\sqrt{a^2 + b^2}z, a, b) ds \quad (50)$$

где ℓ — заданный отрезок кривой с элементом ds в плоскости (a, b) . Линия ℓ может быть замкнутой кривой и тогда вычисление (50) можно в некоторых случаях свести к теории вычетов

$$\varphi(x, y, z) = \iint_D F(ax + by + i\sqrt{a^2 + b^2}z, a, b) da db \quad (51)$$

D — область плоскости (a, b) .

Заметим между прочим, что классический интеграл Пуассона задает гармоническую в шаре функцию через ее значения на сфере. Она должна являться частным случаем формулы (57). Можно даже предположить, что формула (51) как-то связана с общим представлением в области со значениями на ее двумерной границе. Иначе говоря, должны существовать обобщения формулы Пуассона на замкнутые поверхности, отличные от

шара, и комплексные подстановки $ax + by + i\sqrt{a^2 + b^2}z$ должны играть в этих обобщениях важную роль.

Мы рассмотрели простейший комплексный аргумент ω , линейно зависящий от x, y, z .

Но можно вообще поставить вопрос: какой должна быть функция $\omega(x, y, z)$ от трех аргументов, чтобы аналитическая функция $F(\omega)$ была заведомо гармонической при любом выборе F .

Вычислим

$$\Delta F = \frac{d^2 F}{d\omega^2} (\nabla \omega)^2 + \frac{dF}{d\omega} (\Delta \omega) \equiv 0 \quad (52)$$

Чтобы (52) имело место при любой F , необходимо, чтобы

$$(\nabla \omega)^2 = \omega_x^2 + \omega_y^2 + \omega_z^2 = 0, \quad (53)$$

$$\Delta \omega = \omega_{xx} + \omega_{yy} + \omega_{zz} = 0. \quad (54)$$

Итак, $\omega(x, y, z)$ сама должна быть гармоничной и, кроме того, такой, чтобы $(\nabla\omega)^2 = 0$, то есть заведомо комплекснозначной. Пусть $\omega(x, y, z) = a(x, y, z) + ib(x, y, z)$, где a и b вещественные функции. Условие (53) сводится к уравнениям

$$a_x^2 + a_y^2 + a_z^2 = b_x^2 + b_y^2 + b_z^2, \quad a_x b_x + a_y b_y + a_z b_z = 0 \quad (55)$$

Это означает, что вектора $\vec{a} = (a_x, a_y, a_z)$ и $\vec{b} = (b_x, b_y, b_z)$ имеют одинаковую длину и ортогональны. Следовательно, в некоторой локальной системе координат вектор

$\vec{a} = (\rho, 0, 0)$ направлен вдоль оси OX , а вектор $\vec{b} = (0, \rho, 0)$ направлен вдоль оси OY , где $\rho(x, y, z)$ это длина вектора. Переход от локальной системы координат к глобальным координатам выполняется с помощью матрицы, состоящей из трёх независимых поворотов [11]:

$$R = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \gamma & -\sin \gamma \\ 0 & \sin \gamma & \cos \gamma \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos \beta & 0 & \sin \beta \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \beta & 0 & \cos \beta \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha & 0 \\ \sin \alpha & \cos \alpha & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (56)$$

где $\alpha(x, y, z)$, $\beta(x, y, z)$, $\gamma(x, y, z)$ некоторые функции координат. В итоге получаем две системы линейных дифференциальных уравнений в частных производных первого порядка для функций a и b , необходимые и достаточные для выполнения соотношений (55):

$$\begin{cases} a_x = \rho \cos \alpha \cos \beta, \\ a_y = \rho(\sin \alpha \cos \gamma + \cos \alpha \sin \beta \sin \gamma), \\ a_z = \rho(\sin \alpha \sin \gamma - \cos \alpha \sin \beta \cos \gamma), \end{cases} \quad (57)$$

$$\begin{cases} b_x = -\rho \sin \alpha \cos \beta, \\ b_y = \rho(\cos \alpha \cos \gamma - \sin \alpha \sin \beta \sin \gamma), \\ b_z = \rho(\cos \alpha \sin \gamma + \sin \alpha \sin \beta \cos \gamma). \end{cases} \quad (58)$$

Условия совместности [12-15] для этих уравнений вместе с условиями $a_{xx} + a_{yy} + a_{zz} = 0$, $b_{xx} + b_{yy} + b_{zz} = 0$, по-видимому, в конечном счёте позволяют определить необходимые и достаточные требования, которым должны удовлетворять $\rho(x, y, z)$, $\alpha(x, y, z)$, $\beta(x, y, z)$, $\gamma(x, y, z)$, чтобы системы (57), (58) были разрешимы. Тем самым будут получены необходимые и достаточные условия, которым должна удовлетворять функция $\omega(x, y, z) = a(x, y, z) + ib(x, y, z)$, чтобы обеспечить выполнение условий (53) и (54).

Такой анализ не слишком прост и в настоящий момент не доведён до конца. В качестве частных решений можно попробовать полиномиальные функции (например, квадратичные или кубические) $\omega(x, y, z) = a(x, y, z) + ib(x, y, z)$, для которых условия (53) и (54) сводятся к системам нелинейных алгебраических уравнений относительно неопределённых комплексных коэффициентов полиномов. Например, для квадратичных полиномов

$$\omega(x, y, z) = \frac{a_{200}}{2} x^2 + \frac{a_{020}}{2} y^2 + \frac{a_{002}}{2} z^2 + a_{110} xy + a_{101} xz + a_{011} yz + a_{100} x + a_{010} y + a_{001} z \quad (59)$$

получаются следующие невырожденные (зависящие от всех трёх переменных) решения:

$$\begin{aligned} \text{а) } a_{200} &= -a_{101}^2 / \sqrt{-a_{011}^2 - a_{101}^2}, \quad a_{020} = -a_{011}^2 / \sqrt{-a_{011}^2 - a_{101}^2}, \quad a_{002} = -\sqrt{-a_{011}^2 - a_{101}^2}, \\ a_{110} &= -a_{011} a_{101} / \sqrt{-a_{011}^2 - a_{101}^2}, \quad a_{100} = a_{011} a_{100} / a_{101}, \quad a_{001} = -a_{100} \sqrt{-a_{011}^2 - a_{101}^2} / a_{101}; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\text{б) } & a_{200} = a_{101} / \sqrt{-a_{011}^2 - a_{101}^2}, \quad a_{020} = a_{011}^2 / \sqrt{-a_{011}^2 - a_{101}^2}, \quad a_{002} = \sqrt{-a_{011}^2 - a_{101}^2}, \\
& a_{110} = a_{011} a_{101} / \sqrt{-a_{011}^2 - a_{101}^2}, \quad a_{010} = a_{011} a_{100} / a_{101}, \quad a_{001} = a_{100} \sqrt{-a_{011}^2 - a_{101}^2} / a_{101}; \\
\text{в) } & a_{200} = a_{020} = a_{002} = a_{110} = a_{101} = a_{011} = 0, \quad a_{001} = \pm \sqrt{-a_{100}^2 - a_{010}^2} \quad (\text{решение совпадает с} \\
& (48)).
\end{aligned}$$

Примечание. Поиск функций $\omega(x, y, z)$ наиболее общего вида, чтобы выполнялись условия (53) и (54), или, что то же самое, поиск условий совместности для систем уравнений (57) и

(58) с дополнительными условиями $a_{xx} + a_{yy} + a_{zz} = 0$, $b_{xx} + b_{yy} + b_{zz} = 0$ имеет смысл,

поскольку нам заранее известно, что такие функции $\omega(x, y, z)$ существуют и что их много. Например, кроме линейных функций (48) и квадратичных функций (59) условиям (53) и

$$(54) \text{ удовлетворяет } \omega(x, y, z) = \frac{x \pm iy}{z + \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}$$

и все функции, которые получаются из неё с помощью трёхмерных вращений системы координат. (При таком выборе ядра $\omega(x, y, z)$ функциям $F(\omega)$ будут соответствовать гармонические функции с нулевым порядком однородности, т.е. формула Донкина [1, 4, 16, 17].) Кроме того, если $\omega(x, y, z)$ удовлетворяет условиям (53) и (54), то и все функции вида $f(\omega)$, где $f(p+iq)$ – произвольная аналитическая функция комплексного переменного, тоже удовлетворяют условиям (53) и (54).

Заключительные замечания

Эта рукопись из архива Юрия Константиновича Голикова датирована декабрём 1975 года и никогда не публиковалась, последние страницы рукописи в архиве отсутствуют. Рукопись подготовлена к печати учениками Ю.К.Голикова. В процессе подготовки в текст были внесены некоторые дополнения и примечания, соответствующие нынешнему уровню понимания проблемы. Также был восстановлен и дополнен список литературы.

Литература

1. Уиттекер Э.Т., Ватсон Дж. Курс современного анализа. Часть 2: Трансцендентные функции. Москва : ГИФМЛ, 1963. 516 с.
2. Фихтенгольц Г.М. Курс дифференциального и интегрального исчисления. Т. 1. Москва : ГИФМЛ, 1962. 608 с.
3. Смирнов В.И. Курс высшей математики. Т. 1. Москва: Наука, 1974. 480 с.
4. Гобсон Е.В. Теория сферических и эллипсоидальных функций. Москва : Изд-во иностранной литературы, 1952. 476 с.
5. Томпсон У. (лорд Кельвин), Тэт П.Г. Трактат по натуральной философии. Часть II. Москва-Ижевск : НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2011. 560 с.
6. Саулит В.Р. Пространственное распределение поля в магнитных спектрометрах и форма полюсных наконечников // Вестник ЛГУ. Серия физики и химии. 1962. № 22. С. 29-44.
7. Саулит В.Р. Пространственное распределение поля в магнитных спектрометрах и форма полюсных наконечников (случай осевой симметрии) // Вестник Ленинградского университета. Серия физики и химии. 1966. №16, вып. 3. С. 30-52.
8. Голиков Ю.К., Чепарухин В.В., Чуваев М.И. Пространственная фокусировка в трансаксиальных системах с ИФПС // Труды ЛПИ. 1989. № 429. С. 70-72.
9. Манжиров А.В., Полянин А.Д. Справочник по интегральным уравнениям: методы решения. Москва : Изд-во «Факториал Пресс», 2000. 384 с.
10. Боголюбов А.Н., Левашова Н.Т., Могилевский И.Е., Мухартова Ю.В., Шапкина Н.Е. Функция Грина оператора Лапласа. Москва : Физический факультет МГУ, 2012. 130 с.
11. Корн Г. и Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. Определения, теоремы, формулы. Москва : Наука, 1973. 832 с.

12. Гюнтер Н.М. Интегрирование уравнений в частных производных первого порядка. Ленинград – Москва : ОНТИ, 1934.
13. Трикоми Ф. Лекции по уравнениям в частных производных. Москва : Изд-во иностранной литературы, 1957. 443 с.
14. Рашевский П.К. Геометрическая теория уравнений с частными производными. Москва-Ленинград : ОГИЗ, 1947. 362 с.
15. Фиников С.П. Метод внешних форм Картана в дифференциальной геометрии. Москва-Ленинград: ОГИЗ, 1948. 432 с.
16. Donkin W. F. On the Equation of Laplace 's Functions &c. // Philosophical Transactions of the Royal Society of London. 1857. Vol. 147. P. 43-57.
17. Donkin W. F. On the Equation of Laplace 's Functions &c. // Proceedings of the Royal Society of London. 1856-1857. Vol. 8. P. 307-310.

УДК 538.915

POLARONIC AND BIPOLARONIC SPECTRUM OF THE UNIAXIALLY STRAINED ONE DIMENSIONAL ZIGZAG LADDER

**B.YAVIDOV , S.ZHOLDASSOVA , S.TULEPBERGENOV, Sh.DJUMANOV,
T.SAPARBAEV, O.GANIYEV, U. KURBANOV**

*Nukus State Pedagogical Institute named after A'jiniyaz
Aktobe Regional State University named after K.Zhubanov*

*Institute of Nuclear Physics, Ulughbek,
L.N.Gumilyov Eurasian National University*

Nukus, Uzbekistan

Aktobe, Kazakhstan

Tashkent, Uzbekistan

Astana, Kazakhstan

Полярон мен биполярон қасиеттеріне бірөлшемді зигзаг тәрізді сатыда бір осьті деформацияның әсері қарастырылған. Кернеудің жүйенің барлық параметрлерін, әсіресе, зарядты тасымалдаушылар мен зоналар түзілетін спектрлерді өзгертетіндігін көрсетілді. Пуассон эффектісімен алынған сандық нәтижелер (би)поляронды жүйелердің қасиеттері кернеу қатысуымен құрылуы мүмкіндігін көрсетеді. Биполярон массасын өз кезегінде T_{BES} биполярондардық Бозе-Эйнштейн конденсациясының температурасын реттеуге әкелетін кернеумен өзгертуге болады. T_{BES} биполярондары белгілі перовскиттердік асқын өткізгіштігінің шеттік температурасының мәнімен негізделгендігі көрсетілді. Рассмотрено влияние одноосных деформаций в одномерной зигзагообразной лестнице (1DZL) на свойства поляронов и биполяронов. Показано, что напряжение меняет все параметры системы, в частности, спектр, существующие зоны и массы носителей заряда. Численные результаты, полученные с учетом эффекта Пуассона, ясно показывают, что свойства (би)поляронных систем могут быть настроены посредством напряжения. Массой биполярона также можно манипулировать напряжением, которое, в свою очередь, приводит к манипулированию температуры Бозе-Эйнштейновской конденсации биполяронов T_{BES} . Показано, что T_{BES} биполяронов в напряженной 1DZL обоснованно коррелирует со значениями критической температуры сверхпроводимости определенных перовскитов.

Ключевые слова: *полярон, биполярон, одноосная деформация, одномерная зигзагообразная лестница, Бозе-Эйнштейновская конденсация биполяронов.*

Кілттік сөздер: полярон, биполярон, бір осьті деформация, зигзаг тәрізді саты, биполярондардың Бозе-Эйнштейн конденсациясы.

An influence of the uniaxial strains in one dimensional zigzag ladder (1DZL) on the properties of polarons and bipolarons is considered. It is shown that strain changes all the parameters of the system, in particular, spectrum, existing bands and the masses of charge carriers. Numerical results obtained by taking into an account the Poisson effect clearly indicate that the properties of the (bi)polaronic system can be tuned via strain. Mass of bipolaron can be manipulated by the strain too which in turn leads to the way of tuning Bose-Einstein condensation temperature T_{BEC} of bipolarons. It is shown that T_{BEC} of bipolarons in strained 1DZL reasonably correlate with the values of critical temperature of superconductivity of certain perovskites.

According to Fröhlich-Coulomb model [1] one particle Hamiltonian of polaronic system and two-particle Hamiltonian of bipolaronic system at strong electron-phonon interaction (EPI) regime and in one dimensional zigzag ladder (1DZL) (Fig.1) are given by:

$$H_p = \sum_n (E_p [c_n^\dagger c_n + p_n^\dagger p_n] + t_1 [c_{n+1}^\dagger c_n + p_{n+1}^\dagger p_n + h.c.] + t_2 [p_n^\dagger c_n + p_{n-1}^\dagger c_n + h.c.]) \quad (1)$$

and

$$H_b = (V_c - 5E_p / 3) \sum_n ([A_n^\dagger A_n + B_n^\dagger B_n] - t_1 [B_n^\dagger A_n + B_{n-1}^\dagger A_n + h.c.]) \quad (2)$$

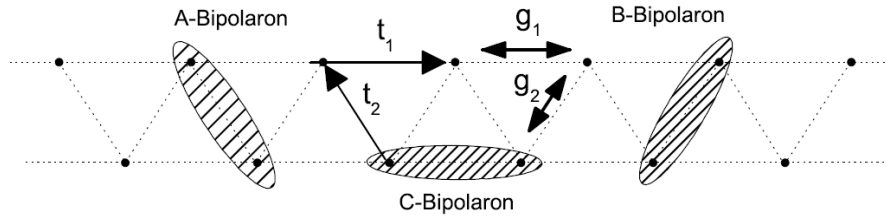


Fig.1 The one dimensional zigzag ladder consists of two sides: upper and lower.

The distances between sites are equal to $a=1$. Hopping integral of polaron between sites of the same

sides of the ladder is t_1 , while between sites of the different sides of the ladder is t_2 . Possible configurations of A (or B) and C bipolarons are shown.

Here c_n^\dagger – and c_n – creates and annihilates, respective-ly, a polaron on site n of the lower side of the ladder, p_n^\dagger – and p_n – are the same for the upper side of the ladder. t_1 (t_2) is the hopping integral of a polaron between neighboring sites that belong to the same side (different sides) of the ladder. In the assumption that charge carrier is coupled with just nearest sites with

dimensionless EPI coupling force g polaron energy E_p and hopping integrals t_1 and t_2 are defined as $E_p = 4g^2 \hbar \omega$, $t_1 = T_m \exp[-7E_p / 8\hbar \omega]$ and $t_2 = T_m \exp[-3E_p / 4\hbar \omega]$, respectively.

T_m – is a bare hopping integral of the charge carriers between nearest neighboring sites, V_c – electron-electron interaction (EEI) potential energy, $A_n = c_n p_n$ and $B_n = p_n c_{n+1}$. All sites are assumed as two dimensional isotropic Einstein oscillators with frequency ω . One-particle and two-particle spectrum of (1) and (2) are

$$E_1(k) = -E_p - 2t_1 \cos(ka) \pm 2t_2 \cos(ka/2) \quad \text{and} \quad E_2(k) = V_c - 5E_p / 2 \pm 2t_1 \cos(ka/2), \quad (3)$$

respectively. There are two overlapping polaronic bands with the combined bandwidth

$W = 4t_1 + 2t_2$ (with lower band bandwidth $4t_1 + 2t_2$ and upper band bandwidth $4t_1 - 2t_2$). The

masses of polaron near the bottom of the bands are $m_{LB} = 2/(4t_1 + t_2)$ and $m_{UB} = 2/(4t_1 - t_2)$ for lower and upper bands, respectively. There are might be three bipolaron's configurations in 1DZL: A- and B- the lowest energy degenerate bipolaron's configurations. The C-bipolaron configuration has higher energy than that of A- or B- bipolaron. Bipolaron's mass near the bottom of the lowest bipolaronic band is $M_{bip} = 2/t_1$. In the extreme limit (very strong EPI and EEI) t_1 and t_2 can be neglected that results in $M_{bip} / m_p \approx (4 + \exp(E_p / 8\hbar\omega))$.

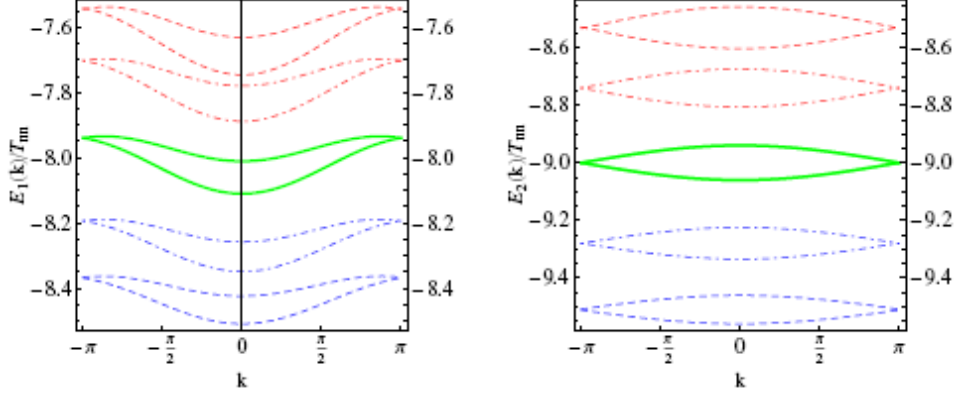


Fig.2 The spectrum of polaronic and bipolaronic systems under applied uniaxial strains. Thick (green) line corresponds to unstrained lattice. Blue (Red) line corresponds to compression (stretching) and dashed (dotdashed) line corresponds to the strain applied along (perpendicular to) the ladder.

In the same limit the existence of bipolaronic conductivity in 1DZL defined by the condition $3E_p / 8 < V_c < E_p / 2$. The bipolaronic conductor might become superconducting at suitable conditions [2]. When the bipolarons are small and in dilute limit the bipolaronic system may be considered as an ideal gas of the inter-site bipolarons. The Bose-Einstein condensation (BEC) temperature [3]

$$T_{BEC} = \frac{3.31\hbar^2 n_{bip}^{2/3}}{2k_B M_{bip}} \quad (4)$$

of the ideal gas of the small inter-site bipolarons is often associated with the critical transition temperature to the superconductive state. Here k_B – is Boltzmann constant and n_{bip} – is density of inter-site bipolarons. All the above parameters depend on inter-site distances hence from the lattice strain via renormalized hopping integrals t_1 and t_2 , E_p and V_c . The aim of this abstract is to study the dependencies of (bi)polaron parameters in 1DZL on lattice's strain (relative deformation). The calculated values of the energetic spectrums $E_1(k)$ and $E_2(k)$ (in units T_m) as a function of the uniaxial strains ε_1 (strain along the ladder) and ε_2 (strain perpendicular to the ladder) are given in Fig.2. Here the plots of $E_1(k)(\varepsilon_1, \varepsilon_2)$ and $E_2(k)(\varepsilon_1, \varepsilon_2)$ are presented for the set of $(-0.02, 0)$, $(0.02, 0)$, $(0, -0.02)$ and $(0, 0.02)$. As it is seen from the plots compression of 1DZL lowers the entire band both $E_1(k)$ and $E_2(k)$ while the stretching rises the both band. The lowering (rising) effect depends on the direction. The lowering (rising) is more pronounced for the uniaxial strain that acts along the ladder. The strain affects the entire band and also its sub-bands like lower band and upper band.

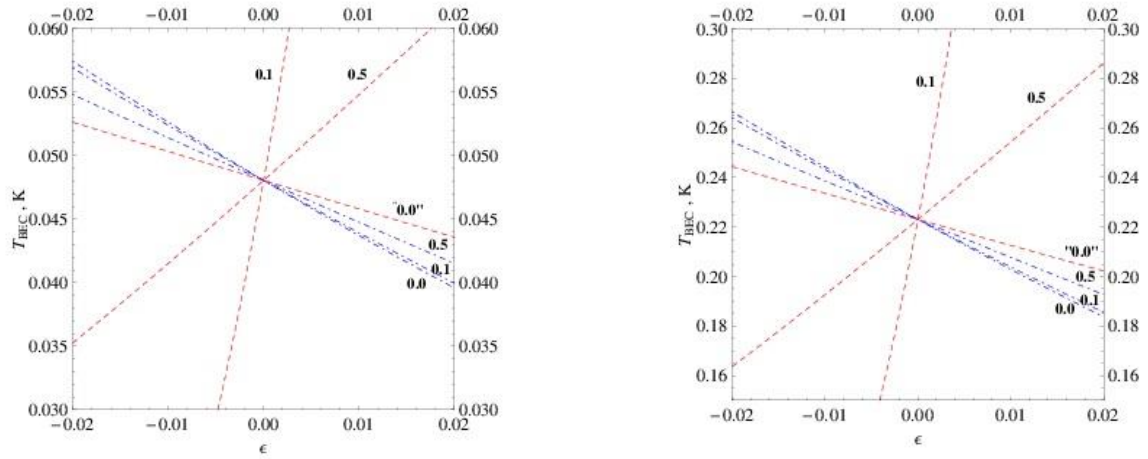


Fig.3 The T_{BEC} of ideal gas of inter-site bipolarons of 1DZL versus lattice's strains for different $\nu = \varepsilon_2 / \varepsilon_1$. Blue-dotted (red-dashed) line corresponds to the uniaxial strain along (perpendicular to) the ladder. The left (right) panel is plotted at $n_{bip} = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ($n_{bip} = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$). In Fig.3 the dependencies of T_{BEC} on 1DZL's strains ε_1 and ε_2 at different Poisson ratio $\nu = \varepsilon_2 / \varepsilon_1$ are presented. As it is seen from Fig.3 T_{BEC} decreases (increases) with the uniaxial compressive (tensile) strain along the ladder regardless of the value of ν . Our study shows that Poisson ratio ν plays the role of another tuning parameter of T_{BEC} and findings presented here may be used in guided design of (bi)polaronic superconductors, in particular thin film ones, based on the cuprate (perovskite) materials [4].

Reference

1. A.S. Alexandrov and P.E. Kornilovitch // J.Phys.: Condens.Matter . - 2002. – P. 5337.
2. A. Alexandrov and J. Ranninger.// Phys. Rev. B. - 1981. - V24. - P. 1164.
3. C.J. Pethick and H.Smith, *Bose-Einstein Condensation in Dilute Gases*, Cambridge University Press, Cambridge, England. -2004. - P.22.
4. A.G. Mamalis, D.E. Manolacos, A. Szalay and G. Pantazopoulos, *Processing of High-Temperature Superconductors at High Strain Rates*, Technomic Publishing, Lancaster, 2000. – 268 pp.

ЖАРАТЫЛЫСТАНУ ҒЫЛЫМДАРЫ
ЕСТЕСТВЕННЫЕ НАУКИ
NATURAL SCIENCES

УДК 371.31:54

Химия пәнін оқытуда дидактикалық материалдарды қолдану

Б.Б. Досанова, А.Е. Нұрманова

*Қ. Жұбанов атындағы Ақтөбе өңірлік мемлекеттік университеті
Ақтөбе қ., Қазақстан*

В статье рассматривается эффективность применения дидактических материалов в процессе обучения учащихся и повышению интереса к предмету химии. Определены возможности применения дидактических материалов: разноуровневые задания, тесты, кроссворды, химический диктант и т.д. Эти задания способствует формированию у учащихся знаний, умений и навыков по химии.

The article consider efficiency applications didactically materials the process learning of students and to the increase interest to subject chemistry. Identified opportunity applications didactically materials: multilevel tasks, tests, crosswords, chemical dictation of t.o. These tasks promotes forming in students knowledge, abilities and skill on chemistry.

Ключевые слова: *эффективность дидактических материалов, интерес к предмету химии, разноуровневые задания, химический диктант.*

Key words: *efficiency of didactic materials, interest in the article of chemistry, разноуровневые tasks, chemical dictation.*

Еліміздің Президенті Н.Ә. Назарбаев өзінің «Қазақстан – 2050» бағдарламасында «Елімізді ілгері жылжытатын, экономикасын көтеруге өз үлесін қосатын біздің келешек ұрпағымыз, қазіргі жастарымыз» - деп жастарға үлкен үміт артады. Елімізді барысқа айналдыратын осы жастардың қолында деп атап көрсетті. Ал бұл білім беру жүйесінің барлық буындарына үлкен міндеттерді жүктейді. Ол міндеттер Қазақстан Республикасының «Білім туралы Заңы» мен басқа мемлекеттік білім беру стандарттарында нақты көрсетілген.

Бұған Елбасымыз Н.Ә. Назарбаев Қазақстан халқына арнаған жолдауында айтылған «XXI ғасырда білімін дамыта алмаған елдің тығырыққа тірелетіні анық» деген пікірі нақты дәлел.

Қай жерде жұмыс істесек те, әр мұғалімнің алдына қойған мақсаты: жан – жақты білімді, кез келген қиындықтардан өзін алып шыға алатын, ақылды да, парасатты бойында адамгершілік қасиеті мол, тәрбиелі оқушыны мектеп қабырғасынан оқытып шығару. Осыған сәйкес мектеп оқушыларына химиялық білім беруде дидактикалық материалдарды қолданудың әдістемелік жолдарын айқындау және оны жүзеге асырудың мүмкіншіліктерін көрсету. Сабақта есептерді шешу кезінде дидактикалық материалдар жүйесін құрып, оны оқу үрдісіне қолдану болып табылады.

Бүгінгі Қазақстанға қалыптан тыс ойлай алатын, шұғыл шешімдер қабылдай білетін, белсенді, шығармашыл адамдар қажет. Сондықтан сабақтарда тек білімділік мақсатты шешіп қоймай, балалардың жекелік қасиеттерін, қабілеттерін дамытудың жолдарын қарастырған жөн. Ол үшін сабақтарда түрлі қызықты ойындар, ойын есептер, шығармашылық тапсырмалар, логикалық жаттығулар сияқты дидактикалық материалдар пайдаланудың мәні зор. Дидактикалық материалдар химия оқулығының негізінде алынған өзіндік, бақылау және тестік тапсырмалардың, пысықтау сабақтарының, қызықты есептердің жиынтығы болып табылады[1].

Дидактикалық материалдарға енетін өзіндік жеке жұмыстар тек оқыту сипатына, жаңа өтілген материалдарды пысықтауға және бекітуге арналып беріледі. Ол тапсырмалар оқушылардың біліктіліктерін, дағдыларын қалыптастыруға, көмектесуге және олардың білімдерін тексеруге бағытталған. Осы жерде деңгейлі тапсырмалардың, сөзжұмбақ, химиялық диктант, тест жұмыстарының тиімділігін айта кетейік.

Жоғарыда айтылғандарды жүйелей келе, мысал ретінде 8 – сыныпта химия пәнінен «Д.И. Менделеевтің периодтық заңы» атты тақырыбында қолданылатын дидактикалық тапсырмаларды ұсынамыз.

Деңгейлік тапсырмаларды біз сабақтарда тек өткен тақырыптарды жүйелеп бекітуде қолданамыз. Балаларға үш деңгейдегі жеке тапсырмалар беріледі. 1 деңгей жеңіл, 2 деңгей орташа, 3 деңгей қиын тапсырмалардан тұрады. Оқушылар деңгейге сәйкес бағаланады.

Мысалы:

I деңгей.

- 1) Периодтық заңды ашқан ғалым?
- 2) Периодтық жүйенің 1 – ші тобында, 2 – ші периодында қай элемент орналасқан?

II деңгей.

- 1) Д. И. Менделеевтің периодтық заңы қалай тұжырымдалады?
- 2) Магнийдің электрондық формуласын жаз. Протон, электрон, нейтрон санын анықта.

III деңгей.

- 1) Периодтық кесте бойынша металдық және бейметалдық қасиет қалай өзгереді?
- 2) 4 г (II) валентті металл броммен әрекеттескенде, оның 20 г бромиді алынған. Бұл қай металл?

Деңгейлік тапсырмаларды пайдаланудың тиімді тұстары оқушылардың пәнге қызығушылығы артады, ойлау қабілеттері дамиды, сонымен қатар деңгейлік тапсырмалар оқушылар білімін бағалауда оқытушыға жеңілдік туғызады[2,3].

Тест тапсырмалары - бұл біріншіден білімді тексеру, бекіту, қайталау, жүйелеу құралы болып табылады. Оқушылардың білігі мен білімін тексерудің түрлі формаларының ішінде, соңғы кезде басты орынды тест тапсырмалары алып отыр. Сабақта қолданылатын дидактикалық материалда ұсынылатын тест тапсырмаларының сұрақтары өте анық, түсінікті, ой тұжырымын жасауға өте ыңғайлы болуы тиіс. Мысалы:

- 1) Периодтық заң қай жылы ашылды?
 А) 1869 ж Б) 1834 ж В) 1879 ж Г) 1945 Д) 1950
- 2) Периодтық кестеде алғашқыда қанша элемент белгілі болды?
 А) 98 Б) 63 В) 59 Г) 100 Д) 86
- 3) Периодтық кесте неше қатардан тұрады?
 А) 7 Б) 8 В) 10 Г) 2 Д) 5
- 4) 1 – периодта қанша элемент бар?
 А) 8 Б) 2 В) 18 Г) 6 Д) 10
- 5) 1879 жылы Дания ғалымы Нильсон ашқан элемент?
 А) Скандий Б) Германий В) Галий Г) Торий Д) Индий

Тест тапсырмаларды пайдаланып, нәтижесіне талдау жасай келе мынадай қорытынды жасауға болады, яғни оның тиімділігі уақыт үнемдеу. Оқу процесіне барлық оқушылар түгел тартылады, сонымен қатар оқушыларды жауаптарды салыстырып, дұрыс жауабын таңдай білуге, өз бетінше қорытынды жасай білуге дағдыландарады[2,4].

Дидактикалық материалдардың келесі бір түрі – *сөзжұмбақ*. Оқыту процесінде сөзжұмбақты жаңа сабақтың тақырыбын ашу мақсатында пайдалануға болады. Өйткені ол оқушылардың сабаққа қызығушылығын арттырады, сонымен қатар ойлау, есте сақтау қабілеттерін дамытады, жылдамдыққа, тапқырлыққа дағдыландырады[2].

	м							
	е							

							Н
							Д
							е
							л
							е
							е
							В

- 1) Атомдық массасы 24 – ке тең элемент...
- 2) 1911 жылы атом құрылысының динамикалық теориясын ұсынған ғалым...
- 3) Теріс электр заряды бар бөлшек...
- 4) Сілтілік металдардан басталып, инертті газдармен аяқталатын горизонталь қатар ... деп аталады.
- 5) 1886 жылы неміс ғалымы Винклер ашқан элемент...
- 6) Бір элемент атомының басқа элемент атомының белгілі бір санын қосып алу қабілеті ... деп аталады.
- 7) Созылғыш, серпімді, электр тогын жақсы өткізетін қатты заттар ... деп аталады.
- 8) Al, Ga, Pb, Sn, Zn, Be қандай металдарға жатады?
- 9) Ең қиын балқитын металл...

Дидактикалық материалдардың ішінен бекіту тапсырмасы ретінде сабақтарда *химиялық диктантты* қолдануға болады. Себебі бұл әдіс арқылы оқушылардың тақырыпты қаншалықты меңгергендігін аңғартады. Химиялық диктанттың тиімділігі оқушылардың логикалық ойлау қабілеті дамиды, оқушы білімін пысықтауға көмектеседі. Сонымен қатар оқу материалын толық қамтуды қамтамасыз етеді[4]. Мысалы:

- 1) Периодтық кесте _____ периодтан және _____ топтан тұрады.
- 2) Период _____ және _____ кіші болып бөлінеді.
- 3) Ұқсас қасиеттеріне сай орналасқан элементтердің вертикаль қатарын _____ деп атайды.
- 4) Период бойынша металдық қасиет _____, бейметалдық қасиет _____.
- 5) Топ бойынша металдық қасиет _____, бейметалдық қасиет _____.

Қорыта айтқанда, дидактикалық материалдарды жүйелі түрде қолдану оқушылардың химия пәніне деген қызығушылығын арттырады. Сабақ барысында түрлі сызба – кестелер, диаграммалар, суреттерді қолдану арқылы оқушылар химия негізінің теориялық жағын тереңдетіп химиялық түсінігін тұрақтандырады. Әрбір сабақ барысында қосымша қолданылатын дидактикалық материалдардың көмегімен оқушылардың логикалық ойлау деңгейі кеңейіп, білімге деген құштарлығы арта түседі. Әрбір дидактикалық оқыту материалдарына сүйене отырып, оқушы зейін, байқағыштық сияқты психологиялық нанымдарды, қалыптастырады, көп білуге талпынады. Түйіндеп айтқанда, химия сабағында дидактикалық материалдарды қолданудың тиімділігі мен оқушылардың білім деңгейін арттыруға тигізер пайдасы ерекше.

Әдебиеттер

1. <http://bilimdiler.kz/ustaz/>
2. Мырзабайұлы А. «Химияны оқыту әдістемесінің педагогикалық негіздері».- Алматы, 2004.
3. Торсықбаева Б.Б., Ахметқалиева Г.Н., Иманғалиева Б.С., Ахметқалиева А.С. Оқушылардың функционалдық сауаттылығын дамыту және даму деңгейін критериалды бағалау жүйесі арқылы өлшеуіш-тапсырмалар. «Химия» оқулығы, 8-сынып.- Алматы, 2015.

4.Торсықбаева Б.Б., Иманғалиева Б.С. Оқушылардың функционалдық сауаттылығын дамыту және даму деңгейін критериалды бағалау жүйесі арқылы өлшеуіш-тапсырмалар. «Химия» оқулығы, 10-сынып.- Алматы, 2015.

УДК 371.31:54

Оқушылардың химиядан білім сапасын арттыруда білімді бағалаудың әдістері мен тәсілдері

С.М. Когисов, У.А. Умирзаков

*Қ. Жұбанов атындағы Ақтөбе өңірлік мемлекеттік университеті
Ақтөбе қ., Қазақстан*

С целью повышения качества образования на уроке химии нужно сделать связь между устной, письменной и экспериментальных методов, для повышения интереса учеников и выработке у них внимательности. Нельзя использовать только один метод или способ при оценке успеваемости у учащихся. Для достижения успехов на уроке методы оценки нужно использовать каждый день и систематический.

In order to improve the quality of education in chemistry class you need to make the link between oral, written and experimental methods to enhance the interest of students and development of the care. You can't use only one method or the method in assessing the performance of students. To achieve success in the classroom assessment methods need to be used every day and systematic

Ключевые слова: *повышения качества образования, экспериментальные методы, методы оценки уроках химии.*

Key words: *upgrading of education, experimental methods, methods оценка lessons of chemistry.*

Қазақстан Республикасының Президенті – Ұлт Көшбасшысы Н.Ә.Назарбаев өзінің «Қазақстан – 2050» Стратегиясы – қалыптасқан мемлекеттің жаңа саяси бағыты» атты Қазақстан халқына Жолдауында: «Дамыған бәсекеге қабілетті мемлекетке айналу үшін біз жоғары білімді ұлт болуымыз қажет», – деп бекер айтқан жоқ. Жолдауда білім және ғылым саласындағы алға қойылған міндеттер ауқымы едәуір кең. Елбасымыз алға қойған мақсатқа жетудің ең басты жолы – білім беру сапасын өте жоғары деңгейге жеткізу. Қазіргі орта мектептердегі бірсарынды оқытудан жаңа талаптарға сай Назарбаев зияткерлік мектептеріндегідей оқыту деңгейін көтеру жеткізу міндетті. Ал білім беру сапасын көтерудің ең басты міндеті – білімді қазіргі заман талабына сай бағалау болып табылады[1].

Бағалау – оқу процесі барысында оқушылардың берілген тапсырманы орындау нәтижесінің, іскерліктің және дағдының сапасын анықтау формасын айтады. Химиядан білім сапасын көтерудің ең маңызды көрсеткішінің бірі – білімді бағалау.

Білімді бақылау бір жағынан білімді бекіту және нақтылау болса, екінші жағынан білімді жүйелеп өмірде қолдана білу негізін қалайды. Оқушылардың білімін есепке алу әрбір сабақ сайын күнделікті жүргізіледі, оның нәтижесі тоқсандық және жарты жылдық, бір жылдық бағалармен көрсетіледі. Білімді бақылау әдістерін негізгі үш топқа бөле аламыз: ауызша, жазбаша және эксперименттік.

Ауызша бақылау – мұғалімнің оқушылардың білімін тексеру арқылы қарым – қатынас жасауының ең тиімді құралы. Ауызша бақылау оқушыларға ең оңай және түсінікті бақылау түрі. Ауызша бақылаудың мынадай түрлері бар:

- Жеке – жеке бақылау – бұл әр сабақта қолданыла алатын бақылаудың ең тиімді түрі;
- Фронтальді әңгіме – бұл қысқа уақыт аралығында жүргізілетін бақылау түрі;
- Сынақ – бұл қандай да бір тараудың соңында өткізілетін бақылау түрі;
- Емтихан – бұл жоғары сынып оқушыларына оқу жылының соңында өткізілетін қорытынды бақылау жұмысының түрі.

Жазбаша бақылау – бұл химиядан оқушылардың білім, білік және дағдыларының деңгейін тексерудің жазбаша түрі, оларға: қорытынды бақылау жұмысы, өзара бақылау, үй жұмыстарын бақылау, өзін – өзі бақылау, қысқа мерзімді бақылау жұмыстары мен өзіндік жұмыстар жатады.

- Қорытынды бақылау жұмысы – үлкен тарау аяқталған соң толық бір сабақ бойы өткізілетін бақылау түрі;
- Өзіндік бақылау жұмысы – алдын-ала ескертусіз өткізілетін қысқа мерзімді бақылау жұмысының түрі;
- Өзара бақылау жұмысы – бірге отырған оқушыларды сұрақ қою арқылы тексерудің жаңадан шыққан түрі;
- Үй жұмыстарын бақылау – әр сабақ сайын үй жұмысына беріліп отыратын тапсырманы орындалуын тексеріп отыру.

Эксперименттік бақылау – бұл мұғалімнің оқушылардың практикалық, зертханалық жұмыстарды және экскурсиялар мен демонстрациялық сабақтарды жасау барысын бақылау арқылы бағалауы[2].

Бағалау кезінде оқушылар жауабының сапалық көрсеткіштері ескеріледі, олар: тереңдігі, толықтығы, сапалылығы, жіберген қателіктерінің саны мен сипаты. Оқушы жауабының тереңдігі теориялық білімінің деңгейінен көрінеді. Оқушының жауабында жіберген қателері елеулі және болымсыз деп есептеледі. Елеуліге оқушы жауабының таяз және түсініксіз болуынан туындайтын мына қателіктер жатады: оқушы ұғымның негізгі белгілерін, заттардың маңызды қасиеттерін, заңның тұжырымын шатастырады, теориялық білімін құбылыстарды салыстыруға, жіктеуге, түсіндіруге, себеп-салдар байланысын ашуға және болжай білуге пайдалана алмайды. Болымсыз қателерге оқушының жаңылып кетуінен, өз жауабында мән бермей сөйлеуінен және жазуынан туындайтын қателіктер жатады, мәселен, реакция теңдеуіне кейбір коэффициенттер қоюды ұмытады, ион зарядтарын және санын дәл көрсетпейді, бірақ мұғалімнің ескертпесінен кейін оларды түзетеді[3].

Баға оқушыға білім беру стандартында белгіленген міндеттерді меңгергені үшін қойылады. Біздің елімізде бағалаудың «5» балдық жүйесі қолданылады. Бұл бұрыннан келе жатқан бағалау жүйесі, оны қазірде орта мектептердің барлығы қолданады. Бұл бағалау жүйесінің кемшіліктері де бар, олар:

- Сыртқы бақылау қызметі бар (педагог);
- Оқушыға толықтай өз еркімен бағалауға мүмкіндік берілмейді;
- Оқушының жетістігінің сапасы емес, орындалатын жұмыстың көлемі мен формасы бағаланады;
- Оқушыларды бір-бірімен салыстыруға көп көңіл бөлінеді, яғни бұл олардың белсенділігі мен ынтасын төмендетеді [4].

Білімді бақылаудың бірнеше түрі белгілі, олар: алдын-ала, ағымдағы, мерзімді және қорытынды.

- Ағымдағы бақылау – күнделікті сабақта білім деңгейін анықтауда тесттер, қысқаша сұрақтар, шағын бақылау жұмыстарын беру арқылы оқушыларды бағалау түрі.
- Мерзімді бақылау – жарты жылдықта немесе тоқсан сайын өткен материалдарды оқушылардың игергенін тексерудің түрі.

- Қорытынды бақылау – оқу жылының аяғында келесі сыныпқа өту мүмкіншілігін анықтау үшін қолданылатын бақылау түрі[5].

Дегенмен, әр уақытта бағаны көтермелей немесе төмендете бағалау негізінде неше түрлі мән болуы мүмкін. Мысалы, үлгерімі төмен оқушыға көтеріңкі баға қою оған психологиялық қолдау көрсетіп, алдағы оқуда ілгерілеуіне көмектесу ниетінен болуы мүмкін. Сондықтан бағалаудағы субъективті ойдың бәрін бірдей қателікті деп қарастыру дұрыстыққа келмейді.

Сонымен баға қою білімді және шеберлікті талап етеді. Баға – бала өміріндегі маңызды оқиға. Баға арқылы бала өзі туралы ойын реттеп, сыныптағы беделін нығайтады. Осы жазған мақаланың негізінде бағалау арқылы оқушының химияға деген қызығушылығын арттыру мақсатында түрлі әдістер мен тәсілдерді қолдану-мұғалімнің міндеті. Баға міндетті түрде әділ және дұрыс қойылуы керек.

Әдебиеттер

1. Назарбаев Н.Ә. «Қазақстан – 2050» Стратегиясы – қалыптасқан мемлекеттің жаңа саяси бағыты». <http://zkoipk.kz>
2. Чернобельская Г.М. «Методика обучения химии в средней школе». - Москва, 2000. – 336с.
3. Мырзабайұлы А. «Химияны оқыту әдістемесінің педагогикалық негіздері». - Алматы, 2004. – 224б.
4. Котлярова О.С. Учет знаний по химии. - Москва, 1977. – 136с.
5. Торсыкбаева Б.Б. Оқушылардың функционалдық сауаттылығын дамыту және даму деңгейін критериалды бағалау жүйесі арқылы өлшеуіш-тапсырмалар жинағы. - Алматы, 2015 ж.

УДК 371.31:54

Химия пәні арқылы оқушылардың танымдық белсенділіктерін арттыру әдістері

С.М. Когисов, Г.Ж. Ахметова

Қ.Жұбанов атындағы Ақтөбе өңірлік мемлекеттік университеті
Ақтөбе қ., Қазақстан

Каждое новое знание оказывает определенное воздействие на развитие мышления человека. В свою очередь характер умственного развития определяет уровень усвоения знаний. Поэтому наряду с вооружением учащихся системой научных знаний одной из основных задач обучения было, есть и будет развитие мышления учащихся в процессе овладения ими знаниями учебных предметов.

Every new knowledge has designated effect on development thinking human. Its queue character mental development determines level diquestionknowledge. Therefore side by side armed students system scientific knowledge one of basic of tasks learning it was, there is and will be development thinking students process wielding they knowledge training subjects.

Ключевые слова: *познавательная деятельность, синтез, анализ, активность, развитие, виды сравнения, мышление.*

Key words: *informative activity, synthesis, analysis, generalizations, types of comparison, activity, development, thinking.*

«Біздің болашаққа барар жолымыз қазақстандықтардың әлеуетін ашатын жаңа мүмкіндіктер жасауға байланысты. ХХІ ғасырдағы дамыған ел дегеніміз - белсенді, білімді және денсаулығы мықты азаматтар», - деген елбасымыздың халыққа жолдауынан

көріп отырғанымыздай қазіргі заман талабы жан – жақты дамыған, белсенді, білімді, сауатты, мәдениетті, бәсекеге қабілетті азаматтарды қалыптастыру. Білім беру, білім сапасын көтеру мәселесі әлеуметтік маңызға ие.

Білімді болудың маңызын заманымыздың заңғар жазушысы Мұхтар Әуезов «Халық пен халықты, адам мен адамды теңестіретін – білім» деген. Білімді қалыптастыра, дамыта отырып білім сапасының айтарлықтай жоғары деңгейде дамып келе жатқанын байқауға болады. Білім сапасында оқушылардың танымдық белсенділіктерін арттырудың орны ерекше. Мектептердің басты міндеттері тек білім беру ғана емес, сонымен қатар танымдық қызығушылықты дамыту, шығармашылдыққа, өз бетінше білімді игеру мен тапсырмаларды шешу дағдыларын қалыптастыру, практика жүзінде қолдана алуға үйрету. Бұл мұғалім мен оқушының біріккен жұмысының нәтижесінде қалыптасады. Танымдық белсенділікті арттыруға бағытталған жұмыстар – бұл оқушылардың сабаққа деген оң көзқарастарын, пәнге байланысты тереңдетілген білім алуға ұмтылыстарын арттыру.

Білім сапасын көтеруде оқушылардың танымдық қызығушылығын дамыту үшін келесі шарттарды орындау керек. Олар:

- Сабақ қарапайым түрде бір сарынды, жалықтыратын, мағлұматтары аз болмауы керек;
- Оқу жүктемесін мөлшерлеу мен оның арасын үзбеу;
- Танымдық қызығушылықтарды арттыру үшін әртүрлі тапсырмалар, ойындар, кроссвордтарды және т.б. жұмыстарды орындату.
- Ойлау қабілетін дамытуға арналған логикалық тапсырмаларды орындату.

Оқушылардың ойлау белсенділігін арттыратын әртүрлі әдістемелік тәсілдердің мысалдары төмендегі № 1 кестеде көрсетілген.

1-кесте. Ойлау белсенділігін арттыратын тәсілдер

Танымдық процесс және оның қасиеттері	Оқушылардың танымдық қабілетінің сипаты	Мұғалім жұмыстарының тәсілдері мен мысалдары
	Қабылдау	
Түсіну	Оқушы қойылған сұрақтарға жауап береді.	Көрнекіліктерді қолдану, нақты түрде іс – әрекеттерді хабарлау
Нақтылық	Оқушы жауабы нақты	
	Ойлау	
Жалпылау	Оқушы тақырыпқа байланысты жеке сипаттаулар бойынша жалпылайды, негізгісін анықтай алады.	Нақты сұрақтар қою, ойлау тәсілдеріне үйрету, анализдеу, синтездеу, салыстыру мен жалпылау. Өз бетінше ойлау мен тапсырманы шешу жолын іздейтіндей жағдай жасау.
Логика	Оқушы талдауға арналған тапсырмадағы жеке бөліктерді біріктіріп, қорытынды шығарады.	
Ептілік	Оқушы қойылатын сұрақтың мазмұнына қарай оқу материалын әр қырынан қарастыра алады.	
	Есте сақтау	
Туынды түрде жаттау	Оқушы есте сақтаудың мақсатын түсінеді.	Оқу материалын кең ауқымды, эмоционалды, өмірмен байланысты, логикалық, басты тұжырымдамаларды көрсете отырып, өткен материалды қайталауды
Туында емес жаттау	Оқушы есте сақтаудың мақсатын түсінбей – жаттанды түрде қабылдайды.	
Түсіну	Оқушы ішкі мағыналық байланыстарды орнатады.	

Оқу материалын түсіне отырып айту	Оқушы оқу материалын өзінің мысалдары мен түсінгені бойынша айтады.	ұйымдастыру
Механикалық	Оқушы сыртқы байланыстарды орнатады.	

Танымдық белсенділікті арттырудың бірнеше әдістері бар: олар - салыстыру, талдау мен синтез, жалпылау және тағы сол сияқты логикалық операцияларды пайдалануға тура келетін дидактикалық жұмыстар.

1. Салыстыру әдістері:

Заттар мен құбылыстарды танып білудегі бірінші логикалық тәсіл – *салыстыру*, яғни зерттелетін нысандардың ұқсастықтары мен айырмашылықтарын саралау керек. Мысалы, екі затты алып салыстыратын болсақ алдымен 1) қандай қасиеттері бойынша заттарды ұқсастығы мен айырмашылығын салыстыруға болатынын; 2) заттардың бір – бірінен ұқсастығы мен айырмашылығын анықтау; 3) жалпы салыстыру нәтижелері бойынша қорытынды жасау. Салыстыру әдісін қалыптастыру және қарапайым түрде жалпылаудың химияның алғашқы сабақтарында бастау керек. Алдымен мұғалімнің көмегімен біртіндеп өз бетінше салыстыра алуға үйрету керек. Алғашында өздеріне таныс заттарды салыстыруға (тұз бен қантты, бор мен көмірді, су мен сұйық майды т.б.) болады. Мәселен, заттардың физикалық қасиетін салыстыруға арналған №2 кестені алып қарауға болады.

2 – кесте. Заттардың физикалық қасиетін салыстыру

Салыстыру белгілері:	Заттардың физикалық қасиеттері		Қорытынды:
	Сутегі	оттегі	
Агрегаттық күйі	Газ	Газ	Сутегі мен оттегі физикалық қасиеттері бойынша ұқсас; Сутегінің оттегіден айырмашылығы өте жеңіл. Суда аз ериді.
Түсі	Түссіз	Түссіз	
Иісі	Иіссіз	Иіссіз	
Тығыздығы	Ауадан жеңіл	Ауадан ауырлау	
Суда ерігіштігі	Суда ерімейді деп санауға болады	Суда аз ериді	

2. Талдау әдістері:

Талдау үрдісінде затты элементтерге бөлшектеп, одан әрі элементтер бойынша зерттейді. Талдау – жинақтау тәсілі заттар мен құбылыстарды тереңдей әрі жан – жақты танып – білуге мүмкіндік береді. Мысалы, қанттың құрамында көміртектің 12, сутектің 22, оттектің 11 атомы кіреді. Ауаның құрамы: 78% азот, 21% оттегі, 1% инертті газдардан тұрады. Немесе берілген 3 сынауықтың қайсында сульфат ионы, нитрат ионы, хлорид ионы барын анықтауға арналған зертханалық жұмыстар [1].

3. Синтез әдістері:

Синтез – білімді жинақтап біріктіру, талдауға қарама – қарсы әдіс. Мысалы оқушыларға концентрлі күкірт қышқылын қалай тасымалдауға болады? – деген сұрақ қойылса оқушылар концентрлі күкірт қышқылының химиялық қасиеті туралы білімдерін жинақтай келе, концентрлі күкірт қышқылын темір цистернада тасуға болатынын айтады, себебі концентрлі H_2SO_4 темірмен әрекеттеспейді. Бұл әдістер арқылы H_2SO_4 өндірісін - өткенде оқушылардың білімдерін жинақтап, негізгісін тізбе нұсқаулар бойынша жазуына болады.

4. Жалпылау

Жалпылау – ойлау мен оқу әрекетінің ішіндегі ең күрделісі. Өйткені ол: қарастырылатын заттың немесе құбылыстың жалпы мен негізгі белгілерін көрсету (бірінші кезең), жаңа байланыстар мен олардың өзара байланыстылығын анықтау (екінші кезең) мен жаңа

ортақ белгілерін көрсету болып табылады. Жалпылау - ол қорытындылау мен анықтама беру ғана емес, сонымен қатар түсіндіру, дәлелдеу түрінде де бола алады. Мысалы жалпылауға арналған төмендегі мына сұрақты қарастырайық: хлордың тұншықтырғыштық қасиеті бар. Натрий теріге тисе көп уақыт бойы жазылмайтын жаралар қалдырады, ал осы екі элементтен тұратын натрий хлориді адамға өте қажет. Бұл қасиеттерді қалай түсіндіруге болады? Бұл сұрақтарға жауап беру үшін оқушылардың логикалық іс – әрекеттері қажет[1].

Оқушылардың білім алуы мен дүниетанымын қалыптастыру үрдісінде олардың логикалық заңдылықтарды пайдалана білу дағдыларын және қабілеттіліктерін дамыту керек.

Қабілеттілік проблемасы – ең көкейкесті психологиялық және педагогикалық проблемалардың бірі. Қабілеттіліктер адамның іс - әрекеті барысында дамып, білінеді. Оқушылардың жеке оқу пәндері бойынша қабілеттіліктерінің дамуы оқу материалын игеру барысында сол пәндерге деген ынтасы мен бейімділіктерінің қалыптасуына тығыз байланыста жүреді. Егер оқушылардың сабаққа ынтасы мен бейімділіктерін жүйелі түрде дамытып, олардың білімді, іскерлікті және дағдыны пайдалануына жағдай туғызылса, әр оқушымен олардың әрқайсысының өзіндік психологиялық ерекшеліктеріне сай жұмыс жүргізілсе, онда жалпы қабілеттіліктері де, арнаулы қабілеттілікті де жоғары деңгейде дамытуға болады.

Оқушылардың белсенділігін үш топқа бөлуге болады. Олар: еліктеушілік, орындаушылық және шығармашылық белсенділік.

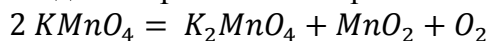
1. Еліктеушілік белсенділік - репродуктивтілік немесе қайталау. Біреудің тәжірибесі екіншісіне әсер етеді. Мысалы, мұғалім аспапты қалай құрастыру керектігін көрсетеді, одан кейін онда тәжірибе жасауды үйретеді. Оқушылар ізінше оны қайталап, сол операцияны орындайды.
2. Іздентушілік – орындаушылық белсенділігі, өзіндік дәрежесі үлкен болады. Мақсатты сезініп, оны орындаудың жолдарын іздестіреді. Оның мысалы ретінде кез келген сынақ тәжірибелік есептерді шығаруды айтуға болады.
3. Шығармашылық белсенділік – жоғары деңгейдегі іс-әрекетті, мақсатты оқушының өзі қойып, оны шешудің жолдарын анықтайды. Мысалы, оқушыға бір органикалық қосылыстың синтезін орындау тапсырылады. Онда алғашқы заттар және нәтижесінде – соңында шығатын заттар белгілі. Соңғы нәтижені алу үшін, оқушы әр түрлі мақсаттарды жинақтап шешуге тиіс, синтезді жүзеге асыру жолдары, қандай аспапты құрастыру керек. Одан кейін оны жүзеге асырудың органикалық әдістері қолданылады. Бұл жерде оқушы ғылыми – зерттеушілік конструктор, инженердің рөлін атқарады. Өз бетінше белсенділігі аса жоғарылайды. Оқытудың сарамандық әдістерін пайдалану кезінде ішкі ойлау белсенділігі сыртқы әсермен байланысып жатады[2].

Химия сабақтары баяндаудың хабарлама, көрнекі көрсету, безендіру әдістерімен өткізілгенде, зертханалық және сарамандық тәжірибелер нақтылы нұсқаулар бойынша жасалғанда, химиялық есептер бірыңғай жаттанды тәсілмен шығарылғанда, жаттығулар білімді қайта жаңғырту мақсатымен жүргізілгенде оқушылардың еліктеу – қайталау таным әрекеті жүзеге асады.

Эксперимент есептерін шығарғанда, қойылған мәселені шешу жолдарын іздегенде оқушының дербестігі артып, іздеу, таным әрекеті жүзеге асады. Мәселені өзі қойып, оны шешудің жаңа жолын ойластыру, оқушының танымы зерттеу сипатына ие болады. Бұл оқушы көрсетуі ықтимал белсенділіктің ең жоғары сатысы.

Еліктеу – қайталау, іздеу және зерттеу-сабақ үстінде оқушылар жүзеге асыратын таным әрекетінің үш әрекетінің үш деңгейі. Осылардың соңғы екеуін қамтамасыз ету үшін хабарлама баяндаудың орнына мәселелік дәріс, эвристикалық әңгімелесу, зерттеу сипаты бар зертханалық және сарамандық жұмыстар жүргізіледі[3].

Оқушылардың танымдық қабілеттерін, қызығушылықтарын арттыру үшін химия сабағында әр түрлі қызықты тәжірибелер көрсетуге болады[3]. Мысал ретінде алсақ, «Минералды хамелеон» тәжірибесі. Хамелеон деген кесіртке, сыртқы ортаның әсерінен өзінің түсін тез арада өзгерте қояды. Осындай қасиет кейбір ерітінділерде де болады екен. Ұлы орыс ғалымы В.М.Севергин калий манганат ерітіндісінің түсінің тез арада өзгеретінін байқап, оны минералды хамелеон деп атаған. Тәжірибені жүргізу үшін ең алдымен калий манганатын алады. Ол үшін калий перманганатын пробиркада қыздырады.



Алынған тұзды суға ерітеді, сонда жасыл түсті ерітінді пайда болады. Ол ерітінді сол бойда күлгін – көк, соңынан қызғылт түске өзгереді.



Оқушылардың танымдық белсенділігін сұрақтар қою арқылы бекітуге болады. Мысалы, жоғарыда берілген тәжірибеге байланысты бекіту сұрақтарын қарастырайық:

Неге калий перманганатын қыздырғанда және суға еріткенде жасыл түсті ерітінді түзеді? Калий перманганатын қыздырғанда ол калийдің манганатына айырылады, ал оның судағы ерітіндісі жасыл түсті болады. Ерітіндінің түсі біртіндеп өзгеруінің себебі манганаттар сулы ерітіндіде біртіндеп перманганатқа айналады. Соның нәтижесінде жасыл түс өзгеріп көк түске және қызғылт түске ауысады.

Жалпы мұғалімдерге оқыту кезінде танымдық міндеттерді жүзеге асырудың төмендегідей ережелері ұсынылады:

- танымдық міндет пәндік мазмұннан туындауы тиіс;
- міндеттерді орындау үшін нақты жағдайларды қалыптастыруға орай оқушының нақты даму деңгейін және олардың дайындығын есепке алу керек;
- міндеттерде ақыл-ойды, алғырлықты, шығармашылықты дамыту үшін қажетті ақпарат болуы тиіс;
- оқушының пәндік әрекетін жүзеге асыруға қажетті жағдайды жасау керек;
- оқушыға міндеттерді шешуді үйрету қажет, оларды қажетті тәсілдермен қару-ландырған дұрыс, алдымен мұғалім арқылы, кейін ұжымдық жұмыста өз бетінше жеке әрекеттер жоспарына біртіндеп аударуы керек [4].

Оқу өз кезегінде дамуға алып келеді. Ол көбірек тиімді жүзеге асады, егер біршама алдыға қарай ілгері жүрсе, бұл жерде «жақын даму аймағына» бағытталу сөз етілуде.

Оқушылардың есте сақтау мен ойлау іс – әрекеттерін дамыту аса маңызды процесс, себебі онсыз химияның жаңа негіздерін меңгеру мүмкін емес. Білім қорын жинақтау мен интеллектуалдық қабілетті дамыту – белсенді түрдегі психологиялық процесс, оған есте сақтау мен ойлану процестері қатысады. Олар көбірек продуктивті танымдық іс-әрекет кезінде белсенді түрде дамиды. Химияны оқыту барысында оқушылардың есте сақтау мен ойлау қабілеттерін дамыту - жеке тұлғаны қалыптастыру және оқу – танымдық іс-әрекеттің маңызды бөлігі.

Әдебиеттер

1. Зуева.М.В. Развитие учащихся при обучении химии. - Москва: «Просвещение», 1978 г. - 14 с.
2. Нұғыманұлы И., Шоқыбаев Ж.Ә., Өнербаева З.О. Химияны оқыту әдістемесі: Оқу құралы. – Алматы: Print – S, 2005ж.– 138 б.
3. Көгисов С.М. Химиядан сыныптан тыс жұмыстар. Оқу құралы. – Қ.Жұбанов атындағы Ақтөбе мемлекеттік университетінің Редакциялық-баспа бөлімі, 2009ж. – 7 б.
4. Мырзабайұлы А. Химияны оқыту әдістемесінің педагогикалық негіздері. – Алматы : «Білім», 2004ж. – 25 б.

ТЕХНИКА ҒЫЛЫМДАРЫ
ТЕХНИЧЕСКИЕ НАУКИ
Technical Sciences

УДК 631.316

**ОБОСНОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ КОМБИНИРОВАННОГО РЫХЛИТЕЛЯ
ДЛЯ ПОСЛОЙНОЙ ОБРАБОТКИ СОЛОНЦОВ В УСЛОВИЯХ
ЗАПАДНОГО КАЗАХСТАНА**

Н.А. Кантарбаев, К.Т. Есбосынов

*Актюбинский региональный государственный университет имени К. Жубанова
г. Актюбе, Казахстан*

Мақалада ауыр топырақты сатылап өңдеуге арналған күрделі машинаның копсытқышында орналасқан тік пышақтардың конструктивтік параметрлерін жер жыртуда қойылатын агротехникалық талаптарды төмен энергетикалық шығындармен орындау принципіне байланысты анықталған.

In article the basic parameters of vertical knives on claw. Ripper combined for agro-technical requirements of the technological process to the layered handle feral at the least traction resistances.

Кілт сөздер: бағанды бұзу, қарашірік, кенбетіндегі құнарлы қабатының алынуы, қыл-қыбыр, тікжүзін төменгі науаға қайрау және орнату, қарсылық кедергі, биіктікті және бұрыштарды кесу.

Key words: the destruction of the column, spilling humus, removal of fertile layer on the surface of the field, fluff, cutting the soil, pulling resistance, height and angles of sharpening and installation to the bottom groove of the vertical blade.

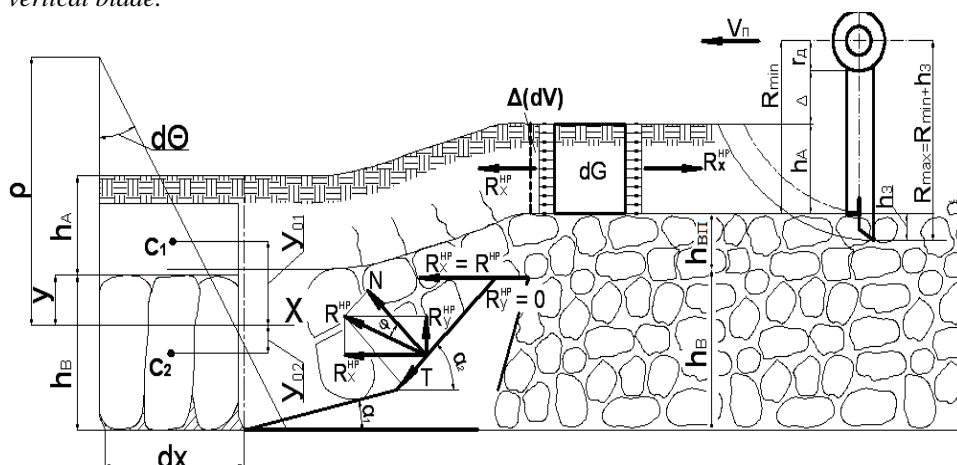


Рисунок 1. Расчетная схема к обоснованию технологии послойной обработки комбинированного рыхлителя

Лемех плоскорезущей лапы, подрезая солонцовый горизонт, частично крошит его нижнюю часть, а верхняя часть этого горизонта остается без изменения [1,2]. Слабое разрушение данной части объясняется тем, что влажность его всегда низкая и для разрушения требуется большее напряжение. Поэтому для разрушения монолитности горизонта необходимы дополнительные деформаторы в виде вертикальных ножей (рис.1). Необходимая степень разрушения данного горизонта зависит от высоты и расстояния между вертикальными ножами. Технологический процесс послойной обработки обеспечивается при высоте ножей - рыхлителей не больше глубины обработки и не меньше мощности солонцового и подсолонцового горизонтов (рис. 1)

$$a > h_H > h_B, \quad (1)$$

где a - глубина обработки, м;

h_H - высота вертикального ножа, м;

h_B - мощность солонцового и подсолонцового горизонтов, м.

Высота вертикального ножа с учетом мощности верхнего слоя равна

$$h_H = a - h_A, \quad (2)$$

где h_A - мощность верхнего слоя, м;

При перемещении почвы по поверхности лемеха происходит частичное крошение нижнего слоя, в

результате чего высота профиля пласта почвы увеличивается на величину, равную вспушенности $h_{ВП}$. Тогда высота вертикального ножа с учетом вспушенности определяется выражением

$$h_H = (a - h_A) + B_n = h_B + h_{ВП}, \quad (3)$$

Для солонцов Западного Казахстана мощность гумусового слоя колеблется в пределах 0,06...0,12м, при глубине их обработки 0,30м и принятой величине вспушенности 0,04м, высота вертикальных ножей должна быть 0,28...0,22м. Таким образом, высота ножей определяется из технологических параметров процесса послышной обработки почвы.

Для определения расстояния между ножами представим рабочий орган как двугранный клин, на котором

установлены параллельно два вертикальных ножа толщиной S и углом заточки 2β (рис. 2).

Относительная деформация почвы, находящиеся между двумя вертикальными ножами определяется уравнением

$$\varepsilon_y = \frac{l - l_1}{l} = \frac{S}{l}, \quad (4)$$

где l - первоначальная ширина пласта, равная расстоянию между осевыми линиями соседних ножей, м;

l_1 - ширина пласта после деформаций, равная расстоянию между внутренними боковыми поверхностями соседних ножей, м.

Для определения ε_y рассмотрим элементарный объем почвы, находящейся между ножами под действием

главных напряжений $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$. В связи с тем $\sigma_x = \sigma_z$, то относительная деформация вдоль оси Y на основании обобщенного закона Гука равна

$$\varepsilon_y = \frac{1}{E} (\sigma_y - 2\mu \cdot \sigma_x) \quad (5)$$

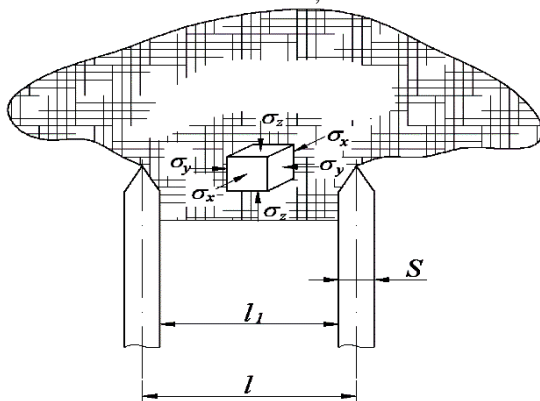


Рисунок 2. Схема к обоснованию расстояния между вертикальными ножами

При достижении критической величины деформации $\varepsilon_y^{кр}$ происходит разрушения пласта. Зависимость изменения расстояния между ножами от критической величины относительной деформации почвы приведена на рисунке 3. Из графика видно, что расстояния между ножами зависит от их толщины, физико-механических свойств почвы (модули деформации E и сдвига G , коэффициент Пуассона μ).

В.А. Баладинский рекомендует для тяжелых глинистых почв, какими являются солонцы, принимать

значение $\varepsilon_y^{кр} = 0,06$ [3]. Тогда расстояние между ножами должны быть 0,17...0,25м при толщине ножей 0,01...0,015м.

Окончательный выбор расстояния между ножами требует экспериментального определения физико-механических свойств почвы E, G, μ .

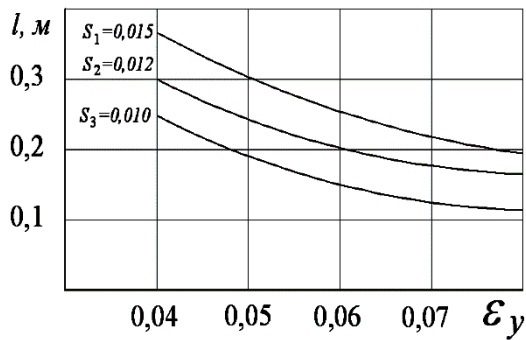


Рисунок 3. Зависимость расстояния между вертикальными ножами от величины критической относительной деформации почвы

Углы заточки и установки ко дну борозды вертикального ножа влияют на его тяговое сопротивление. Для обоснования угла заточки рассмотрим процесс взаимодействия ножа с солонцовым горизонтом с позиции контактной задачи теории упругости. При этом допустим, что почва линейно-деформируемая среда до пределов ее разрушения [4,5].
В реальных условиях работы лезвия ножа быстро приобретают форму закругленной поверхности. Поэтому форму режущей части ножа примем в виде клина с закругленной вершиной радиусом $R = 1$ мм, почву в виде упругой полуплоскости (рис.4).

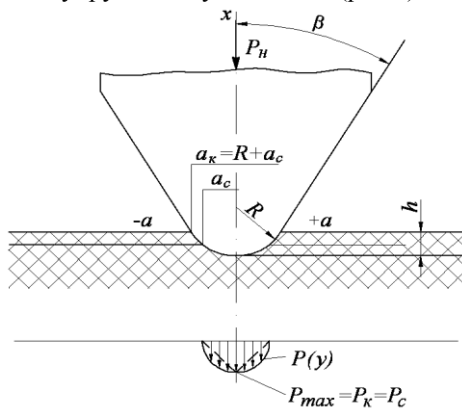


Рисунок 4. Схема взаимодействия клина с почвой

Вершина клина является частью цилиндра - сегмента. Поэтому распределение давления в зоне контакта закругленного клина с почвой выражается уравнением [6]

$$P(y) = \frac{2P_H}{\pi \cdot a_c^2} \sqrt{a_c^2 - y^2} \quad (6)$$

где P_H - усилие воздействия ножа на почву, кН;

a_c - полуширина участка контакта, м;

y - координата точки, в которой определяется давление, м.

Полуширина участка контакта закругленной части клина с почвой определяется выражением

$$a_c = \sqrt{\frac{4P_H \cdot R \cdot (1 - \mu^2)}{\pi \cdot E}} \quad (7)$$

Отсюда определяем усилие воздействия ножа на почву

$$P_H = \frac{\pi \cdot a_c^2 \cdot E}{4 \cdot R \cdot (1 - \mu^2)} \quad (8)$$

При внедрении ножа в почву на глубину, равную высоте сегмента h , т.е. до точки перехода закругленной части в клин, полуширина контакта сегмента с почвой a_c будет равна полуширине контакта клина с почвой

a_k или радиусу R закругления, $a_c = a_k = R$

Давление в средней части ножа при $y = 0$, $P_c = P_k = P_{max}$ (рис. 4). Максимальное давление равно

$$P_{\max} = \frac{2P_H}{\pi \cdot a_k} \quad (9)$$

Тогда усилие внедрения ножа в почву

$$P_H = \frac{1}{2} \pi \cdot a_k \cdot P_{\max} \quad (10)$$

Полуширина контакта клина с почвой, выраженная через параметры клина

$$a_k = \frac{P_H (1 - \mu^2)}{\text{ctg} \beta \cdot E}, \quad (11)$$

где β - половина угла заточки ножа, м.

Совместно решая формулы (9), (10) и (11), определяем половину угла заточки ножа без учета трения почвы

$$\beta = \text{arcctg} \left(\frac{\pi \cdot P_{\max} (1 - \mu^2)}{2 \cdot E} \right) \quad (12)$$

С учетом физико-механических свойств почвы, формула примет вид

$$\beta = \text{arcctg} \left(\frac{\pi \cdot P_{\max} (1 - \mu^2)}{2 \cdot E \cdot \cos \pi \left(\frac{1}{\pi} \text{arctg} \frac{f}{1 - \mu} \right)} \right), \quad (13)$$

где f - коэффициент трения почвы о сталь.

Построим графические зависимости угла заточки ножа 2β от коэффициента Пуассона μ (рис. 5) и влажности W солонцового слоя (рис.6), используя значения коэффициента внешнего трения солонцов по Ю. А. Тагину.

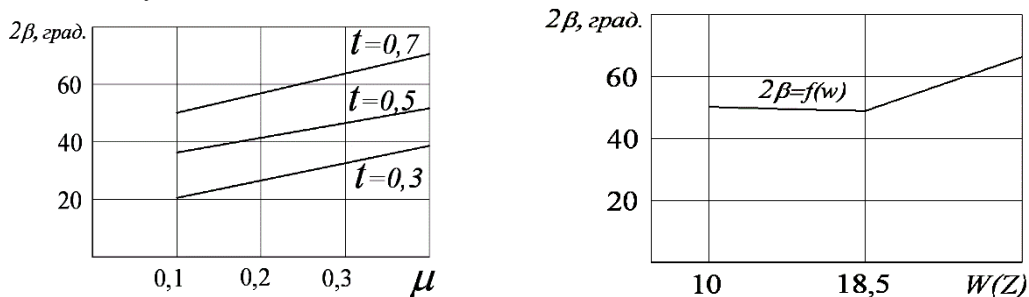


Рисунок 5. Влияние коэффициента Пуассона μ и влажности W солонцового слоя на угол заточки вертикальных ножей

Величина угла заточки ножа с увеличением коэффициента Пуассона и коэффициента внешнего трения возрастает. С увеличением влажности почвы до 19% угол заточки остается постоянным, а затем возрастает. Оптимальная влажность для солонцов 18...25%, при которой почва хорошо крошится и расходуется на ее обработку минимальное количество энергии [7].Этой влажности почвы соответствует теоретический

оптимальный угол заточки $2\beta = 45...50^\circ$ (рис. 5), который близок к экспериментальному значению угла заточки ножа для глинистых почв [8,9].

Таким образом, полученная зависимость позволяет определить оптимальный угол заточки ножа с учетом региональных особенностей почв.

Сила сопротивления резанию вертикальным ножом зависит не только от угла его заточки, но и от угла наклона его ко дну борозды. Наименьшая энергоёмкость технологического процесса соответствует к резанию со скольжением. Для определения угла наклона ножа ко дну борозды рассмотрим его воздействие

на почву и укажем все составляющие результирующей силы R (рис. 6).

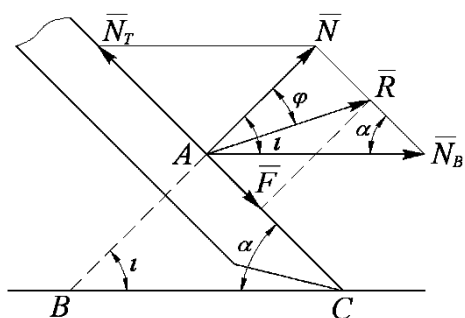


Рисунок 6. Схема к определению угла установки вертикальных ножей ко дну борозды

Почва будет перемещаться по ножу, если касательная составляющая нормальной силы N_T будет больше, чем максимальная сила трения F_{\max} почвы о его поверхность $N_T > F_{\max}$. Если учесть, что

$N_T = N \cdot \operatorname{tg}\left(\frac{\pi}{2} - \alpha\right)$, $F_{\max} = N \cdot \operatorname{tg}\varphi$, то условие скольжения можно записать в следующем вид

$$N_T = N \cdot \operatorname{tg}\left(\frac{\pi}{2} - \alpha\right) > N \cdot \operatorname{tg}\varphi, \quad (14)$$

где N - нормальная сила, кН;
 α - угол наклона ножа ко дну борозды, град;
 φ - угол трения, град.

Это условие выполняется при неравенстве $\frac{\pi}{2} - \alpha > \varphi$. При оптимальной влажности солонцового горизонта $w = 18...25\%$ угол трения имеет значение $\varphi = 32...37^\circ$. Тогда угол наклона ножей должен быть $\alpha < 53...58^\circ$. Это обеспечивает резание со скольжением и приведет к снижению энергоемкости рабочего органа. Однако в этом случае возникает возможность перемещения солонцового горизонта на поверхность поля, что нельзя по агротехническим требованиям. Поэтому устанавливать ножи ко дну борозды под углом меньше 53° нерационально.

Литература

1. Нуралин Б.Н., Обоснование схемы комбинированного рыхлителя для мелиоративной обработки солонцов/ Б.Н. Нуралин, И.Я. Штейнерт, Д.В. Сакара// Журнал «Уральские нивы». – Свердловск, 1985, №10. –С.58.
2. Нуралин Б.Н. Совершенствование конструкции плоскорежущей лапы для почвозащитной и влагосберегающей технологий обработки почвы/ Б.Н. Нуралин, Н.А. Кантарбаев // Научно-практический журнал ЗКАТУ им. Жангир хана «Наука и образование». – Уральск, 2013, №4. –С.112-117.
3. Баладинский В.А., Динамическое разрушение грунтов / В.А. Баладинский. – Киев, КГУ, 1973. – 243с.
4. Бабицкий Л.Ф., Исследование и обоснование геометрических параметров зубчатого рабочего органа культиваторов для противоэрозионной обработки почвы/ Л.Ф. Бабицкий// Автореф. дис. ... канд. техн. наук. – Челябинск, 1979. - 20 с.
5. Цитович Н. А., Механика грунтов. – М.: Высшая школа 1983. – 288с.
6. Штайерман И.Я., Контактная задача теории упругости / И. Я. Штайерман. – М.: Госиздат, 1949. – 270с.
7. Тагин Ю.А., Исследование технологических свойств солонцовых почв Барабинской низменности в целях обоснований рациональной технологии их обработки/ Ю.А. Тагин // Автореф. дис. ... канд. техн. наук. – Омск, 1970. -28с.
8. Далин А.Д., Ротационные землеройные и грунтообрабатывающие машины /А.Д. Далин, П.В. Павлов. – М.: Машгиз, 1950. -250с.
9. Зеленин А.Н., Основы разрушения грунтов механическими способами / А.Н. Зеленин. – М., 1968. -372с.

ФИЛОЛОГИЯ ҒЫЛЫМДАРЫ
ФИЛОЛОГИЧЕСКИЕ НАУКИ
Philological Sciences

УДК 37.472.

**К ВОПРОСУ ИЗУЧЕНИЯ ПРОБЛЕМЫ ЖЕНСКОЙ СВОБОДЫ
(НА ОСНОВЕ ПОЭМЫ НИЗАМИ ГЯНДЖЕВИ «СЕМЬ КРАСАВИЦ»)**

Э.Л. Гасанов

*Гянджинское отделение Национальной академии наук Азербайджана
г. Гянджа, Азербайджан*

Мақалада эзірбайжан халқының кеменгер ойшылы, ұлы ақыны Низами Гянджевидің шығармашылығындағы әйел бостандығы тақырыбындағы толғаулары тарихи-әдеби дерек көздеріне сүйене отырып, зерттелген.

On the basis of historical and literary materials and sources the problem of woman freedom was investigational in work of the great Azerbaijanian thinker and poet by Nizami Gyanzhavi.

Кілт сөздер: *Низами Гянджеви, тарихи-мәдени зерттеулер, әйел бостандығы.*

Key words: *Nizami Gyanzhavi, historical and cultural researches, woman freedom.*

Как известно, по охвату глобальных проблем, среди которых смысл мироздания и человеческая жизнь, возможность гармонии между властьдержащими и народом, связь между обществом и природой, миссия и назначение индивида на земле, придаёт поэмам Низами из «Пятерицы» характер многоплановости и многоценности. Четвёртая поэма из этого цикла «Семь красавиц», явилась прогрессивной вехой как в истории художественной и эстетической мысли Востока, так и в освещении вопросов гендерного равновесия между полами. Поэт-мыслитель не случайно отводит в произведении большое место женским образам, символизирующим как основные части света, так и преимущественную их мудрость в сравнении с мужскими образами поэмы.

Помимо царственных наложниц Бахрам-гура, автор особо выделяет образ одной из рабынь, посвятив ей отдельную часть «Бахрам и рабыня». Идеино-художественный анализ свидетельствует о том, что в сопоставлении с другими женскими образами, способность рабыни Фитны сеять смуту в мыслях своего владыки, «идти против течения» ставит безвольную по статусу женщину на ступеньку выше дворцовых вельмож и наложниц.

Кто же такая Фитна? С заметной симпатией поэт описывает любимую рабыню шаха:

Вся - соблазн, имя - Смута, иначе - Фитна,
Весела, очарованьем истинным полна [1, с. 19].

При глубоком прочтении этой части поэмы не ускользает от внимания приём художественной контрастности, используемый автором. Антитеза содержится уже в самом названии и содержании: шаха в положение «мат» поставила рабыня. На первый взгляд может показаться, что здесь повествуется о раболепной, безмолвной и простой рабыне. Веками установленные правила поведения обязывали невольницу именно к этому. Не тут-то было!

Как следует из строк, в имени женщины есть намёк на необузданность энергии, смелость в речах и поступках.

В отличие от прочих «жительниц» дворца, «прихотливая» Фитна обладала природным даром влиять на самозабвенно любящего себя шаха, побуждать его к спору и отстаиванию своей правоты.

Будучи превосходным охотником, каждого пронзённого стрелой онагра Бахрам считал чуть ли не повергнутым противником. Поэтому, упиваясь этим, он требовал от окружающих ликования, хоть и нарочитого. Когда же Фитна весьма хладнокровно отозвалась о его очередной «победе» над несчастным животным, привыкший к подобострастию Бахрам превратился в разъярённого тигра.

Видя её равнодушие даже после того «как он» копытце онагра с тонким ухом «сшил», шах решил проучить рабыню. Стойкая Фитна не дрогнула и перед уничижительной тирадой вскипевшего от злости Бахрама, который не стеснялся в высказываниях в её адрес: «узкоглазая татарка; не видит глаз твой узкий больше ничего?» и т. д. Антропологические данные женщины указывают на восточный генотип описанного образа. Низами Гянджеви, новатор и философ, предвидел, что Восток для человечества – колыбель новых идей, научных открытий и сокровищ художественного творчества.

А Фитна продолжала «играть с судьбой» и подтрунивать над ним:

Ремесло тому нетрудно, кто постиг его.

Тут нужна одна сноровка – только и всего [2, с. 21].

Как видим, Фитна сильна не одними «сладостными напевами». Женщина эта умела манипулировать самолюбием и моральной неустойчивостью Бахрама. Хотя и в ущерб личного благополучия, тёплому месту под солнцем, рабыня в очередной раз пытается перечить шаху.

С точки зрения гендерного равноправия мужчин и женщин, созданная литературным замыслом Низами сюжетная коллизия оказывается отправной точкой, что изменяет ход событий в пользу идейной насыщенности поэмы. Подтекст данной части демонстрирует стремление автора видеть превалирующую роль женщины в социуме, так как она источник новой жизни.

Возникает противоречивый вопрос: почему расчётливая женщина в открытую конфликтует с Бахрам-гуром? Ответ на него кроется в авторской цели по созданию образа рабыни. Он выводит его за рамки будничного восприятия, расширяя понятие «прихотливая» [3, с. 44].

В широком смысле, Фитна-рабыня восстаёт против бесправия женщин и тех устоев общества, которые не обеспечивают не только равноправия, но и гармонии в социальных взаимоотношениях полов.

Развернувшиеся далее события представляют этот образ как человека будущего, способного к самоутверждению и активной деятельности в различных областях общественной жизни. Своей несговорчивостью, нежеланием потакать капризам господина Фитна поплатилась многим на целых шесть лет.

На фоне таких качеств характера приложение «рабыня» к её имени звучит диссонансно.

На примере Фитни автор иллюстрирует типичность подобной линии судьбы для восточной женщины: готовность к самопожертвованию и лишениям во имя истины.

По жизни рабыня Фитна реализовала заключённый в имени смысл: посеяв смятение в другом, сама прошла через смуту и беспокойства.

Бахрам-гура она поставила в затруднительное положение: казнить или помиловать ту, которой «сладостный напев пронзает сердце»? С кем быть ему? На чью сторону склониться? Неокрепшая душа вечного любовника приняла сторону тёмных сил. И за это шаху ещё придётся поплатиться.

Позже Бахрам-гур осознаёт бессмысленность своей жизни, но печальная концовка неминуема. Он понял, что жизнь «сгорела», все чувства и желания пеплом разлетелись в безбрежных небесах. Поэт ясно даёт понять, что если властитель не отвечает своему основному предназначению, то грош ему цена. О грехе, подобно сильному онагру, бумерангом вернулась к кровожадному ловцу.

Образ Бахрама, как негативного примера прожигателя жизни, в этом плане несёт определённую воспитательную роль. Катализатором событий, которые завершились ожидаемой развязкой, стало «железная» рабыня.

Когда-то купающаяся в лучах счастья и любви женщина в трудной ситуации не сдалась, не пала духом. Тонкий ум и природное чутьё подсказали ей шахматный ход, достойный игры шахов: продолжать жить и совершенствоваться, чтобы доказать мучителю опрометчивость его решений. Она сделала всё, найдя в себе духовные и физические силы, что бы приблизить встречу с ветреным шахом.

Прожив с Бахрамом немало времени, Фитна отлично знала особенности его характера. Ещё в начале размолвки женщина почувствовала бурлящее в сердце шаха смятение, что говорило о скором раскаянии. Недаром говорят, что «в здоровом теле – здоровый дух», т. е. сильная воля и трезвые решения.

Это видно из обращения его к полководцу:

Дерзкую в живых оставлю – не найду покоя.

А убить – женоубийство дело не мужское.

Ещё, видно, не всё потеряно. Понятие чести в данном случае берёт верх над инстинктами. Он перепоручает «чёрное» дело другому, что также обнадёживало несчастную.

Теплящееся в глубине души шаха чувство души к ней и приводит Фитна в качестве одного из доводов, уговаривая старика:

Избранный и за душевный я Бахрамов друг,
Всех рабынь милее я и всех супруг [1, с. 20].

Убеждая старого вояку воздержаться от обязанности лишить её жизни, она оперирует святыми на Востоке понятиями, например: «...не хочешь горя дому своему; беды не твори; на себя крови не бери; не казни меня» и т. д.

Фитна, проявив минутную слабость, пожалела себя, сказав: «Див толкнул меня на слабость...». Но благородность конечной цели придаёт ей неиссякаемую энергию, физические и духовные. Фитна верит, что Бахрам поймёт, примет решение, изменит свою жизнь, а самое главное, повернётся лицом к многострадальному народу.

«Прихотливая» Фитна находит заветный ключик к сердцу и уму нового вершителя её судьбы. Обратите внимание, как ей удаётся постепенное установление доверительных отношений с ним. Совершенствуясь физически, Фитна в тоже время не забывала о моральной мишени: дожидаться покаяния Бахрама.

Если основным аргументом в предстоящей дружбе было мздаимство полководца, то потом между ними возникли взаимоотношения отца и дочери. Видно, он тоже осознал цепкость ума и глубину рассудительности рабыни:

Тайный договор скрепили, жизнью поклялись;

Он от зла, она от ранней гибели спаслись.

Его также восхищала редкая целеустремлённость и трудолюбие Фитны. Ни на минуту не оставляя заботы о своём спасителе, она ежедневно тренировалась:

Женщина молодая, хоть и с малой силой,

Каждый день тельца на кровлю на себе носила.

А Фитна продолжала «играть с судьбой» и подтрунивать над ним:

Ремесло тому нетрудно, кто постиг его.

Тут нужна одна сноровка – только и всего.

Как видим, Фитна сильна не одними «сладостными напевами». Женщина эта умела манипулировать самолюбием и моральной неустойчивостью Бахрама. Хотя и в ущерб личного благополучия, тёплому месту под солнцем, рабыня в очередной раз пытается перечить шаху.

С точки зрения гендерного равноправия мужчин и женщин, созданная литературным замыслом Низами сюжетная коллизия оказывается отправной точкой, что изменяет ход событий в пользу идейной насыщенности поэмы.

Подтекст данной части демонстрирует стремление автора видеть превалирующую роль женщины в социуме, так как она источник новой жизни.

Позже Бахрам-гур осознаёт бессмысленность своей жизни, но печальная концовка неминуема. Он понял, что жизнь «сгорела», все чувства и желания пеплом разлетелись в безбрежных небесах. Поэт ясно даёт понять, что если властитель не отвечает своему основному предназначению, то грош ему цена. О грехе, подобно сильному онагру, бумерангом вернулась к кровожадному ловцу. Образ Бахрама, как негативного примера прожигателя жизни, в этом плане несёт определённую воспитательную роль.

Катализатором событий, которые завершились ожидаемой развязкой, стало «железная» рабыня.

Когда-то купающаяся в лучах счастья и любви женщина в трудной ситуации не сдалась, не пала духом. Тонкий ум и природное чутьё подсказали ей шахматный ход, достойный игры шахов: продолжать жить и совершенствоваться, чтобы доказать мучителю опрометчивость его решений. Она сделала всё, найдя в себе духовные и физические силы, что бы приблизить встречу с ветреным шахом.

Литература

1. Бертельс, Е.Э. Избранные труды / Е.Э. Бертельс. - М., 1999. – 340 с.
2. Гянджеви, Низами. Семь красавиц / Низами Гянджеви. - Баку, Язычы, 1983. – 289 с.
3. XX век. Женщины Азербайджана. Баку, 2003. – 478 с.
4. Акунова, Л.Ф. Материаловедение и технология производства художественных керамических изделий: учеб. пособие / Л.Ф. Акунова, С.З. Приблуда. – М.: Высшая школа, 1979. – 216 с.
5. *Hasanov, E.L. About fundamental studies on local cultural traditions of Ganja // E.L. Hasanov / European Journal of Natural History, 2013. - № 3. - P. 65-68.*
6. *Taylor P.M., Hasanov E.L. Ethnological features of cultural heritage of Ganja (On the basis of Mahsati Ganjavi's creation) // Taylor P.M., Hasanov E.L. / International scientific journal Theoretical & Applied Science, 2013. - № 12 (8). - P. 41-44.*

УДК 809.434.2

Академик Нығмет Сауранбаев және қазақ тілі диалектологиясының мәселелері

Б.Қ. Мұратбек

*Қ.Жұбанов атындағы Ақтөбе өңірлік мемлекеттік университеті
Ақтөбе қ., Қазақстан*

Опираясь на научные труды профессора Н.Т.Сауранбаева в статье раскрывается роль его деятельности в становлении и развитии казахской диалектологии.

Leaning against scientific works of professor N.T.Sauranbayev in the article opens up role of his activity in becoming and development of Kazakh dialectology.

Ключевые слова: языковые особенности, общенародный язык, литературный язык, языковое явление, разговорная речь.

Key words: language features, national language, literary language, language phenomenon, разговорная speech.

Кез келген халықтың ғылымы мен білімінің дамуына айырықша еңбек сіңіріп, сүбелі үлес қосатын тұлғалары болады. Осы орайда қазақ тіл біліміндегі көптеген салаларды

ғылыми-теориялық тұрғыдан байытып дамыта білген, тілші-ғалым, академик Нығмет Сауранбаевтың орны ерекше екені сөзсіз.

Ғалымның қазақ тілінің қазіргі дамуы мен өзекті мәселелеріне арналған теориялық еңбектері өз маңызын жоймастан күні бүгінге дейін өзекті болып келеді. Солардың ішінде ғалымның диалектологияға қатысты жасаған зерттеулерінің мәні ерекше.

Ол кезеңдегі қазақ диалектологиясының жағдайы, ғалымның өз сөзімен айтқанда «қазақ тіл білімінің ең жас және кенжелеп қалған салаларының бірі» болды. «Қазақ тілінде диалект бар ма, жоқ па, қазақ тілі монолитті тіл ме, тірек диалектіге негізделген тіл ме, қазақ тіліндегі диалектілер XV ғасырда халық тілі құрылған кезден бастап біржола жоғалып кетті ме?»-деген мәселелердің басы ашылмаған уақыт еді. «Қазақ тілі мамандарының көпшілігі В.Радлов, П.Мелиоранский, Н.Ильминский, А.Позднеев сияқты ғалымдардың пікіріне сүйеніп, тілімізде диалектілік ерекшеліктер жоқ деп келген болатын» (Н.Сауранбаев, Ж.Болатов. Қазақ тілінің жергілікті ерекшеліктерін зерттеу. «Социалистік Қазақстан», 1957, 14 наурыз).

Академик В.Радлов қазақ тілі монолитті болғандықтан, онда диалектілер мүлде кездеспейді деген пікірді алғаш айтқан ғалым. Ал С.Малов, Н.Ильминский тәрізді ғалымдар да «Қырғыз (қазақ) сахарасының ұлан-байтақ кеңістігінде қырғыз-қайсақтардың тілі диалектілерге бөлінбейді» деген тоқтамға келген (Брокгауза и Ефрона энциклопедический словарь. Т 29, 1895, С. 105.) Сондықтан ғалымдар тарапынан қазақ диалектологиясы тек Қазан төңкерісінен кейін ғана қолға алынған тіл білімінің саласы ретінде танылады. Алайда төңкеріске дейін диалектология саласына арналған ғылыми теориялық еңбектер болмаса да, диалектологиялық мағлұматтар фольклорлық материалдарды жинаумен шұғылданған зерттеушілер мұраларында молынан кездесіп отырғанын, яғни революцияға дейін басылып шыққан ауыз әдебиеті нұсқаларында диалектілік сипаты бар сөздер мен дыбыстық, грамматикалық тұлғалар белгілі мөлшерде қамтылып келгенін айта кеткеніміз орынды. Мәселен, Г.Потанин, О.Әлжанов, Дүйсембаев, Д.Айманов, Ғазин және т.б. солтүстік-шығыс облыстарының, А.Диваев, Н.Пантусов, М.Мирописев және Шайхул-Ислам Юсупбеков оңтүстік облысының фольклорын, ал Н.Ильминский, А.Алекторов, А.Васильев, И.Аничков және В.Радловтар батыс өңірінің фольклорын жинастырып, зерттегені мәлім. Сондықтан да қазақ тіліндегі жергілікті ерекшеліктерді зерттеуге аса қажетті тілдік материалдар революциядан бұрынғы зерттеушілер А.Васильев, Ш.Уәлиханов, А.Диваев және т.б. бастырып шығарған ауыз әдебиеті нұсқаларында молынан ұшырасады.

Жалпы ғалымдардың тұжырымын-дауын-ша, қазақ диалектісі туралы тұңғыш пікір айтқан және «жергілікті ерекшеліктер» деген терминді алғаш ендірген Жүсіпбек Аймауытұлы болды (Е.Жанпейісов. Жүсіпбек. Тіл туралы // Тілтаным, 2001, №3; О.Нақысбеков. Ж.Аймауытұлының диалектология туралы негізгі ойлары // «Қазақ тілі тарихы мен диалектологиясы» атты ғылыми теориялық конференция материалдары, 2001 жыл). Ж.Аймауытұлы 1926 жылы «Еңбекші қазақ» газетіне жариялаған «Тіл туралы» деген мақаласында: «Қазақтың әр елінде, әр гүбірнесінде өздері ғана қолданатын, өзге елдер білмейтін тілдер бар. Мұны ғылым тілінде жергілікті тіл (провинциализм) деп атайды» деп анықтама береді. Автордың бұл мақалада көтерген басты мәселесі – бөтен тілден еніп жатқан сөздердің орнына өзіміздің жергілікті ерекшеліктерді қолдану қажеттілігі. Ж.Аймауытұлы: «Бөкейлікте татардың, арабтың, парсының, орыстың әсері, Жетісу мен Сырдарияда өзбектің, Қостанайда орыс, ноғайдың, Семей, Ақмолада да араб, орыс тілдерінің әсері бар» дей отырып: «Жетек» тұрғанда, «аглоблені» алып келсе, «қора, көң, там үй» тұрғанда «земенкені» қыстырса, «мая, шөмеле» тұрғанда «купенені», «ыңыршық, ершік» тұрғанда «седелкені» қолданса, міне, бұзылып бара жатқан деп осындай тілдерді айтуға болады» дей отырып, бөтен тілден енген сөздердің орнына жергілікті ерекшеліктерді жатырқамай қабылдау керектігін ұсынған еді. Сонымен бірге төңкеріске дейін Қ.Жұбанов пен Қ.Кемеңгерұлы да алғашқылардың бірі болып жергілікті

тіл ерекшеліктерін сөз етіп, оларды жинастырып зерттеу әрі бастыру қажеттілігін атап көрсетті.

I. Академик Нығмет Сауранбаев және қазақ тілінің диалектологиясы

Міне, осылайша, жергілікті ерекшеліктер мәселесі 1926 жылдан бастап-ақ Алаш азаматтары тарапынан қолға алынғанымен, Кеңестік «аласапыран» уақыт оны дамытуға мүмкіндік бермеді. Қазақ ғалымдарының көпшілігі, жоғарыда айтып кеткеніміздей, орыс ғалымдарының пікірлеріне сүйеніп қазақ тілінде жергілікті ерекшеліктер жоқ деген байлам жасады. «Тіпті 1950 жылы «Правда» газеті ұйымдастырған тіл туралы айтыста да қазақ тілі басқа түркі тілдерінен диалектісіз тіл болуымен ерекшеленеді деген пікір айтады (Ғ.Қалиев. Қазақ диалектологиясының мәселелері. Алматы, 1960, 90 б.). Осы мәселеге ерекше ден қойған ғалым Н.Сауранбаев қазақ тілінде диалект бар ма, жоқ па деген мәселеге 1952 жылы Алматыда өткен пікірталаста да ешқандай нүкте қойылмағанын атап көрсетті. Тек 1953 жылғы КСРО Ғылым Академиясының түркі тілдері секторының қорытындысында «қазақ тіліндегі диалектілерді жоққа шығару қате болып табылатындығы» ескертіліп, бұл талас-тартыс түбегейлі тоқтатылып, өз шешімін тапқан. Осылайша қазақ тілінде диалектінің бар екендігі туралы негізгі қорытынды шыққаннан кейін қазақ диалектологиясын зерттеуге үлкен бетбұрыс жасалып, диалектілік ерекшеліктерді жинап, зерттеудің жана кезеңі басталады, бұл саланы тереңінен зерттеуге түбегейлі жол ашылады. Қазақ диалектологиясын зерттейтін мамандар даярланып, диссертациялар қорғалып, ғылыми монография-лар жарық көре бастайды. Диалектілік деректерді толықтай зерттеу мен жинақтау жұмыстары жолға қойылып, 1958-1963 жылдары аралығында «Қазақ тілі тарихы мен диалектологиясының мәселелері» атты жинақты жүйелі түрде шығарып тұру қолға алынады.

Қазақ диалектологиясының ғылыми тұрғыдан зерттелуі және қалыптасу тарихы, оның теориясы мен тәжірибесі профессор Н.Сауранбаевтың есімімен тығыз байланысты болатын. Себебі, ғалым өз еңбектерінде қазақ тіліндегі жергілікті ерекшеліктердің қалыптасуы, пайда болуы, олардың жалпы сипаты туралы біршама құнды пікірлер айтқан. Н.Сауранбаевтың диалектологияға қатысты жазған мақалалары мен ой-тұжырымдарында қазақ тіліндегі жергілікті ерекшеліктердің басты әрі негізгі сипаттамаларын қысқаша түрде болса да түгелдей сипаттап бергендігін аңғарамыз. Сонымен академик Н.Сауранбаев диалектология саласына қатысты зерттеулерін 1948 жылдан бастап өмірінің соңғы кезеңі, яғни 1958 жылдарға дейін жарыққа шығарып, мынадай мақалалар жазған:

1. Көне қыпшақ тілінің кейбір сипаттамалары (Некоторые черты древнекыпчакского языка). ҚазССР ҒА Хабаршысы, 1948, №12.
2. Редакцияға хат (Письмо в редакцию).- ҚазССР ҒА Хабаршысы, 1951, №11.
3. Қазақ тілінің жасалуы туралы мәселеге (К вопросу об образовании казахского языка). Доклады советской делегации на XXIII международном конгрессе востоковедов. Секция Ирана, Армении и Средней Азии. - М., 1954.
4. Қазіргі қазақ тіліндегі диалектілер (Диалекты в современном казахском языке). Вопросы языкознания.- 1955, №5.
5. Қазақ тілінің жергілікті ерекшеліктерін зерттеу. Ж.Болатовпен бірге жазған мақаласы. Социалистік Қазақстан. -1957 жыл, 14-наурыз.
6. Қазақ диалектілерін зерттеу жөнінде (К изучению казахских диалектов).

Ш.Сарыбаевпен бірге жазған мақаласы. Қазақ тілі тарихы мен диалектологиясының мәселелері. I шығуы. -Алматы, 1958 жыл.

Бұл аталған мақалаларында ол келесідей теориялық тұжырымдар жасаған:

- қазақ тілінде қолданылатын жергілікті ерекшеліктер – ескінің көзі, ескіден қалған тарихи мұра, тарихи құбылыстардың жемісі;
- қазақ тілінде, кейбір түркі тілдеріндегі сияқты жік-жік болып анық бөлініп тұратын диалектілер жоқ;

- кең атырапты жайлаған барша қазақтардың ауызекі сөйлеу тіліндегі бірлі-жарым айырмашылықтар фонетикалық, грамматикалық жүйе мен лексикалық қорда байқалады;
- қазақ тіліндегі қандай да бір жергілікті ерекшеліктердің тарихи сипатын ашу үшін оны жеке-дара талдамай, жалпы түркі тілдерінің шеңберінде қарастыру керек, сонда ғана оның тарихи тегі мен өзгеру себептері айқындалады;
- диалектілер XV-XIX ғасырларда қалыптасқан жоқ, одан бұрын пайда болған, яғни диалектілер қазақ халық тілінен бұрын өмір сүрген тілдік элементтер болып табылады (бұл жерде ғалым жеке тілдерді қалыптастырушы диалектілер туралы айтып отыр);
- диалектілер XV ғасырдан кейін пайда болды (бұл жерде ғалым қазіргі қазақ тіліндегі жергілікті ерекшеліктер туралы айтып отыр);
- үш жүздің қазақтары ортақ бір-ақ тілде сөйлегендіктен, үш жүзге байланысты өзгешеліктер тілімізде сақталмаған, сондықтан жергілікті ерекшеліктердің пайда болуына үш жүздің ешқандай қатысы жоқ;
- қазақ тіліндегі жергілікті ерекшеліктерді қазақ жүздері мен ру-тайпалық жіктелімінен емес, белгілі аймақты жайлаған халықтың мәдени және шаруашылық өмірімен, көрші елдермен жасаған қарым-қатынасымен байланыстыра зерттеу керек.
- қазақ тіліндегі осы күнгі диалектілік ерекшеліктер әртүрлі аймақтардағы жергілікті халықтың қоғамдық-әлеуметтік, шаруашылық-мәдени өміріне байланысты кейіннен қалыптасқан;
- қоғамдық-экономикалық жағдайларға және басқа халықтармен қарым-қатынастың сипатына байланысты тілдегі диалектілік белгілер өзгеріске ұшырап отырады.

III. Фонетикалық ерекшеліктер жөнінде

Н.Сауранбаев «Көне қыпшақ тілінің кейбір сипаттамалары» (1948 ж.) деген мақаласында, қазіргі қазақ тілінде кейбір түркі тілдеріндегідей (өзбек, қырғыз, т.б.) жік-жік болып бөлініп тұрған диалектілер жоқ болғанымен де, Алтай тауларынан Каспий теңізіне дейінгі аумақта мекен еткен қазақтардың ауызекі сөйлеу тілінде бірлі-жарым айырмашылықтар кездесіп, ол айырмашылықтар, ғалымның тұжырымынша, тілдің фонетикалық жүйесі мен лексикалық қорында болады. Ал бұл айырмашылықтардың пайда болуын Н.Сауранбаев «ескіден қалған тарихи мұра» деп есептейді:

- 1) с дыбысы мен ш дыбыстарының өзара алмасып келуі: мысық – мышық, масқара – машқара, тұрмыс – тұрмыш.
- 2) т мен д дыбыстарының алмасып келуі: тиірмен – диірмен, әптән – әбден.
- 3) п мен б дыбыстарының алмасуы: перне – берне, пида – бұйда.
- 4) д мен й дыбыстарының алмасуы: адақ – айақ.
- 5) ш мен ч дыбыстарының алмасуы: шалғы – чалғы, шапан – чапан.

Бұл дыбыс алмасулары сонау көне түркі жазба ескерткіштері Орхон-Енисей мен орта ғасырдағы қыпшақ тілінің жазба мұраларында кездеседі. Н.Сауранбаев «қазақ тілінде қолданылатын жергілікті ерекшеліктер – ескінің көзі» дегенде басшылыққа алғаны да осы мәселе болғаны сөзсіз. Себебі мұндай ерекшеліктер - жалпы түркі тілдерінде сонау V ғасырдан бері үзілмей келе жатқан фонетикалық құбылыс болып саналды.

Ғалым өзінің 1954 жылы жазылған «Қазақ тілінің жасалуы туралы мәселеге» атты зерттеуінде жергілікті ерекшеліктер құрамындағы өзара алмасып келетін дыбыстардың фонетикалық ауытқуларын талдайды:

1. с мен ш: тысқары – тышқары, ұқсас – ұқшаш.
2. т мен д: топ – доп, тым – дым, теңіз – деңіз, туадақ – дуадақ, тізгін – дізгін, тізе – дізе.
3. л мен д: тыңда – тыңла, таңла – таңда, маңлай – маңдай.
4. д мен й: адақта – айақта (аяқта).
5. м мен б: мекіре – бекіре, шымшық – шыбыш, шымыш – шыбыш, матыру – батыру.
6. п мен б: пәле – бәле, полат – болат, пайда – байда, пиялай – биялай, палуан – балуан.

Ғалым бұл жердегі л мен д дыбыстарының алмасуын ертеден келе жатқан заңдылықтардың қатарына жатқызады да оған дәлел ретінде Күлтегін ескерткішіндегі – тыңла, «Кодекс куманикустегі» – аңла сөздерін мысалға келтіреді. Осылайша ол

диалектологияға қатысты жазылған зерттеулерін үнемі тың деректермен толықтырып отырғанын байқатады. Мысалы, «Көне қыпшақ тілінің кейбір сипаттамалары» деген мақаласында жергілікті ерекшеліктер ауызекі сөйлеу тілінің фонетикалық жүйесі мен сөздік қорын қамтиды десе, «Редакцияға хат» деген мақаласында грамматика саласын да қосады, ал «Қазақ тілінің жасалуы туралы мәселеге» деген мақаласында фонетикалық ерекшеліктерге берілген мысалдар санын әлдеқайда молайта түседі. Диалектологиялық зерттеу мәселелерінде ұстанған принциптің басты ерекшелігі – фонетикалық құбылыстар сырын тарихи тұрғыдан зерттеп, оларды ескі түркі тілдерімен байланыстыра қарастырады.

Диалект сөздердегі грамматикалық ерекшеліктердің мәнді себебін де тарихи тұрғыдан қарастырады:

-мыш (-міш) форманты әдеби тілімізде айтылатын -қан (-кен), -ған (-ген) қосымшасының орнына жүреді. Бұл Қостанай облысында тұратын қазақтардың ауызекі сөйлеу тілінде кездеседі: жазылмыш (жазылған), жетілмыш (жетілген), айтылмыш (айтылған), таңданмыш (таңданған). Н.Сауранбаев бұлай сөйлеуді халық «көне кітап тілінен үйренген» болу керек деген болжам жасайды. Осы болжамы арқылы ол көптен бері кітап басып шығару өнерін кәсіп еткен Қазан, Орынбор, Уфа, Троицк қалаларының ықпалына ертерек ұшырап, көне кітаптарды оқуды әдетке айналдырған Торғай даласының тұрғындары осындай формаларды қолданатын болғанын дәлелдейді.

-шақ (-шек) жұрнағы да осы аймақты мекендеген қазақтардың тілінде жұмсалады, әдеби тілдегі -сы (-сі) тұлғасының мағынасын береді: алашақ (аласы), берешек (бересі).

-жақ (-жек) тұлғасы көбінесе қарақалпақ туысқандармен іргелес отырған аймақтарда (Ақтөбе, Қызылорда облыстарында) жиі кездеседі: бережек (берешек), айтажак (айтатын), алажақ (алашақ).

-улы (-улі) формасы Қазақстанның батыс жақ өлкесінде айтылады: барулы (барыпты), көрулі (көріпті), келулі (келіпті).

-лы (-лі) тұлғасы оңтүстік пен оңтүстік-шығыс алқапта бірінші жақтың қалау рай формасында айтылады: баралы (барайық), жүрелі (жүрейік).

Кезінде пікірталас тудырған мәселе ол қазақ тіліндегі диалектілік ерекшеліктердің сипаты мен таралу шегі *диалектілік көлемде ме, әлде сөйленістік көлемде ме* деген сауал болатын. Ғалым Н.Сауранбаев қазақ тіліндегі жергілікті ерекшеліктерді диалект сипатында болған деп қарастырады. Мәселен, ол белгілі бір аймақ тіліндегі ерекшеліктер бірнеше сөйленіске ортақ болып келіп, диалектіге негіз етілгенін айтады. Өз мақаласында Шу, Жетісу, Шымкент, Сырдария сөйленістерінің әрқайсысы өзіндік ерекшеліктерімен бірге бүкіл Оңтүстік өлкеге тән негізгі ерекшеліктерін де сақтап қалғандығын, сөйтіп, олардың тұтастай оңтүстік диалектіге кіретінін пайымдаған.

ҰҒА А.Байтұрсынов атындағы Тіл білімі институтының жазбаларынан :

«...Осыдан алпыс бес жылдай бұрын ашылған Ұлттық Ғылым Академиясы республика тарихында тарихи мәні айрықша ірі оқиғаның бірі болып қалды. Міне, осы тарихи оқиғалардың басы-қасында Н.Сауранбаевтың болуы, оның қаншалықты ірі тұлға екенінен хабар берсе керек. Ол қоғамдық ғылымдар бөлімінің академик-хатшысы (кезіндегі атауы төрағасы) қызметіне тағайындалады. Әрі президиум мүшесі ретінде қоғамдық ғылымдар саласы бойынша сан алуан тірліктің бастамашысы болды. Нақтылы жұмыстар мен келелі міндеттер туралы мақалалар жазды, талқылаулар өткізді, ойға жетелер сөздер сөйледі. Күні бүгінге дейін үзбей шығып келе жатқан «Қазақ КСР Ғылым Академиясының Хабаршысы» (қоғамдық ғылымдар сериясы) сол кезде Н.Сауранбаевтың жетекшілігімен шыға бастаған болатын. Ол қазақ тіл білімінің барлық саласында өшпес ізі қалған, оның негізгі теориялық бағыт-бағдарын анықтап, іргетасын қаласуға үлесін қосқан санаулы саңлақтардың бірі. Н.Сауранбаевтың қазақ тілі дамуының өзекті мәселелерін шешуде байқалатын ғылыми-теориялық өресі күні бүгінде де жолбасшылық бағытынан төмендемей келе жатқанын көреміз. Өрбітілген ой-пікірінің өміршеңдігі мен құндылығын тіл білімпаздары әлі күнге сезінуде...».

Ал қазақ тіліндегі диалектілік ерекшеліктерді топтастыруда ғалымдар тарапынан екі түрлі көзқарас орын алған болатын. Олар:

Бірінші, Н.Сауранбаев пен Ж.Досқараев диалектілердің екі үлкен тобы бар деп қарастырды: оңтүстік-шығыс және солтүстік-батыс диалектілері.

Екінші, С.Аманжолов қазақ тілінде үш диалект бар деп қарастырды: оңтүстік, батыс және солтүстік-шығыс.

Кейіннен профессор Ш.Сарыбаев ғалым С.Аманжоловтың солтүстік-шығыс диалектісіне топтастырған аймақтардағы тілдік ерекшеліктер бірыңғай емес екендігін анықтап, қайтадан топтастыру қажеттілігін көтерген болатын. Соның негізінде қазақ тілінде оңтүстік, батыс, шығыс және орталық-солтүстік диалектілері бар деген тоқтам жасалды.

Н.Сауранбаев қазақ тіліндегі диалектілерді ең басты екі топқа бөледі:

1. Солтүстік-батыс;

2. Оңтүстік-шығыс.

Фонетикалық ерекшеліктеріне қарап, атап айтқанда, ш орнына ч, д орнына л қолданылуына орай екі топқа бөледі:

1. Солтүстік пен батыс аймақтардағы ш, д диалектілер тобы

2. Оңтүстік пен оңтүстік-шығыс аймақтарындағы ч, л диалектілер тобы.

Оның айтуынша, ч мен сөйлейтін аймақтар бұрыннан ұйғыр, қырғыз, өзбек халықтарымен аралас отырғандықтан, бұл көрші халықтардың әсерінен болған фонетикалық құбылыс. Бұны ол ғалым М.Қашқари, В.Бартольд еңбектеріне сүйене отырып дәлелдейді. Н.Сауранбаев осылайша жергілікті ерекшелікті топтастырудың фонетикалық принципі ретінде ч мен л дыбыстарының қолданым ерекшеліктерін басты негізге алады да, қазіргі қазақ тілінде екі түрлі диалект бар деген байлам жасайды: ш және д диалектілер тобы, сондай-ақ ч, л диалектілер тобы. Алайда басқа ғалымдар: «Қазақстан көлемін ч мен л айтылатын жерлер және олар айтылмайтын жерлер деп екіге бөліп, соның тек ч мен л айтылатын бөлегін ғана бір диалект деп қараған жөн, өйткені ч мен л дыбыстарының қолданылмайтын жері, яғни олардың орнына ш мен д дыбыстарының айтылуы – әдеби тілдің әдеттегі қалпы, оны «бір диалект» деп өз алдына бөліп қарау лингвистикалық заңдылыққа сия бермейді» деген өте орынды уәж айтады (Ә.Құрышжанов. Академик Н.Т.Сауранбаев. 1974)

Жалпы жергілікті ерекшеліктердің сипатын көрсететін бірқатар өзіндік белгілер болатындығы мәлім. Соның бірі диалектілердің жалпы және айырым белгілері. Диалектілік сөз жалпыхалықтық сөзден ерекшеленеді де, оның себебі сол сөздің белгілі бір аймақта ғана қолданылатындығымен, белгілі -изоглосы болуымен түсіндіріледі. Сондықтан диалектілік сөз жалпыхалықтық сөзге қарама-қарсы қою арқылы танылады және әдеби тіл құрамына енбейді де шартты түрде жеке элементтер ретінде танылады. Диалект сөздер үнемі әдеби тілмен жарыса өмір сүретін, одан өзгешеленіп тұратын өзінше бір жүйелі құбылыс. Сондықтан жоғарыдағы Н.Сауранбаевтың топтастыруына сынның айтылуы да орынды.

Ш. Академик Нығмет Сауранбаевтың қазақ тілінің ерекшеліктеріне қатысты ұстанымдары

Сол кезеңдегі қазақ диалектологиясының алдында тұрған өзекті мәселенің бірі ол тілдегі диалектілердің бұрынғы ру-тайпа тілдеріне қатысы мен ұлттық әдеби тілдің диалектілік негізін анықтау. Осы мәселеге байланысты ғалымдар арасында екі түрлі көзқарас пайда болды.

Біріншісі, қазақ тіліндегі диалектілердің пайда болу тарихын қазақ жеріндегі бұрынғы ру-тайпалық одақтармен, жүздер-мен байланыстырып қарау (С.Аманжолов);

Екіншісі, диалектілік ерекшеліктерді жалпыхалықтық тіл қалыптасқаннан кейінгі (XV ғасырдан соң) халықтың қоғамдық-әлеуметтік, шаруашылық-мәдени өміріндегі

өзгерістерге байланысты кейіннен қалыптасқан құбылыс ретінде қарастыру (Н.Сауранбаев).

Академик Н.Сауранбаев қазақ тіліндегі жергілікті ерекшеліктер халық тілін жасауға ұйтқы болған ертедегі ру-тайпалардың тілімен тікелей байланысты деген тұжырыммен келіспейді. Ғалымның жасаған қорытындысы бойынша, диалектілерді зерттеу мәселесін қазақ жүздері мен ру-тайпалық жіктердің құрамымен байланыстырмаған жөн. Оларды халық тарихымен, әр аймақты жайлаған халықтардың мәдени-шаруашылық ерекшеліктерімен және ауыс-түйіс отырған көрші елдердің өмірімен қабыстыра отырып қарастырған абзал. Алайда басқа ғалымдар қазақ тіліндегі диалектілік ерекшеліктердің ерте замандардан қалған ескерткіштерде кездесуі кездейсоқ құбылыс емес екендігін, бұл олардың пайда болу сыры XV ғасырдан әрі жатқандығын атап көрсеткен болатын (Ғ.Қалиев, Ш.Сарыбаев. Қазақ диалектологиясы. Алматы: Ғылым, 2002, -200 б.).

Қазақ диалектологиясына қатысты сол кезеңде болған талас мәселенің тағы бірі – жергілікті ерекшелікті әдеби тілді байытудың бір көзі ретінде қарастыру немесе керісінше әдеби тілімізді шұбарлайтын құбылыс ретінде тану. Бұл тұрғыдан келгенде академик Н.Сауранбаев «жергілікті ерекшеліктер сол халықтың тарихын зерттеп, басқа халықтармен қарым-қатынасын ашу үшін аса құнды материал болып табылатынына» ерекше назар аудара отырып диалект сөздерді танып-білудің, оны зерттеудің маңыздылығын былайша топтап көрсеткен:

1. Тіліміздің жергілікті ерекшеліктері – қазақтың халық, ұлт болып қалыптасуы туралы бағалы мәліметтер береді;
2. Диалектологиялық материалдар этнографтар мен археологтар үшін аса құнды мәліметтер береді;
3. Қазақ тілінің жергілікті ерекшеліктерін білу жазушылар үшін де аса қажет.
4. Диалектологиялық материалдармен таныс болу қазақ тілі мен әдебиетінің мұғалімдері үшін де өте-мөте қажет. Тіліміздің жергілікті ерекшеліктерін білмесе, олар оқушыларды әдеби тілге дұрыс төселдіре де алмаған болар еді;
5. Қазақ тілінің жергілікті ерекшеліктерін білу лекторлар үшін де, партия, совет қызметкерлері үшін де, журналистер мен радиокомитет қызметкерлері үшін де қажет (Н.Сауранбаев, Ж.Болатов. Қазақ тілінің жергілікті ерекшеліктерін зерттеу. Социалистік Қазақстан, 1957, 14 наурыз)

Н.Сауранбаев өмірінің соңғы жылдарында найман, жалайыр, дулат руларының және Зайсан, Маңғыстау өңірі сөйленісіндегі диалект бірліктерді жинаумен шұғылданған. Мұрағаттағы қолжазбаларына қарағанда туысқа, тұрмысқа, малға және жаратылыс пен өсімдіктерге байланысты біршама диалект сөздерді жинақтап, олардың қандай жазба ескерткіштерде қолданылғанын анықтауды мақсат еткен. Алайда бұл бастаған жұмысы аяқталмай қалғанға ұқсайды. Көріп отырғанымыздай, ғалым сөздердің мағынасын ғана ашқан да, олардың ескі нұсқада қолданылған түрлері мен мазмұнын зерттеп, одан қорытынды шығаруға үлгермеген. Бұл бастаған жұмысында Н.Сауранбаев тұрмысқа, туысқа қатысты 132 сөз, малға байланысты 49 сөз, жаратылыс, өсімдіктерге байланысты 41 сөз жинақтаған.

1956-1958 жылдары Н.Сауранбаев Тіл мен әдебиет институтында тіл тарихы мен диалектология бөлімінің меңгерушісі қызметін атқарып, қазақ диалектологиясының көптеген ғылыми-ұйымдастыру жұмыстарына тікелей басшылық етті. Диалектологиялық экспедициялардың жыл сайын уақытында орындалып, дұрыс нәтижеге қол жеткізуін қадағалады, картотекалық базаның қалыптасуына атсалысты. Әсіресе, диалектолог жас мамандардың ізденістеріне қамқорлық жасап, олардың ғылыми-зерттеу жұмыстарына жетекшілік етті.

Қорыта айтқанда, академик Н.Сауранбаевтың диалектологиялық еңбектерінде теориялық мәні бар өзекті мәселелер, атап айтқанда, қазақ тілінің өз ішінен диалект, говорларға бөлінегіндігі, диалект сөздердің жалпы сипаты, олардың тарихи дамуы мен пайда болуы, аймақтық жағынан жіктелуі, диалектілердің әдеби тіліміздің бауы мен

толығындағы маңызы сияқты мәселелер ғылыми тұрғыда талданып қана қоймай, сол кезеңдегі даулы мәселелерді шешуге жасалған батыл қадамдар болған еді. Академик Н.Сауранбаев іргетасын қалап кеткен қазақ тіл білімінің диалектология саласы бүгінгі таңда республика көлемінен шығып, алыс-жақын шетелдерде тұратын қазақ диаспора тілін де кеңінен зерттеп келе жатыр және сөйленістер тіліндегі ерекшеліктер тұтастай жинақталып, біршама қалыпқа түскен бүгінгі таңда қазақ ғалымдары оларды сол аймақтағы тілді тұтынушы халықтың танымымен (кәсібі, айналысатын шаруашылығы, шекаралас елі, т.б.) сәйкес қалыптасатын тұтас тілдік құбылыс ретінде де қарастырып, жаңа бағыттағы зерттеулер жүргізуде.

Әдебиеттер

- 1.Сауранбаев Н., Болатов Ж. Қазақ тілінің жергілікті ерекшеліктерін зерттеу. «Социалистік Қазақстан». - 14 наурыз, 1957 ж.
- 2.Энциклопедиялық сөздік. Тіл білімі, 29 том.- 1995ж.
- 3.Жанпейісов Е. Жүсіпбек. Тіл туралы // Тілтаным, 2001, №3
- 4.Нақысбеков О. Ж.Аймауытұлының диалектология туралы негізгі ойлары // «Қазақ тілі тарихы мен диалектологиясы» атты ғылыми-теориялық конференция материалдары, 2001 ж.
- 5.Қалиев Ғ. Қазақ диалектологиясының мәселелері.- Алматы,1981 ж.
- 6.Тілтаным журналы.- №3, 2010 ж.

ТАРИХ, ФИЛОСОФИЯ ЖӘНЕ ӘЛЕУМЕТТАНУ
ИСТОРИЯ, ФИЛОСОФИЯ И СОЦИОЛОГИЯ
History, Philosophy and Sociology

УДК 950.574

ТУРКМЕНО-КАЗАХСКОЕ ВОССТАНИЕ
(Подавление)
(Продолжение, начало в №1(43), 2016)

Д.С. Аннаоразов

*Туркменский государственный университет имени Махтумкули
г. Ашхабад, Туркменистан*

1931 жылдың сәуір-қазан айларында Түркменстанның Солтүстік-Батысындағы далалықта түркмен және қазақ көшпенділерінің наразылықтары өтті. Назылықтардың басты себебі Түркменстан мен Қазақстанның мал шаруашылығын мен көшпелі аймақтарын зорлықпен модернизациялау және советтендіруге байланысты болды. Бұл зорлық шаралары билік тарапынан террор және дөрекілік, зорлық арқылы жүзеге асты. Осының бәрі құм тұрғындарының ашу-ызасын шақырды. Нәтижесінде Түркменстанның Солтүстік-Батысында көшпенділерді түгел қамтыған көтеріліске ұласты. Сол кезде Батыс Қазақстанның малышыларының бір бөлігі Түркменстан территориясында көшпенді өмір сүріп жатқан еді. Осылайша 1931 жылдың басында Қарақұм даласының әр жерінде қала, ауыл, теміржол бекеттеріне, халық шаруашылық және басқа нысандарға шабуыл жасайтын отрядтар мен көтеріліс орталықтары пайда болды және партия-кеңес қызметкерлеріне және ауыл белсенділеріне қарсы террорлық әрекеттер жасалып отырды. Көшпенді халықтың наразылығы Орта азия әскери округының бөлімшелерінің күшімен басылып отырылды. Көтеріліске қатысқан мыңдаған адам сотталып, жүздеген адам атылды. 1931 жылғы Түркмен-қазақ көтерілісі Кеңес тарихының ең аз зерттелген тақырыбы болып саналады. Бұл мақалада автор мұрағат құжаттарын негізге ала отырып, аталмыш оқиғаға байланысты мәселелерді жаңа көзқараспен қарастыруға әрекет жасаған.

In April – October of 1931 in steppe parts of Northwest of Turkmenistan took place Turkmen and Kazakh nomads' joint action. Violent modernization of cattle breeding economy and Sovietization of the nomadic regions of Turkmenistan and Kazakhstan were the main reasons of actions of nomads. These actions were carried out by means of terror, a rough lawlessness and violence from the authorities and therefore they caused a sharp protest from inhabitants of sands. Therefore in various regions of Northwest Turkmenistan revolt which captured practically all layers of the nomadic population broke out. In the same time the part of cattle-farmers of the Western Kazakhstan moved onto the territory of Turkmenistan and, having united with local nomads, led fight against the Soviet power. Thus, in the beginning of 1931 in various places of the Kara Kum steppe the insurgent centers, groups of which systematically made raids on the cities, villages, railway stations and traveling, economic and other objects, and also carried out acts of terrorism against the party and Soviet workers and rural activists began to arise. Performances of the Turkmen and Kazakh nomads were cruelly suppressed by units and divisions of the Central Asian military district, and also troops of OGPU. Thousands were condemned for participation in the insurgent movement, hundreds were shot. The Turkmen-Kazakh revolt of 1931 is one of scarcely studied matters of the Soviet history. In this article, on the basis of new archival materials attempt is made to lighten up questions connected with this resonant event.

Кілт сөздер: *малшылар, кәсіпшілік, кооператив, советтендіру, ұлттандыру, көтеріліс, көтерілісшілер, топ, әскериучаске, жазалаушы отрядтар, далалаық бөлімдер, полицияның ерікті отрядтары, қарулану.*

Key words: *cattle-farmers, trade, cooperative, sovietization, nationalization, revolt, insurgents, group, fighting site, retaliatory groups, field parts, voluntary groups of militia, arms, equipment, aircraft, mortar, carriage support.*

Для полного разгрома повстанческого движения в Туркменистане штаб САВО приступил к разработке большого войскового плана. По разработанному плану Туркменская кавалерийская бригада, усиленная 35-м авиаотрядом, четырьмя автомашинами, под общим командованием командира этой бригады Я.Мелькумова должна была действовать двумя группами от Казанджика и Джебеля совместно с десантным отрядом, имея задачу уничтожить восставших в районах колодцев Гоймат, Туэр и Дяхли.

Десантный отряд в составе Ташкентской отдельной Среднеазиатской военной школы (ОСАВШ) имени Ленина, 85-го дивизиона войск ОГПУ, пяти бронемашин, шести трехосных автомашин, двух автотранспортных рот, пяти танкеток, под общим командованием начальника ОСАВШ Малышева, должен был высадиться в районе Ходжа Софии. Десантники, посаженные на грузовые машины автотранспортных рот, к 6 сентября должны были выдвигаться район кол. Сойли, яма Портопук (?) и к 12 сентября занять кол. Туэр. Главная их задача заключалась в том, что не допустить отхода повстанцев к северу и совместными действиями с Туркменской кавалерийской бригадой уничтожить их в районе колодцев Авламыш, Туэр и Дяхли.⁴² В это же время республиканские организации несколько раз обращались к повстанцам с призывами о прекращении сопротивления и сдаче оружия. Добровольно явившимся и сдавшим оружие повстанцам обещалась амнистия. С этой целью в песках постоянно разбрасывались листовки. Но повстанцы не прислушивались к призывам и не сдавали оружие.

Карательная операция против восставших началась 9 сентября 1931 г. В связи с усилением в ряде мест активности повстанцев было решено начать там операцию 5 сентября. Общее руководство операцией было поручено командующему войсками САВО П.Е. Дыбенко, начальнику военно-полевого штаба В.Г. Позняку, члену военного совета Г.Г. Ястребову, а также прибывшим из Москвы представителям ОГПУ СССР Е.Г. Евдокимову и А.Д. Соболеву. Штаб операции расположился в Кизыл-Арвате, там же временно находились все партийно-советские и хозяйственные руководители Туркменистана.

После хорошей подготовительной работы курсанты ОСАВШ под командованием А.К. Малышева из Красноводска на барже были перевезены на Карабогазгол и оттуда по маршруту колодцев Сойли - Туэр были направлены на кол. Чагыл, где находился центр туркмено-казахской группировки. В тот же день мотомеханизированный отряд под командованием И.И. Ламанова был посажен на 44 автомашины различных иностранных марок (мареланды, зауреры, форды, фиаты) и отправлен из Красноводска по тому же маршруту, что и отряд ОСАВШ. В отряде Ламанова было 165 человек, 3 бронемшины, 5 танкеток, 12 пулеметов и 10 мортирок.⁴³

Из Джебеля вышел 2-й Туркменский кавалерийский полк Турчинского, из Казанджика - 1-й Туркменский кавалерийский Ф.Н. Антонова, из Кизыл-Арвата - Узбекский кавалерийский полк М. Миршарипова, из Бахардена - другой Узбекский кавалерийский полк Бекджанова, из Ашхабада — 1-я коммунистическая рота, из Артыка — маневренный отряд пограничных войск, из Теджена — трижды Краснознаменный 82-й Актюбинский кавалерийский полк А. И. Бацкалевича, из Мерва — 83-й Краснознаменный Бегалинский кавалерийский полк М. В. Самокрутова, из Хивы — Краснознаменный 84-й кавалерийский полк Г. М. Хрюкина, из Ташауза — 10-й кавалерийский полк войск ОГПУ Константинова. Полевым частям Красной Армии содействовали районные и областные отряды милиции, а также отряды «красно палочников» и местные отряды самообороны, в

рядах которых насчитывалось свыше 12 тыс. дайхан.⁴⁴ Всем войсковым соединениям были прикреплены бригады из числа партийно-государственных, советских и комсомольских работников республики, которые должны были заниматься разъяснительной работой среди бедняцкой и середняцкой части восставших кочевников и восстановить в песках местные органы советской власти.

Главные силы туркмено-казахской группировки концентрировались в треугольнике Туэр – Чагыл – Авламыш и они решили оказать здесь упорное сопротивление войскам, создав в этих колодцах оборонительные сооружения и хорошо замаскированные укрепления. Так описывал оборонительные позиции повстанцев командир 8-й Туркменской кавалерийской бригады Я.А. Мелькумов: «Около двух тысяч хорошо вооруженных басмачей решили обороняться. Укрепив основную линию колодцев Туар, Чагыл, Доунгра, Огламыш, они вырыли в песчаных барханах вокруг этих основных водных источников несколько линий окопов, отлично замаскированных колючкой и саксаулом. Здесь же, в непосредственном тылу, были сосредоточены семьи басмачей и стада скота.

Впереди основной оборонительной позиции, на озера Джамала и Топиатан, была вынесена передовая, также хорошо укрепленная линия обороны. А в тылу основного района, опираясь на колодцы Кум-Себшен и Дахлы, находилась вторая оборонительная позиция. Наконец, караванный путь из Кизыл-Арвата в Хорезм был перекрыт у колодца Чарышлы оборонительными сооружениями, построенными местными шайками.

Таким образом, был создан ряд оборонительных сооружений, преградивших все караванные пути из Кизыл-Арватского и Красноводского районов в Хорезм и Казахстан. Район этот простирался до 160 километров в глубину и до 90 километров по фронту, что давала басмачам возможность широкого маневра».⁴⁵

1-й и 2-й Туркменские кавалерийские полки, входившие в состав 8-й Туркменской кавалерийской бригады под командованием Я.А. Мелькумова, а также курсанты ОСАВШ А.К. Мальшева и мотомеханизированный отряд И.И. Ламанова с боями шли на кол. Туэр. 11 сентября мотомеханизированный отряд Ламанова имел бой с частью туркмено-казахской группировки под командованием Х. Атаджанова и Б. Дерментаева, которая после двухчасового ожесточенного боя, оставив на месте 5 убитых и 11 раненых, отошла к главным силам на кол Чагыл. В этом бою были захвачены руководители казахских повстанцев Б. Дерментаев, О. Тулебергенов и 144 хозяйства жителей Туэра.⁴⁶

На другой день советские войска подошли кол. Чагыл, где был крупный повстанческий отряд туркмен и казахов, состоявших более чем 1000 всадников и пеших.⁴⁷

Повстанцы заранее подготовились к обороне: имелась двойная полоса обороны, где были убежища и окопы, обложенные камнем. Далее вглубь песков шла вторая полоса окопов, обложенных саксаулом. Все это было тщательно замаскировано от наземного и воздушного наблюдения. Часть женщин, детей, стариков, вся имуществу и скот находился на кол. Донгра, что рядом с кол. Чагыл.

12 сентября началось кровопролитное Чагылское сражение. Первым в бой вступили курсанты ОСАВШ и 2-й Туркменский кавалерийский полк, а 13 сентября во второй половине дня в бой вступил и мотомеханизированный отряд. Повстанцы, по словам советских военных «дрались упорно, до последнего, не желая сдаваться в плен, хотя им неоднократно предлагалось сложить оружие. Был случай, когда один джигит на лошади с клинком бросился на танкетку и успел разрубить фару, но был убит. Вторая танкетка в полном окружении повстанцев дралась около часа, а затем с трудом вышла из боя».⁴⁸ В этом бою повстанцы захватили и сожгли танкетку, который попал в повстанческую траншею. Командир сгорел, не выходя из нее, а водитель выбросился из горящей машины, но был убит.⁴⁹

В подавлении восстания широко использовалась также авиация САВО. В Чагылском сражении участвовали самолеты 37-й авиаэскадрильи из 16-й авиабригады. 22 самолета три дня бомбили и обстреливали оборонявшихся у Чагыла. Привлекли даже старые Ю-13 и АНТ-9. 13 сентября они сбросили на оборонительные позиции и в тыл повстанцев 130 и

14 сентября – еще 150 пятнадцатикилограммовых авиабомб.⁵⁰ За три дня самолеты совершали за день до трех вылетов и сбросили на голову повстанцев 392 бомбы. В общем, за время активных боев, происходивших в августе-октябре, авиаторы сбросили на голову повстанцев 1875 бомб и расстреляли 25883 патрона.⁵¹ Таким образом, в результате массированных ударов на земле и с воздуха повстанческий центр в Чагыле был разгромлен, а оставшиеся в живых ночью начали спешно отходить на кол. Дяхли. Используя ночную темноту, повстанцы выючили верблюды и, забрав семьи и скот, спешно стали отходить кол. Дяхли. Однако по предложению одного красного командира для освящения ночного неба района кол. Чагыл, войска стали использовать осветительные ракеты. В результате чего все пространство района колодцев Чагыл и Донгра стало совершенно светло. Повстанцы давно привыкли к советским пулеметам, гранатометам, орудиям, танкеткам и самолетам, но такого они, ни видели никогда. Началась настоящая паника и хаос в лагере; бегущих повстанцев, которые путались с семьями и скотом, красноармейцы просто расстреливали в упор.⁵²

По данным советских архивов в Чагылском сражении было убито 200 активных повстанцев, сколько погибло гражданского населения неизвестно. Среди погибших оказались Хакмурад хан, Маметдурды Диван, а так же сыновья казахского вождя Б. Дерментаева – Омар, Энес и Бекетмер и другие, туркменские и казахские руководители. В плен попали казахские вожди Т. Чергенов и Ч. Джумабаев.

После Чагылского сражения оставшаяся часть повстанцев закрепилась на кол. Дяхли. 17 сентября здесь также произошло самое кровопролитное сражение, продолжавшееся в течение 10 часов. Среди участников этого боя не было казахов. Там до последнего патрона оборонялись иомудские роды: бехелькинцы, ак-атабайцы и каррови. Бой под Дяхли был самым ожесточенным и кровопролитным за всю операцию. Здесь повстанцы занимали весьма выгодную позицию, умело, используя все тактические выгодные рубежи, имея на своем правом фланге несколько окопов. Однако подход с начала 1-го, а потом и 2-го Туркменских кавалерийских полков, направленного на Дяхли самим командующим САВО Дыбенко, решил окончательно участь боя в пользу карателей.⁵³

Наблюдавшие за ходом боевых действий советские командиры стали свидетелями храбрости и тактической грамотности повстанцев. «Басмачи, – говорится в одной из военных сводок того времени, – дрались до последнего патрона. В Дяхли даже женщины и дети принимали участие в бою, закидывая атакующих камнями и стреляя из винтовок. Все бандиты, без исключения, показали большую тактическую грамотность, умело, ведя огневой бой, искусно отходили на новый рубеж под прикрытием огня. Умело использовали естественные укрытия, хорошо маскировались и окапывались. Быстро научились вести борьбу с авиацией и танкетками».⁵⁴

Несмотря на отчаянное сопротивление, повстанцы снова были разгромлены. Все повстанцы участвовавших в сражении либо погибли, либо попали в плен, спаслось только два человека. На поле боя остались 216 трупов повстанцев, в плен попали 42 человека. Таким образом, только под Туэром, Чагылом, Дяхли и в Кульмачском районе к 20 сентября потери повстанцев во время боев: убито 711 человек, захвачено пленных 326, захвачено оружия – 177 единиц, 2 пулемета.⁵⁵ Многие участники восстания также погибли при отступлении. Руководитель повстанцев Илли ахун умер от жажды где-то в районе Устюрта.⁵⁶ Советские войска также понесли большие потери. В бою кол. Дяхли только ОСАВШ потерял 30 человек убитыми и 28 ранеными.⁵⁷

Таким образом, в сентябре-октябре 1931 г. в результате карательных операций повстанческое движение в Каракумах было разгромлено. За это время по данным советских органов погибли 74 руководителя восстания и 3217 активных рядовых джигитов, сколько погибло гражданского населения, неизвестно, а их было не мало. У восставших кочевников были конфискованы 9102 единицы огнестрельного оружия, 13193 верблюда, 595 лошадей и 63857 баранов. Большое число повстанцев было арестовано, «профильровано» захваченных семей активных басмачей – 10064, «басмаческих

пособников» – 367, «антисоветских элементов» – 298, добровольно сдавшихся – 298, злостных не сдатчиков оружия – 247.⁵⁸ После подавления восстания оставшихся в живых и не попавшие в руки карателей, туркменские и казахские повстанцы, многие из которых были раненные, со своими семьями сумели уйти в Иран.

Совместное выступление туркменского и казахского народов против большевистского засилья нашло отражение и в литературе того времени. Туркменский поэт Оразмамед Вепаев, которого в 30-е годы XX века обвинили в буржуазном национализме, а потом был ликвидирован органами ГПУ, одну из своих элегий, специально посвятил жертвам восстания 1931 г. В его элегии, освящающие глубокую боль и трагизм народа, мы находим такие душераздирающие строки (дословный перевод наш):

- Ол Чагыл атлы гуйы долды шехитлер ганына,
Күлли ынсан энрешип йыгнанды Донра янына,
Атылан гүллелериң хич ким етишмез санына,
Баласындан айрыланлыр, болсун Алла ярыңыз...

(Тот колодец Чагыл заполнился кровью шахидов,

Вес народ рыдающий [от боли в сердце] собрался у [кол.] Донра,

И ни кто не сможет сосчитать количество отстрелянных пуль,

Разлученные от родных чад, пусть Аллах будет [вашим] спутником).⁵⁹

Военный руководитель восстания со стороны туркмен Хакмурад хан был личным другом О. Вепаева. Написав эту элегию, поэт хотел увековечивать имя своего друга Хакмурада, а также имена сыновей казахского руководителя Б. Дерментаева – Омара, Энеса и Бекетмера:

- Көп йигит каза болуп, агла, шехитдир ол өлен,
Топулып алгыр кимин ол Хакмыратдыр ат салан,
Шири тезден ек болуп хем өлди батырлык билен,
Дин үчин дава эденлер, болсун Алла ярыңыз...
(Заплачь, ибо много джигитов погибли, шахидами став,
И тот Хакмурад оседлав коня, налетал [на врага] как орел,
[Оставшись] ото льва единородный погиб как герой,
Воевавшие за веру, пусть Аллах будет [вашим] спутником).

Ол Бекеш оглы Омар ат салды арслан дек болуп,
Тә кыямат ат гояндыр, өзи армансыз өлүп,
Әхли гыргыз жем болуп, намыс чекендир өвч алып,
Хем Энес хем-де Бекетмер, болсун Алла ярыңыз.

(Тот Омар, сын Бекеша, оседлав коня, налетал как лев [на врага],
Погибнув без сожаления, заслужил себя великое имя в веки веков,

И всем киргизам [казахам] вместе вставшим за поруганную честь,
И Энес, и Бекетмер, пусть Аллах будет [вашим] спутником).⁶⁰

Вооруженные самолетами, танками, орудиями и пулеметами красноармейские части также понесли чувствительные потери: убиты 17 командиров и около 100 красноармейцев и курсантов, десятки были ранены. Сколько погибли бойцов из отрядов ГПУ и милиции еще не подсчитаны.

Активные участники восстания были осуждены Военным трибуналом САВО. По приговору военно-полевого суда многие участники были расстреляны на месте. Один из участников расстрела так описывает это событие: «По решению тройки были расстреляны главари и активные участники движения. Одну группу главарей-басмачей, человек 10, решением тройки мне было поручено расстрелять. Мне дали одно отделение бойцов для выполнения решения тройки. Эту группу басмачей отвели от населенного пункта на 2 км, и они были расстреляны».⁶¹

В начале октября 1931 г. все войска, задействованные против повстанцев, вышли на Ташаузский округ. Началась повсеместная чистка округа от «антисоветского элемента».

Всего с 4 по 30 сентября 1931 г. в Ташаузском округе с повстанческими отрядами было 26 боевых столкновений, причем в основном удары были нанесены по группам Язан Окуза, конеургенчской туркмено-казахской группировке и в Порсинской группе Атабай Нурджана. Казахской группировкой в Ташаузском округе руководил Бекджан хан. Действиями 10-го кавалерийского полка и 62-го дивизиона войск ОГПУ в районе Кесекли Конеургенчского района казахская группировка была разгромлена, и только Бекджан хану с 8 джигитами удалось скрыться в северной части района.⁶²

Таким образом, туркмено-казахское восстание 1931 г. потерпело жестокое поражение. По своему содержанию, оно было антисоветским и было направлено, прежде всего, против большевистского террора, советизации и коллективизации. Восстание носил так же национально-освободительный характер, так как в некоторых местах повстанцами были попытки создать свои «органы власти» в противовес советским. Но в то же время восстание имело оттенок гражданской войны, так как в ее подавлении широко применялись туркменские советские национальные формирования, отряды местных отделов милиции, самоохраны и «краснопалочников», состоявших исключительно из туркмен.

Восставшим остро не хватало оружия и боеприпасов, вследствие чего они были вынуждены отливать пули кустарным способом. Отправляемое эмигрантскими центрами оружие в большинстве случаев не доходило к месту назначения. Несмотря на определенные трудности, советская власть в военном отношении была сильной и беспощадной. Опираясь на мощную и хорошо обученную армию, она в кратчайший срок сумела подавить восстание туркменских и казахских скотоводов.

Литература

42. Пограничные войска СССР. – С. 210-211.
43. ЦГАПДТ, ф. 51, оп.16, д. 174, л. 4.
44. Рахимов Н. Указ. соч. – С. 101.
45. Мелькумов Я. А. Туркестанцы. – Москва, 1960. – С. 267.
46. Пограничные войска СССР. – С. 225.
47. ЦГАПДТ, ф. 51, оп.16, д. 174, л. 4.
48. Там же, л. 4.
49. Там же, л. 6.
50. Там же, л. 8.
51. Котельников В. Красные звезды Туркестана. Советская авиация в борьбе с басмачеством. <http://siberia-miniatures.ru/forum/showthread>. (26.05.2015)
52. Annaorazow J. Mertler meýdan içinde. //Edebiyat we sungat. 2005, 10-njy ýanwary.
53. Пограничные войска СССР. – С. 225.
54. ЦГАПДТ, ф.1, оп. 8, д. 32, л. 124.
55. Рахимов Н. Указ. соч. – С. 105.
56. ЦГАТ, ф-2, оп.2, д.255, л.21.
57. Пограничные войска СССР. – С. 216.
58. Рахимов Н. Указ. соч. с.105.
59. Эсенов Р. Сырлы тосламаларын пидалары. – Ашгабат, 1995. – С. 76.
60. Там же.
61. ЦГАПДТ, ф.51, оп.16. д.22, л.10-11.
62. Там же, ф.1, оп. 8. д. 26, л.217.

О РОЛИ НАЦИОНАЛИЗМА В ПРОИЗВОДСТВЕ ЭТНИЧЕСКИХ КОНФЛИКТОВ**Е.И. Медеубаев, А.К. Дильмухамедова***Актюбинский региональный государственный университет имени К.Жубанова
г. Актюбе, Казахстан*

Бұл мақалада әлеуметтік шекаралар мәдени, сонымен қатар этникалық шекаралардың қалыптасуының қалай анықталатыны қарастырылған. Саяси шекаралардың этникалық шекаралармен анықталауы жүйелі талданған. Билікпен жүзеге асырылған саяси картаға түсірілуі, бұрын қолданылмаған жеке мәдени-этникалық қауымдастықтардың пайда болуы туралы КСРО-ның тарихында көптеген мысалдар бар.

The article considers how social boundaries determine the formation of the cultural - and thereby ethnic - borders. Consistently analyzed how ethnic boundaries are defined by political boundaries. The history of the Soviet Union is full of examples of how political mapping, to exercise power, led to the appearance of certain cultural and ethnic communities, where they did not exist before.

Кілт сөздер: ұлтшылдық, сепаратизм, этникалық қақтығыс, ұлт азаттық, реформа, этникалық сана-сезім, ұлт қалыптастыру, этноним.

Key words: nationalism, separatism, ethnic conflict, national liberation, reform, ethnic identity, the formation of the nation, the ethnonym.

Идеология национализма индуцирует ряд убеждений, чреватых конфликтом. Это, во-первых, миф об общем историческом прошлом всех членов этнической группы, во-вторых, миф о языковой и культурной гомогенности этой группы и, в-третьих, миф о компактности ее проживания. Обычно именно эти три аргумента используются для обоснования притязаний на сецессию по этническому основанию.

Анализируя случай тамильского сепаратизма, Эрик Хобсбаум провел убедительную деконструкцию каждой из составляющих националистического мифа. В частности, утверждение активистов организации «Тигры освобождения Тамилы» о том, что тамилы образуют однородную культурно-языковую группу и компактно расселены на Цейлоне (Шри-Ланка), «затушевывает тот факт, что зона обитания тамилы состоит из двух географически изолированных областей, населенных тамилоязычными жителями разного происхождения (коренными цейлонцами и недавно прибывшими из Индии рабочими-иммигрантами соответственно)» [1, с.14]. Кроме того, сепаратисты в своих пропагандистских заявлениях замалчивают то обстоятельство, что в зоне компактного проживания тамилы «есть районы, где до трети жителей составляют сингалы», а также то обстоятельство, что в этой зоне проживает две пятых (до 41 %) тамилоязычных граждан, которые «отказались считать себя тамилами по национальности, предпочтя определение «мусульманин» («мавр»)». Таким образом, перед нами не одна группа (с единой историей и коллективной «памятью»), а три разные группы, которые только на внешний взгляд можно принять за одну.

Особая роль в возникновении этнических конфликтов принадлежит интеллектуальным элитам. Применительно к их деятельности можно вести речь об *идеологическом производстве* конфликтов. Во-первых, обществоведы, выполняющие функцию экспертов, консультируют политиков, принимающих решения. Во-вторых, ученые воздействуют на общество через масс-медиа. Идеологическими конструкциями, которые интеллектуалы забрасывают в массы, они определяют направление трансформации общественного сознания.

Тишков В., посвятивший целый ряд работ анализу этого феномена, обратил внимание на то, что грузино-абхазскому конфликту начала 1990-х гг. предшествовали споры обществоведов о том, на каком языке были сделаны каменные надписи местных памятников древности [2]. В этих спорах живейшее участие принимали Владислав Ардзинба и Звиад Гамсахурдия (первый - историк, второй - филолог). То, что первые вооруженные столкновения между абхазами и грузинами начались почти сразу после дискуссии в газетах между Ардзинбой и Гамсахурдия, в высшей степени симптоматично.

Симптоматична и роль, которую сыграла книга А. Авторханова «Убийство чечено-ингушского народа» в инициировании сепаратистских настроений в Чечне. От того, в каких терминах участники социального действия осмысливают общественную действительность зависит сам характер этой действительности. И, разумеется, то направление, в котором те или иные акторы будут ее преобразовывать. «Народоубийство», «этноцид», «национальное освобождение», «разделенный народ», «400 лет чеченского сопротивления» - такие метафоры превращаются в страшную разрушительную силу, становясь императивом политического действия.

Разумеется, значимость идеологических факторов в возникновении и развитии этнических конфликтов не следует преувеличивать. Как мы уже отмечали выше, почву конфликта создают в первую очередь обстоятельства социально-структурного свойства.

Характерный пример долговременного межэтнического противостояния дает такая развитая европейская страна как Бельгия. На сегодняшний день здесь, несмотря на целый ряд глубоких политических реформ, остается нерешенным вопрос, сохранится ли Бельгия как федерация, или единое государство распадется из-за противоречий между этнолингвистическими группами.

На протяжении более чем столетия Бельгия считалась национальным государством с одним государственным языком (французским) и одной доминирующей группой (валлонами). Однако во второй половине XX в. ситуация изменилась: фламандцы потребовали передела власти. Отношения между франкоговорящей и голландскоговорящей общинами не были безоблачными в силу многих, в том числе исторических причин. Так, во время Первой мировой войны фламандцы выступили на стороне Германии, рассчитывая на помощь последней в создании самостоятельного государства. После поражения Германии (которая, кстати, не поддержала идеи суверенитета Фландрии) фламандцы оказались в глазах бельгийского общества предателями. Включению фламандского населения в воображаемое сообщество по имени «бельгийская нация» препятствовали и политико-экономические факторы. Костяк бельгийской финансовой буржуазии, равно как и брюссельской бюрократии, составляли франкофоны. Фламандский средний класс не имел доступа к власти и ресурсам в общенациональном масштабе.

Пересмотр отношений господства стал возможен после Второй мировой войны. Бурный промышленный рост вывел Фландрию вперед по сравнению с Валлонией. Последняя превратилась в экономически отсталый регион с гораздо более высокими показателями безработицы и более низким уровнем жизни, чем в северных районах страны. Валлоны не только утратили прежнее лидерство, но и попали в зависимость от дотаций из центра. В этих условиях притязания фламандских политических элит и финансово-промышленной буржуазии получили новое звучание, а трения между голландскоязычной и франкофонной общинами приобрели особую остроту.

В 1960-е гг. страна стояла на грани раскола по этнолингвистическому признаку.

К противостоянию фламандцев и валлонов добавились политические требования немецкоязычного меньшинства. Удержать государство от распада позволила проведенная в 1970 г. конституционная реформа, признавшая официальное двуязычие, а также языковые права немецкой общности. Государство было разделено на три региона: голландскоговорящую Фландрию, франкоговорящую Валлонию и трехязычный Брюссель.

Однако эти преобразования не смогли снять межэтническую напряженность. В 1988 г. в Конституцию королевства были внесены новые изменения, в соответствии с которыми была расширена автономия регионов. Поскольку и эта реформа не принесла ожидаемого результата, Бельгия в 1993 г. была провозглашена федерацией. Хотя это преобразование и не устранило межобщинных противоречий, оно позволило снизить накал националистических страстей. Однако успех объединения «Фламандский блок» на парламентских выборах 2003 г. показал, что об окончательном решении конфликта говорить рано.

В российской литературе бытует мнение, согласно которому, чем выше интенсивность этнического самосознания той или иной группы, тем больше приверженность ее членов национализму, будь то в форме соответствующих чувств или соответствующей идеологии. Это мнение, однако, не выдерживает проверки опытом. В мире существует множество групп с ярко выраженной этнической идентичностью, но совершенно не восприимчивых к националистическим лозунгам. Например, для берберов в странах Северной Африки или пуштунов в Индостане характерно отчетливое этническое самосознание, что не мешает им противиться любым попыткам их «огосударствления». Не существует и преемственности между этнической идентичностью, имевшей место в досовременных обществах и национальной идентичностью в обществах современных (сколь бы ни было обидно это слышать националистически ангажированным интеллектуалам и политикам).

Во-первых, национальные мифы и символы, к которым апеллируют националисты как к подтверждению вечности и неуничтожимости коллективной памяти народа, на поверку часто оказываются вымыслом самих националистов. Например, эпос об Оссиане, игравший принципиальную роль в аргументации активистов валлийского национального движения, был создан не древними кельтами между V и XII в., а шотландским сочинителем Джеймсом Макферсоном в 1760-х гг.

Во-вторых, идеологи национализма производят отбор культурно-этнического наследия, отбрасывая из него все, что не укладывается в их видение национальной истории.

Наконец, в-третьих, успех или неуспех националистического движения не зависит от обоснованности притязаний его активистов на обладание исторической истиной. Как замечает Джон Бройи, «многие влиятельные националистические движения современной эпохи преуспели и невзирая на то, что богатая национальная история имела к ним слабое отношение. Можно ли всерьез заявлять, что ливийская идентичность в чем-то менее прочна, чем египетская; или что идентичность словаков не столь сильна, как идентичность венгров?» [3, с.207-208].

Об отсутствии прямой связи между переживанием этничности и коллективной мобилизацией на этнической основе говорит и то обстоятельство, что этническое самосознание во многих случаях не предшествует формированию нации, а напротив, складывается вследствие такого формирования. Когда доминирующая в том или ином государстве культурная группа объявляет себя нацией - или «государствообразующим народом» — остальным культурным группам не остается иного выбора, кроме как довольствоваться статусом этнического меньшинства.

Симптоматично, что в США «этнической группой» (*ethnics*) называют не всякое этническое сообщество, а только сравнительно недавно прибывшие и потому ограниченные в доступе к социальным ресурсам группы иммигрантов. В этой ситуации и возникает ярко выраженная этническая идентичность, которая до той поры могла не переживаться или существовать в неявных формах. Развитие этой идентичности вовсе не обязательно ведет к этническому изоляционизму. Группы, оказавшиеся в положении меньшинств, часто включаются в борьбу за присутствие в символическом пространстве нации. По справедливому замечанию российской исследовательницы, национализм всегда творит миф о культурной однородности, вопреки реальной разнородности национального сообщества. В ходе творения такого мифа происходит «присвоение и одновременно

обесценивание» культурных традиций недоминирующих групп, будь то местные этнические меньшинства или иммигранты. Эти традиции редуцируются к фольклору. Меньшинства отвечают на это подчеркиванием тех своих культурных особенностей, которые представляют ценность в контексте доминирующей культуры. «Элементы этого культурного перечня должны позволить группе при изменившихся политических обстоятельствах представить себя как «основу национального государства» или как вторую по значению группу для прогресса нации».

Социальная компетенция - это способность индивида адекватно вести себя в определенной среде. Она определяется главным образом способом социализации. Если человек прошел социализацию в деревне, ему трудней освоиться в городе, чем родившемуся в городе.

Вопрос о социальной компетенции имеет принципиальное значение в изучении миграции, особенно так называемой инокультурной миграции. Часто можно слышать, в том числе от специалистов, что главным препятствием интеграции мигрантов в сообщество принимающей страны является их культурно-этническая (в первую очередь, этноконфессиональная) принадлежность. Трудно мусульманину адаптироваться к обществу, построенному на христианской традиции. Между тем в таких интерпретациях заключен известный момент мистификации. Способность иммигрантов освоиться в новой среде определяется не размером абстрактной «культурной дистанции», отделяющей их культуру от культуры принимающего сообщества, а вполне конкретными факторами, связанными с их социальной компетенцией. То, насколько успешно они адаптируются, зависит от уровня образования, знания языка страны пребывания, наличия профессиональной квалификации, востребованной на местном рынке труда, и т. п.

Почему одни мигранты предпочитают индивидуальную интеграцию (через ассимиляцию), а другие сбиваются в группу, ища поддержки в этнической *сети*? Ответ на этот вопрос нельзя найти в психологии. Нельзя объяснить выбор той или иной стратегии социального поведения интенсивностью переживания этнической принадлежности. Те, кто растворился в социально-культурном окружении принимающей страны, возможно, с не меньшей ностальгией вспоминают о покинутой родине, чем те, кто оказался в этническом гетто. К тому же попадание в такое гетто далеко не всегда бывает результатом свободного выбора. Чаще всего сделать такой выбор вынуждает отсутствие иных возможностей. Этническая идентичность индивидов никогда не задана изначально. То, какое место данный тип идентификации займет в структуре личностной идентичности того или иного человека, зависит от множества факторов.

Характерный пример в этой связи представлен «российскими немцами» - потомками немецких переселенцев, живших в России со времен Петра I. Никто не станет оспаривать, что по своему этническому происхождению эти люди являются немцами. Однако стратегии поведения, избравшиеся ими в советский период, вели далеко не только в направлении удержания и развития немецкой идентичности. Многие утратили язык, охотно вступали в смешанные браки, некоторые даже сменили фамилии. В этот период немецкое происхождение воспринималось частью российских немцев как помеха в обустройстве жизни. Ситуация резко изменилась во второй половине 1980-х гг., когда правительство ФРГ начало проводить активную политику привлечения «соотечественников» к возвращению на историческую родину. Забывшие «свой» язык взялись его изучать, с уцелевших свидетельств о наличии в жилах немецкой крови стали заботливо стирать пыль - сотни тысяч людей включились в процесс «национального пробуждения». Активизировалась деятельность немецких землячеств, ориентированных на подготовку будущих «аусзидперов». Однако те же самые люди, которые с трогательной настойчивостью пестовали свою «немецкость» в Казахстане или в Западной Сибири, по приезду в Германию стали пестовать свою «русскость». Недостаток социальной компетенции, мешавший их полноценному вхождению в новое сообщество они компенсировали консолидацией по признаку совместного прошлого. Общность опыта

- как советского и постсоветского, так и опыта фрустрации после переселения - объединяет этих людей, одновременно отъединяя их от местного населения. Сходные примеры в изобилии предоставляет реальность современных российских мегаполисов. Исследования, проводившиеся среди эстонского, татарского, армянского, азербайджанского, польского, немецкого и бурятского населения Санкт-Петербурга продемонстрировали целый спектр поведенческих стратегий по поводу этничности: от этнического индифферентизма до «бегства в этничность».

Изучение русского населения в странах ближнего зарубежья показало, что большая часть русского населения постсоветских государств связывает свою жизнь с теми странами, на территории которых живет. Например, около 80 % русских на Украине не собираются ее покидать. Разумеется, на экзистенциальные решения людей огромное влияние оказывают внешние факторы: политика новых суверенов по отношению к этническим меньшинствам (в частности, их усердие по части строительства монокультурного государства), конфликтогенный потенциал места проживания, социально-экономические перспективы, иммиграционная политика России и т.д. Однако немалое значение в принятии решения о переезде в Российскую Федерацию играет, опять-таки, социальная компетенция.

Социологические опросы показывают, что этнические русские, в течение нескольких поколений жившие в Закавказье, Средней Азии и других регионах бывшего СССР, демонстрируют «культурную дистанцию» по отношению к русским Центральной России, куда мигрантов обычно расселяют. Их бытовые навыки и моральные стандарты достаточно сильно отличаются от соответствующих навыков и стандартов «материковых» русских, что делает перспективы переселенцев еще более проблематичными.

Выше мы показали, как социальные границы определяют формирование культурных — и тем самым этнических — границ. Не менее интересно, однако, проследить, как этнические границы определяются политическими границами. История СССР полна примеров того, как политическое картографирование, осуществлявшееся властью, приводило к появлению отдельных культурно-этнических сообществ там, где их прежде не существовало. Как продемонстрировали работы В.Тишкова, С.Абашина и других исследователей, в Советском Союзе не административно-территориальное деление проводилось по национальным (т.е. культурно-историческим) границам, а, напротив, национальные границы проводились согласно административно-территориальному делению [2].

Так, например, появление на карте такого народа как «хакасы» не отражало ни самоназвания, ни самосознания этнических групп, объединенных под этим именем. Этноним «хакасы» был заимствован историками и лингвистами из китайских и монгольских хроник. Проживавшие на соответствующей территории народы не слышали этого имени до тех пор, пока власти не воспользовались им как инструментом для создания национальной автономии. Равным образом без решения политиков (принятого после консультаций с этнологами) в Советском Союзе могло никогда не возникнуть алтайцев, азербайджанцев, казахов и многих других «наций, национальных групп и народностей» [6].

Этноним «алтайцы» был предложен местными политическими активистами для обозначения более чем десятка этнолингвистических групп и ожидавших, что один относительно крупный народ получит более высокий статус, чем множество мелких. Народа - соответственно субъекта суверенитета - под названием «азербайджанцы» не существовало до 1937 г. Предыдущие переписи (1897 г. и 1926 г.) не фиксировали такого этнонима, рассматривая население соответствующей территории как подгруппу тюрков. Что касается казахов и киргизов, то стоит напомнить, что в 1920 г. в составе РСФСР была образована Киргизская автономная республика, которая пятью годами позже была переименована в Казахскую. Еще через одно десятилетие, в 1936 г., Казахская АССР была преобразована в союзную республику, причем в ее границы были, по экономическим соображениям, вписаны области, населенные русскими (Семипалатинск и Караганда).

Населенные таджиками города Бухара и Самарканд (с сельским окружением из узбеков) были включены в 1924 году в Узбекскую республику [7].

Литература

1. Хобсбаум Э. Нации и национализм после 1780 года.- М., 1998.- С.14
2. Тишков В. Абашин С.Н. Национализмы в Средней Азии: в поисках идентичности.- М., 2007. – С.207
3. Бройи Д. Подходы к исследованию национализма. - М., - С. 207-208
4. Моммен А. Федерализм и национальное государство: к истории вопроса//Полис. 1992, № 4
5. Коротеева В. Теория национализма в зарубежных социальных науках. - Москва: Изд-во РГГУ, 1999.- С.88
6. Конструирование этничности. Этнические общины Санкт-Петербурга. Под ред. Воронкова В. и Освальд И.- СПб, 1998
7. Вынужденные мигранты и государство. М.: Институт этнологии и антропологии РАН, 1998/. О том, что ксенофобия на них распространяется не в меньшей мере, чем на нерусских мигрантов, см.: Нетерпимость в России: старые и новые фобии / Под ред. Г. Витковской и А. Малашенко. см.: Московский центр Карнеги, 1999.- С. 151-191

ЭКОНОМИКА ЖӘНЕ ҚҰҚЫҚ
ЭКОНОМИКА И ПРАВО
Economics and Law

УДК 330.1

ОСНОВНЫЕ ФАКТОРЫ конкурентоспособности
казахстанской экономики

А.О. Орманбеков

Новый экономический университет имени Т.Рыскулова
г. Алматы, Казахстан

Мақалада Қазақстан экономикасының бәсекелестікке қабілеттілігінің негізгі факторлары жайлы сөз болады.

In the article the question is at the basic factors of competitiveness of economy of Kazakhstan.

Кілт сөздер: *Қазақстан экономикасы, бәсекеге қабілеттілік, бәсекеге қабілеттіліктің негізгі факторлары.*

Key words: economy, competitiveness, factors of competitiveness basic.

Процессы глобализации, усиления международной конкуренции, характеризующие мировую экономику, вхождения Казахстана в ЕАЭС — экономический союз, в рамках евразийской интеграции, явились объективной предпосылкой смены парадигмы управления конкурентоспособностью, которая состоит в отказе от традиционной промышленной политики и переходе к новой, инновационной, основанной на кластерах. Стратегия развития Республики Казахстан до 2050 года предусматривает формирование сбалансированной, высокоэффективной и конкурентоспособной экономики, цель которой – повышение благосостояния общества. «Мы - часть мировой экономики, ближайшие годы станут большим испытанием. Этот рубеж смогут перейти только сильные и сплоченные страны», - отмечает Президент Республики Казахстан Н. Назарбаев в своем Послании народу Казахстана "Нурлы жол - Путь в будущее" (11.11. 2014г.) [1].

Целью повышения конкурентоспособности экономики страны является удовлетворение потребностей мировых рынков в товарах и услугах, повышение качества и уровня жизни, доходов и благосостояния населения страны и обеспечение экономического роста.

Конкурентоспособность национальной экономики, ее место в мировой экономике, степень амбициозности экономической стратегии и политики определяется экономическим потенциалом страны, который включает в себя природно-ресурсный, человеческий (трудовой), производственный, научно-технический (инновационный), инвестиционный, внешнеэкономический потенциалы. Обобщая определения, сформулированные Организацией экономического сотрудничества (ОЭСРО), отечественными и зарубежными авторами [2,3], можно сделать заключение, что конкурентоспособность национальной экономики - это способность открытой для международной конкуренции страны, ее субъектов хозяйствования производить и продавать свои товары (услуги) на мировых рынках, обеспечивая высокую производительность общественного труда, эффективное использование ресурсов, повышение рентабельности активов, расширенное воспроизводство, стабильно высокий (относительно других стран) уровень валового накопления, конечного потребления, доходов и заработной платы своих граждан в расчете на душу населения.

Ключевым фактором, способным повысить конкурентоспособность казахстанской экономики и отраслей промышленности, является фактор инновационного развития, который предполагает взаимосвязанное становление научно-технической, производственной, финансовой, социальной деятельности в условиях новой институциональной среды. Мировой опыт свидетельствует о том, что в экономике, основанной на знаниях, альтернативы инновационному пути развития нет, поскольку создание, внедрение и широкое распространение новых продуктов, услуг, технологических процессов влияют на рост объемов производства, занятости, инвестиций, внешнеторгового оборота. Именно здесь кроются наиболее существенные резервы улучшения качества продукции, экономии трудовых, финансовых и материальных затрат, роста производительности труда, совершенствования организации производства и повышения его эффективности.

Для определения конкурентоспособности национальных экономик используются результаты ряда международных рейтингов. В мире наиболее признанными и авторитетными рейтингами конкурентоспособности являются:

1. Ежегодный отчет о глобальной конкурентоспособности (Всемирный экономический форум).
2. Ежегодный доклад о мировой конкурентоспособности (Международный институт развития менеджмента).
3. Ежегодный доклад о легкости ведения бизнеса «Doing Business» (Всемирный Банк).
4. Индекс человеческого развития (ПРООН).
5. Индекс восприятия коррупции (Transparency International).

Ежегодный рейтинг глобальной конкурентоспособности (The IMD World Competitiveness Yearbook) - глобальное исследование и сопровождающий его рейтинг стран мира по показателю экономической конкурентоспособности. Рассчитывается по методике ведущего европейского Института менеджмента (Institute of Management Development, IMD), базирующийся в Лозанне (Швейцария).

В Индексе глобальной конкурентоспособности Всемирного экономического форума (IMD) 2014-2015 году количество оцениваемых стран составило 144 (в предыдущем году – 148). В этом году в рейтинг вновь вернулся Таджикистан, и не вошли 5 стран: Бенин, Босния и Герцеговина, Бруней, Эквадор, Либерия.

IMD рассчитывается из 114 показателей, из которых 34 рассчитываются на основе статистических данных, а остальные – по оценкам руководителей средних и крупных предприятий. Из 114 показателей выводятся 12 факторов конкурентоспособности, которые детально характеризуют конкурентоспособность стран мира, находящихся на разных уровнях экономического развития.

На сегодняшний день издание The IMD World Competitiveness — одно из наиболее полных исследований по проблемам конкурентоспособности государств и регионов, которое в ряде стран используется для формирования государственной политики и определения дальнейших действий правительства по повышению конкурентоспособности национальной экономики, а также стратегических бизнес - решений в крупных компаниях. Каждое государство в рейтинге оценивается по четырем основным показателям ключевых аспектов экономической жизни страны:

1. Состояние экономики.
2. Эффективность правительства.
3. Состояние деловой среды.
4. Состояние инфраструктуры.

Рейтинг глобальной конкурентоспособности 2014–2015 году возглавила Швейцария, которая занимает первое место уже шестой год подряд. Второе место, как и в прошлом году, занимает Сингапур [4].

Соединенные Штаты улучшили свой рейтинг с 5 до 3 места и по-прежнему остаются мировым лидером в обеспечении инновационных продуктов и услуг, несмотря на определенные проблемы в области макроэкономической стабильности. Улучшение позиций страны связано, прежде всего, с повышением эффективности финансового рынка, а также укреплением доверия общества к государственным институтам.

Далее в первую десятку рейтинга вошли: Финляндия, Германия, Япония, Гонконг, Нидерланды, Великобритания и Швеция (таблица 1.)

Казахстан вновь занял 50 место в индексе глобальной конкурентоспособности Всемирного экономического форума. Участие Казахстана в рейтинге IMD имеет большую практическую значимость, так как результаты исследования служат определенным ориентиром при реализации государственной политики. Вместе с этим, исследование широко используется в качестве информационного ресурса при принятии инвестиционных решений иностранными инвесторами.

Таблица 1. Рейтинг конкурентоспособности стран мира*

Страны	Индекс	Место 2014 – 2015	Место 2013 – 2014
Швейцария	5,7	1	1
Сингапур	5,6	2	2
США	5,5	3	5
Финляндия	5,5	4	3
Германия	5,5	5	4
Япония	5,5	6	9
Гонконг	5,5	7	7
Нидерланды	5,5	8	8
Великобритания	5,4	9	10
Швеция	5,	10	6
Казахстан	4,4	50	50

*<http://www.weforum.org/issues/global-competitiveness>.

Основные этапы вхождения Казахстана в рейтинг IMD начиналось в июне-августе 2007 года, тогда проводились переговоры с IMD по включению Казахстана в рейтинг глобальной конкурентоспособности.

В сентябре 2007 года было заключено соглашение о сотрудничестве с IMD в рамках проекта по включению Казахстана в глобальный рейтинг конкурентоспособности. В октябре этого же года было подписано соглашение между АО «Институт экономических исследований» (Казахстан) и Центром по изучению мировой конкурентоспособности Международного института развития менеджмента для включения страны в Специальный отчет «Казахстан в мировом рейтинге конкурентоспособности».

В декабре 2008 года был подписан договор о том, что, начиная с 2009 года, Казахстан ежегодно будет входить в рейтинг глобальной конкурентоспособности на равных со всеми странами условиях.

С 2012-2013 года в рейтинге Казахстан участвует в качестве страны с экономикой переходной от 2-го этапа (этап эффективного развития) на 3-й этап развития (этап инновационного развития).

Конкурентными преимуществами Казахстана, остаются эффективность рынка труда – 15 место (2013-2014г. – 15) и макроэкономическая среда (23 место, 2013-2014г. – 27).

Таблица 2. Общий рейтинг Казахстана по основным направлениям конкурентоспособности *

Основные направления конкурентоспособности	Занимаемое место		Динамика
	2014-2015	2013-2014	
Общий рейтинг Казахстана	50	50	-
I Группа: Базовые требования	51	48	-3
Институты	57	55	-2
Инфраструктура	62	62	-
Макроэкономическая среда	27	23	-4
Здоровье и начальное образование	96	97	+1
II Группа: Факторы эффективности	48	53	+5
Высшее образование и профессион. подготовка	62	54	-8
Эффективность рынка товаров и услуг	54	56	+2
Эффективность рынка труда	15	15	-
Развитие финансового рынка	98	103	+5
Технологическая готовность	61	57	-4
Размер рынка	52	54	+2
III Группа: Факторы инновационного развития	89	87	-2
Конкурентоспособность компаний	91	94	+3
Инновационный потенциал	85	84	-1

*Расчитано по данным The IMD World Competitiveness

Наиболее слабые позиции Казахстан демонстрирует по таким факторам, как здравоохранение и начальное образование (96, 2013-2014г. – 97), развитие финансового рынка (98, 2013-2014г. – 103), конкурентоспособность компаний (91, 2013-2014г. – 94) и инновационный потенциал (85, 2013-2014г. – 84).

По остальным шести факторам, конкурентоспособность Казахстана находится на среднем уровне: институты 57 место (2013-2014г. – 55), инфраструктура – 62 (2013-2014г. – 62), высшее образование и профессиональная подготовка – 62 (2013-2014г. – 54), эффективность рынка товаров – 54 (2013-2014г. – 56), технологическая готовность – 61 (2013-2014г. – 57) и размер рынка – 52 (2013-2014г. – 54).

Улучшение позиций Казахстана наблюдалось по большинству факторов конкурентоспособности. Самый значительный прогресс отмечен по фактору Развитие финансового рынка (98; +5), по которому Казахстан улучшил свой рейтинг на 5 позиций. Также, положительные сдвиги произошли в таких направлениях, как Конкурентоспособность компаний (91; +3), Размер рынка (52; +2) и Эффективность рынка товаров и услуг (54; +2) (таблица 2).

В целом, в рамках данного проекта ежегодно осуществляется организационная работа по включению Казахстана в рейтинг: ведутся переговоры со швейцарским институтом, осуществляется сбор статистической информации с государственных органов и опросной информации с представителей бизнес - среды.

После оглашения позиций Казахстана и других стран - участниц в рейтинге, проводится анализ позиций страны, выявление сильных и слабых сторон, причинно-следственных связей изменения уровня конкурентоспособности Казахстана и выработка конкретных рекомендаций для государственных органов для улучшения позиций страны в рейтинге IMD.

Доминирующим уровнем обеспечения конкурентоспособности является макроэкономический, на котором определяются основные условия функционирования всей хозяйственной системы страны и ее регионов.

Специфики экономического развития экономики Казахстана показывает, что основными направлениями формирования конкурентоспособной экономики страны должны стать: развитие инфраструктуры и механизмов регулирования экономики; формирование научно-технического и инновационного потенциала производства; создание эффективной системы управления; стимулирование развития наукоемких и обслуживающих отраслей; развитие и эффективное использование человеческого потенциала. Каждое направление характеризуется определенной группой факторов, влияющих на формирование конкурентоспособности.

Литература

1. Назарбаев Н.А., Послание народу Казахстана «НҰРЛЫ ЖОЛ – ПУТЬ В БУДУЩЕЕ», 11 ноября 2014 г. <http://www.akorda.kz/ru>
2. Нурмуханова Г.Ж. Формирование конкурентоспособной экономики Республики Казахстан: методологические подходы, проблемы и перспективы развития (на примере промышленности): Автореферат диссертации на соискание ученой степени доктора экономических наук. – Алматы, 2010
3. Портер М.Э. Международная конкуренция./ Пер. с англ. – М.: Международные отношения., 1993. – 896 с.
4. <http://www.weforum.org/issues/global-competitiveness>.

УДК 34 А 501

Основные начала единства казахстанского общества, гарантированности прав и свобод граждан

Т.Г. Алимбиева, Е.И. Исибаева, Н.Е. Урбисина

*Актюбинский региональный государственный университет имени К. Жубанова
г.Актобе, Казахстан*

Мақалада, біріншіден, Елбасының ел басқару ісінде халықтың ғасырлар бойы жинақталған бай тәжірибесі мен әлемдік тәжірибені тал бойына тоғыстырған алымды да алғыр басшы, ел өмірінің алуан салалы тіршілік-тынысын терең білген, маңдай тіреген проблемалардың ең елеулісін тап басып тани алған, ел ішіндік және әлемдік ахуалдармен санаса отырып ұрымтал әрекеттерге бару, сол жолда таңдалған бағытын табандылықпен жүзеге асырған, екіншіден, Конституцияның кепілі ретінде, қазіргі заманғы қазақстандық қоғамның бірлігінің принциптерін анықтаушы және азаматтардың негізгі құқықтары мен бостандықтарына тең қол жеткізу мәселелері қарастырылған.

The article is devoted to the role of President of the Republic of Kazakhstan as a skilled manager, who leads the democratic consolidation of citizens and state apparatus and as a guarantor of the Constitution, who has defined the principles of unity of modern Kazakhstan society and equal access of citizens to main rights and freedoms.

Кілт сөздер: *халықтар бірлігі, қазақстандық қоғам, азаматтардың құқығы мен бостандығы.*

Key words: *unities of people, Kazakhstan societies, rights and freedoms of citizens.*

В Концепции правовой политики Республики Казахстан, утвержденной Указом Президента Республики Казахстан от 24.08.2009 года № 858 определены основные направления развития правовой системы страны на период с 2010 до 2020 года. Как отмечено в данной Концепции, в процессе дальнейшего утверждения в стране принципов правового государства важно, с одной стороны, добиваться максимально возможного гарантированного осуществления конституционных прав и свобод человека и гражданина, а с другой - безусловного и исчерпывающего выполнения конституционных обязанностей

всеми государственными органами, должностными лицами, гражданами и организациями. Для обеспечения прав и свобод человека и гражданина важным является создание условий, гарантирующих равенство прав и свобод независимо от происхождения, социального, должностного и имущественного положения, пола, расы, национальности, языка, отношения к религии, убеждений, места жительства или иных любых обстоятельств, как этого требует Конституция РК [1].

Практика реализации норм и принципов Конституции Республики Казахстан, направленных на защиту прав и свобод человека и гражданина, также как и деятельность государственных и негосударственных структур, находящихся под юрисдикцией Казахстана, наглядно показали, что прогресс в данном направлении идет очень медленно, сопряжен с большими трудностями, одной из причин которых является коррупция. В Программе противодействия коррупции на 2015-2025 годы отмечено, что высокий уровень коррупции в стране продолжает оставаться серьезной проблемой. По данным Глобального Индекса Конкурентоспособности 2014-2015 годов, проблемой номер один для ведения бизнеса в Казахстане является коррупция (16,7 баллов), ухудшилась ситуация с распространенностью неформальных платежей и взяток (2014 год - 80 место из 144 стран, 2013 год - 65 место). Цель Программы - вовлечение в антикоррупционное движение всего общества путем создания атмосферы «нулевой» терпимости к любым проявлениям коррупции [2].

Указ Президента Республики Казахстан «Об Антикоррупционной стратегии Республики Казахстан на 2015-2025 годы» определяет ключевые направления противодействия коррупции путем внедрения института общественного контроля; противодействия коррупции в сфере государственной службы [3].

В условиях социальной и экономической дифференциации современного казахстанского общества, наличия в нем разнородных политических сил, такая демократическая консолидация граждан и государственного аппарата во главе с Президентом в целях противодействия коррупции является гарантией охраны Конституции и равного доступа всех слоев населения к основным конституционным правам.

Б.А. Майлыбаев отмечает, что «Президентская власть необходима для организации и налаживания сложной системы общественных связей в экономической, социально-культурной, административно-политической сферах; созидательной, интегративной и охранительной деятельности. Другие ветви власти не в состоянии взять на себя данную совокупность функций в полном объеме, учитывая многообразие общественных отношений, обретающих особую динамику в переходный период» [4, с.5].

В Доктрине Национального единства Казахстана (29 апреля 2010 г.) отмечается: «Если на этапе становления государства главной задачей была консолидация общества на основе межэтнической толерантности и общественного согласия, то на новом этапе развития страны стратегическим приоритетом становится достижение Национального единства, основанного на признании общей для всех граждан системы ценностей и принципов» [5].

В этом документе провозглашены следующие принципы Национального единства Казахстана: «одна страна - одна судьба», «разное происхождение - равные возможности», «развитие национального духа». «Сохранение независимости и укрепления государственности, равенство возможностей и защита прав и свобод граждан, создание интеллектуальной нации и развитие национального духа должны стать краеугольным камнем нашего национального единства и жизненными принципами каждого из нас». Выступая на XVI съезде партии «Нур Отан» Президент Республики Н.А. Назарбаев в качестве одной из пяти институциональных реформ выделил нацию единого будущего, необходимость дальнейшего укрепления казахстанской идентичности. «Наша главная цель, чтобы казахстанцы ставили новые общенациональные ценности - верховенство права, государственные традиции, казахстанские ценности - выше своих этнических поведенческих моделей. Объединяющей для всех казахстанцев выступает евразийская

идея, которая реально синтезирует в казахстанцев лучшие качества и азиата, и европейца» [6].

Обращение с подобными вопросами непосредственно к гражданам исходит от убеждения Президента решать самые важные вопросы совместно с народом Казахстана - автором Конституции.

Принимая на себя гарантию обеспечения конституционных прав и свобод, государство устанавливает юридические механизмы их осуществления (реализации), к ним относятся: законодательные акты (законодательная база), принимаемые в соответствии с Конституцией РК, и направленные на развитие ее положений, система государственных, судебных и правоохранительных органов, специальные институты (Комиссия по правам человека при Президенте Республики, Уполномоченный по правам человека в Республике Казахстан) [7, с. 91].

Юридические средства, гарантирующие и обеспечивающие права и свободы Конституция Республики Казахстан предусматривают:

Во-первых, учреждение поста Президента Казахстана как гаранта прав и свобод человека и гражданина (п. 2 ст. 40 Конституции). В Администрации Президента в качестве самостоятельного подразделения функционирует Управление Президента по работе с обращениями граждан. Наряду с этим функционирует Комиссия по правам человека при Президенте, представляющая собой элемент национальной системы несудебных институтов, призванных обеспечить права человека и гражданина.

Во-вторых, конституционное закрепление и определение Конституционным Законом РК института Уполномоченного по правам человека.

В-третьих, в Конституции РК статус Конституционного Совета определяется как органа конституционного надзора и контроля, который призван играть важную роль в защите прав и свобод человека и гражданина.

В-четвертых, Конституция Казахстана установила в качестве основного направления деятельности Правительств Республики Казахстан полномочия и сфере обеспечения законности, прав и свобод граждан, которые конкретизированы в Конституционном Законе РК «О Правительстве Республики Казахстан».

В-пятых, конституционно закреплён институт прокурорского надзора (ст. 83 Конституции), который также способствует укреплению законности и правопорядка, обеспечению прав и свобод.

В-шестых, важнейшей юридической гарантией прав и свобод человека и гражданина является судебная защита. В суде могут быть обжалованы решения и действия (или бездействия) органов государственной власти, органов местного самоуправления, общественных объединений и должностных лиц.

В-седьмых, в рамках реализации конституционного права на обращение (ст. 33 Конституции) широко используются административно-правовые способы защиты прав и свобод. Согласно п. 1 ст. 33 Конституции Республики Казахстан граждане имеют право участвовать в управлении делами государства непосредственно и через своих представителей, обращаться лично, а также направлять индивидуальные и коллективные обращения в государственные органы местного самоуправления.

В-восьмых, специальной юридической гарантией прав и свобод может быть рассмотрено право на получение квалифицированной юридической помощи. Придание адвокатуре статуса добровольной ассоциации юристов гарантирует ее независимость и объективность предварительного расследования и судебного разбирательства.

В-девятых, в качестве конституционных гарантий прав и свобод выступает общепризнанный принцип презумпции невиновности, в соответствии с которым лицо считается невиновным в совершении преступления, пока его виновность не будет признана вступившим в законную силу приговором суда (пп.1) п. 3 ст. 77 Конституции Республики Казахстан), а также принцип, определяющий, что законы, устанавливающие или усиливающие ответственность, возлагающие новые обязанности на граждан или

ухудшающие их положение, обратной силы не имеют. Если после совершения правонарушения ответственность за него законом отменена или смягчена, применяется новый закон

В-десятых, юридической гарантией признается охрана Конституцией, прав граждан от преступлений и злоупотреблений властью. В соответствии с пп. 6) п. 3 ст. 77

Конституции Республики Казахстан обвиняемый не обязан доказывать свою невиновность; пп. 7) п. 3 ст. 77 гласит, что никто не обязан давать показания против самого себя, супруга (супруги) и близких родственников, круг которых определяется законом. Священнослужители не обязаны свидетельствовать против доверившихся им на исповеди; любые сомнения в виновности лица толкуются в пользу обвиняемого; не имеют юридической силы доказательства, полученные незаконным способом. Никто не может быть осужден лишь на основании его собственного признания (пп. 9) п. 3 ст. 77 Конституции Республики Казахстан).

Государственная защита прав человека не исключает и самостоятельных действий каждого по их защите всеми способами, не запрещенными законом, в том числе и возможностью обратиться к неправительственным правозащитным организациям и в международные инстанции (в Комитет ООН по правам человека, Комитет ООН против пыток, Комитет ООН по ликвидации расовой дискриминации, Комитет ООН по ликвидации дискриминации в отношении женщин, которую граждане РК уже начали использовать). Признание и гарантия прав и свобод человека являются существенными признаками правового государства, подчеркивающими значение прав и свобод человека как высшей ценности.

Говоря о необходимости воспитания патриотизма, дальнейшего укрепления казахстанской идентичности, Президент Республики - Лидер Нации Н.А. Назарбаев отметил, что «она должна основываться на принципе гражданства. Все граждане должны пользоваться одним объемом прав, нести один груз ответственности и иметь доступ к равным возможностям. Консолидирующие ценности на базе идеи «Мәңгілік ел» - это гражданское равенство, трудолюбие, честность, культ учености и образования, светская страна - страна толерантности. В этом случае гражданство будет самым надежным фундаментом устойчивого и успешного государства» [6].

Конституция Республики Казахстан предусматривает не только государственную защиту прав и свобод человека и гражданина, но также и возможность самостоятельных активных действий по защите своих прав и свобод всеми способами, не запрещенными законом. Существуют различные способы самозащиты, включая самостоятельное отражение преступного посягательства (самооборона), обращение к общественному мнению или к средствам массовой информации и др. Особая роль в процессе обеспечения прав и свобод принадлежит правозащитному движению.

В свою очередь ст. 39 Конституции утверждает, что права и свободы человека и гражданина могут быть ограничены только законами и лишь в той мере, в какой это необходимо в целях защиты конституционного строя, охраны общественного порядка, прав и свобод человека, здоровья и нравственности населения.

В соответствии с действующими законами допускаются ограничения права на личную свободу.

В действующих законодательных актах предусматриваются различные виды ареста: 1) административный арест как мера административного взыскания. Эта мера назначается судьей в исключительных случаях на срок до тридцати суток, а в случае нарушений требований режима чрезвычайного положения - до сорока пяти суток (ст. 50 КоАП РК) [8]; 2) арест как вид уголовного наказания назначается судом на срок от тридцати до девяноста суток и исполняется путем содержания осужденного в условиях строгой изоляции от общества. Военнослужащими арест отбывается на гауптвахте (ст. 45 УК РК) [9]; 3) домашний арест, как мера пресечения, заключается в изоляции подозреваемого, обвиняемого, подсудимого от общества без содержания их под стражей, но применением

ограничений, установленных судьей по основаниям и в порядке, предусмотренным статьей 147 УПК РК (статья 146 УПК РК) [10]; 4) экстрадиционный арест - это обеспечительная мера по исполнению решения компетентного органа иностранного государства о заключении лица под стражу, применяемая судом в отношении разыскиваемого лица в целях его выдачи (экстрадиции) иностранному государству (ст. 589 УПК РК).

Согласно конституционной норме, указанные ограничения допускаются только в предусмотренных законом случаях с предоставлением арестованному права обжалования. Без санкции суда лицо может быть подвергнуто задержанию на срок не более семидесяти двух часов. Эти ограничения согласуются с основными международными актами.

Законом РК от 21 мая 2007 года санкционирование применения мер пресечения в виде содержания под стражей из подведомственности органов прокуратуры передано в ведение судов Республики. В соответствии со ст. 147 УПК РК содержание под стражей в качестве меры пресечения применяется лишь в отношении подозреваемого, обвиняемого, подсудимого в совершении преступления, за которое законом предусмотрено наказание в виде лишения свободы на срок не менее пяти лет.

М.Б. Касымбеков в своей монографии «Лидер и независимость» подчеркнул, что «за всеми успехами Казахстана стоит личность их конкретного автора и главного архитектора - основателя нашего государства, Первого Президента Республики Казахстан, Лидера нации Нурсултана Абишевича Назарбаева, который сформулировал национальную идею и все эти годы уверенно ведет свой народ к построению независимого, процветающего и политически стабильного Казахстана с присущим ему либеральным строем, национальным единством, мощными демократическими институтами, социальной справедливостью и экономическим благосостоянием всего населения» [11, с. 5-6, с. 135].

Важнейшая черта Конституции Республики Казахстан 1995 года, главный, определяющий критерий ее демократической сущности заключается в том, что конституционно закреплена свобода личности, ее защищенность от произвола: 40 из 98 статей Основного Закона посвящены основам правового статуса личности.

По подсчетам М.А. Сарсембаева, в настоящее время Казахстан присоединился примерно к 60 международным документам о правах человека. При этом в двух Международных пактах о правах человека от 16 декабря 1966 года содержатся 78 прав и свобод человека. В Конституции РК 1995 года закреплены 27 из них (51 право и свобода не нашли отражения в основном законе). В то же время, в ст. 10-33 Конституции РК записаны 69 прав и свобод человека и гражданина. «Из них по крайней мере 37 существенных прав и свобод в двух Международных пактах о правах человека не нашли своего закрепления» [12, с. 208-209]. Например, в Конституции РК не зафиксировано право каждого на достаточный уровень жизни, включающий достаточное питание, одежду и жилище и на непрерывное улучшение условий жизни (ст. 11 Международного Пакта об экономических, социальных и культурных правах) [13].

Доктор юридических наук Манина Е.Н. подчеркивает важность контролирующей функции Президента в процессе охраны Конституции, прав и свобод граждан: «властные структуры и должностные лица не работают творчески, оперативно, они инертны, постоянно ждут указаний и поручений. В результате интересные идеи и принятые решения нередко буксуют в аппаратных дебрях, усугубляя имеющиеся недостатки. Подобный настрой в среде управленцев не способствует росту эффективности государственной власти, созданию атмосферы, поддерживающей порядок в регионах» [14].

Таким образом, очевидна актуальность и необходимость изучения феномена Президента РК, понимания его роли как искусного управленца, гаранта Конституции, определившего основные начала (принципы) единства казахстанского общества, гарантированности прав и свобод граждан.

Литература

1. Указ Президента Республики Казахстан от 24 августа 2009 года за № 858 «Концепция правовой политики Республики Казахстан на период с 2010 до 2020 года» // Параграф, www.zakon.kz.
2. Программа противодействия коррупции партии «Нұр Отан» на 2015-2025. Утверждена Постановлением Политического совета партии «Нұр Отан» от 11 ноября 2014 года № 1// <http://online.zakon.kz/document>.
3. Указ Президента Республики Казахстан «от 26 декабря 2014 года № 986 Об Антикоррупционной стратегии Республики Казахстан на 2015-2025 годы»// <http://online.zakon.kz/document>.
4. Майлыбаев Б.А. Становление и эволюция института Президента Республики Казахстан: Проблемы. Тенденции. Перспективы (опыт политико-правового исследования). - Алматы, 2001.
5. Доктрина Национального единства Казахстана (29 апреля 2010 г.) // <http://inform.kz/rus/article>.
6. Современное государство для всех: пять институциональных реформ: Выступление Президента Республики Казахстан - Председателя партии «Нур Отан» Н. Назарбаева на XVI съезде партии // Казахстанская правда. 2015.- 12 марта.
7. Конституция Республики Казахстан. Научно-практический комментарий Алматы: Раритет, 2015. - 536 с.
8. Кодекс Республики Казахстан об административных правонарушениях от 5 июля 2014 года № 235-V (с изменениями и дополнениями по состоянию на 22.01.2016 г.)// <http://online.zakon.kz>.
9. Уголовный кодекс Республики Казахстан от 3 июля 2014 года № 226-V (с изменениями и дополнениями по состоянию на 24.11.2015 г.)// <http://online.zakon.kz>.
10. Уголовно-процессуальный кодекс Республики Казахстан от 4 июля 2014 г. № 231-V (с изменениями и дополнениями по состоянию на 24.11.2015 г.) <http://online.zakon.kz>.
11. Касымбеков М.Б. Лидер и независимость. - Алматы: «Қазақ энциклопедиясы», 2010. - 200 с.
12. Сарсембаев М.А. Соотношение прав человека в казахстанской Конституции и международно-правовой системе//Сборник материалов международной научно-практической конференции «Конституция - основа социальной модернизации общества и государства» (30-31 августа 2012 г.) / Под ред. И.И. Рогова, Г.М. Мутанова, Е.Б. Сыдыкова. - Астана, Алматы, 2012.
13. Международный пакт об экономических, социальных и культурных правах (Принят 16.12.1966 Резолюцией 2200 (XXI) на 1496-ом пленарном заседании Генеральной Ассамблеи ООН)//<http://www.zaki.ru>.
14. Манина Е. Н. Совершенствование административного законодательства Республики Казахстан в свете концепции правовой политики на 2010-2020 годы//www.sworld.com.ua/index.php/ru.

НЕКЕ ШАРТЫНЫҢ РЕТТЕЛУ ЕРЕКШЕЛІКТЕРІ**Р.С. Жалтырбаева, Ж.Қ.Қаржауова***Қ.Жұбанов атындағы Ақтөбе өңірлік мемлекеттік университеті
Ақтөбе қ., Қазақстан*

В научной статье рассмотрено понятие брака и брачного договора, история брачного договора и его особенности регулирования в Казахстане.

In the scientific article the concept of marriage and marriage agreement is considered history of marriage agreement and his feature of adjusting in Kazakhstan.

Ключевые слова: *брак, брачный договор, Кодекс о семье, супружество.*

Key words: *marriage, marriage agreement, Code about family, matrimony*

Неке шарты ерлі-зайыптылардың қалауы бойынша, жазбаша түрде жасалған және нотариатта куәландырылған шарт болып табылады. Неке шарты мыңдаған жылдар бұрын Греция мен Римде пайда болған. Ерлі-зайыптылар отбасын құрмас бұрын неке шартын жасасып, онда екі тараптың мүліктік қатынастары мен мұрагерлік мәселелерін алдын-ала келісіп алған. Христиан діні пайда болғанша неке шарты жасалып, дәріптеліп келген. XII ғасырдың аяғы мен XIX ғасырдың басында дамыған Еуропа мемлекеттерінде, оның ішінде Англия, Франция, Германия, Австрия мемлекеттерінде неке шартының институттары пайда болған. Англия мен Франция елдерінде неке шарты бұрыннан қолданылып келген. Ал көрші Ресей Федерациясында революцияға дейін неке шарты қолданылған емес, тек мұражай құжаттарында 1724 жылы I Петрдің қызы Анна Петровнаң герцог Гольдштейнмен жасасқан неке шарты кездеседі. Шартта мына жағдайлар көрсетілген: Анна мен герцогтың өздерінің және олардың ұрпақтарының Ресей тағынан бас тартатыны туралы; Герцогтың әйелі Аннаның православие дінін ұстануына жағдай жасау туралы уәдесі; Аннаның ұлына лютерандық, ал қызына православиелік тәрбие беру туралы; Ресей мен Швеция арасындағы қорғаныс одағы туралы; Сонымен қатар I Петрдің жиені Анна Иоановнаның да неке шарты жасалған. Қызықтысы бұл шартқа күйеу мен қалыңдықтың қол қоюымен қоса, бірінші кезекте Петрдің қол қоюымен жасалған. Шартта үйлену тойының болатын орны (Ресей) және қалыңмалдың нақты мөлшері көрсетілген [1].

1918 жылы революциядан кейін ғана Ресейде алғашқы «Неке және отбасы заңдары туралы» кодекс қабылданды. Ал біздің елде «Неке және отбасы туралы» Заң 1998 жылы 7 желтоқсанда қабылданды. 1995 жылдан бастап Ресейде, 1993 жылдан бастап Қазақстанда неке шартын жасау мүмкіндігі пайда болды.

Қазақстанда неке шарты тек мүлік қатынастарына ғана қатысты жасалады. Ал Еуропа елдерінде неке шарты мүлік қатынастарымен қоса, мүліктік емес қатынастарды реттеу үшін де жасалады. Оған қатысты бірнеше мысал келтіре аламыз. Мысалы, 1994 жылы АҚШ-та танымал миллиардер Билл Гейтс Мелинда Френчпен неке шартын жасасқан, шартта ол жылына бір демалыс күнін ашынасымен өткізетіндігі туралы айтылған. Джэнерал компаниясының директорлар кеңесінің төрағасы Джек Велч әйелімен неке шартын жасасқан, онда некелері бұзылған жағдайда әйелі үлкен көлемде төлемақыға үміткер бола алмаған.

Қазақстанда ерлі-зайыптылардың 1%-ы ғана неке шартын жасауды жөн көреді. Негізінен халықтың неке шартына қатысты екі түрлі көзқарасы бар. Бірі енді үйленген ерлі-зайыптылардың неке шартын жасасуы олардың арасында ұрыс-керістің пайда болуына себеп болады деп біледі. Жаңадан отау құрып жатқан ерлі-зайыптылардың өміріне жамандық шақырады деп түсінеді. Сонымен қатар қазақтардың өмірінде неке шартын жасау мүлдем болмаған.

Ал екінші бір көзқарас неке шартын жасау дұрыс дейді. Қазақ айтпақшы «Жаман айтпай жақсы жоқ», кейін ерлі-зайыптылар бір-бірінің тілін таба алмай «ажырасамыз» деп жатса, олардың арасында ортақ меншікке қатысты дау туындайды. Оны әрине неке шартымен шешкен тиімді.

Халықтың бұл неке шартын қолданбау себебі, олардың көп бөлігінің шарт туралы білмеуінде. Неке шартын жасағанда міндетті түрде заңгермен кеңескен жөн. Шартта ерлі-зайыптылардың бірінің әрекет немесе құқық қабілеттілігін шектейтін жағдайлар болмауы қажет. Қазақстан Республикасының «Неке (ерлі-зайыптылық) және отбасы туралы» Кодексінің 40-бабына сәйкес неке шарты жазбаша түрде жасалады және міндетті түрде нотариатта куәландырылуға жатады. Нотариус оларға шарттың мәнін, жалпы мағынасын, жазылу формасын түсіндіреді. Нотариус шартты тексеріп, куәландыруы қажет. Қазақстан Республикасының «Мемлекеттік салық туралы» Заңына сәйкес шартты нотариатта куәландыруы есептік көрсеткіштің 10%-ын құрайды (1998 ж. 1 шілдеден бастап есептік көрсеткіш – 460 бап, 1998ж. 1 қазаннан бастап – 930 бап).

Неке шарты ерлі-зайыптылардың келісімі бойынша кез-келген уақытта өзгертілуі немесе бұзылуы мүмкін. Неке шартын өзгерту туралы немесе бұзу туралы келісім неке шартының өзі сияқты нысанда жасалады. Қазақстан Республикасының Азаматтық Кодексінде көзделген жағдайларды қоспағанда, неке шартын орындаудан біржақты бас тартуға жол берілмейді (Қазақстан Республикасының «Неке (ерлі-зайыптылық) және отбасы туралы» Кодексінің 42-бабы).

Неке шарты мемлекеттік тіркеуге дейін бекітілген болса, онда ол тіркелген кезден бастап заңды күшіне енеді. Яғни ерлі-зайыптылар некеге тұрғанға дейін неке шартын бекіте алады, бірақ ол некені мемлекеттік тіркелгеннен кейін ғана күшіне енеді. Неке шарты бұл ерлі-зайыптылардың некеге тұрғаннан кейінгі жинаған бірлескен ортақ меншікке және олардың болашақта алатын меншіктеріне қатысты бекітіледі. Шарт ерлі-зайыптылардың қалауы бойынша ғана өзгертіледі және бұзылады. Шартты бекіту, өзгерту және бұзу тәртібі жазбаша түрде жасалып, нотариалдық түрде куәландырылады. Неке шарты бойынша ерлі-зайыптылардың біреуі шартта белгіленген нормаларды орындаудан бас тартса, екінші жақ норманы бұзушы жаққа келісім шарт пен неке және азаматтық заңдарда көрсетілген тәртіппен айыппұл салынады. Қазақстан Республикасының Азаматтық Кодексімен бекітілген неке шартын бұзу мен өзгерту сот шешімімен мүмкін. Тағы бір айта кетерлік, неке шарты бұл ерлі-зайыптылардың некесі бұзылған күннен бастап тоқтатылады.

Адамдардың неке шартының бар екенін білгенімен, оның жазылу формасын білмейді.

Неке шартының кіріспесінде оның бекітілген орны, уақыты, күні, жылы және мекен-жайлары көрсетіледі. Және де шартта ерлі-зайыптылардың мүліктеріне қатысты 11 пункт бекітілген:

1 пунктте:

- некеге тұру кезеңіндегі 2 жақтың некеге дейінгі жеке мүліктері көрсетіледі;
- олардың бағасы мен жеке меншіктік құқығын бекітетін құжаттары;
- 2 жақтың жеке меншік мүліктері бөлек көрсетіледі.

2 пунктте:

- Әрбір жақтың меншігіндегі қозғалмайтын өндірістік нысандарынан түсетін кіріс көрсетіледі. Онда:

а) иелік етуші жұбайының меншік үлесі;

ә) жұбайларының ортақ меншігінің үлесі көрсетіледі.

3 пунктте:

- АХАЖ органында тіркелгеннен кейін ерлі – зайыптылардың жеке және ортақ меншіктері. Олар:

а) ерлі – зайыптылардың әр қайсысының жеке меншігі;

ә) жалпы ерлі - зайыптылардың ортақ меншіктері.

4 пунктте:

- Неке кезіндегі алынған мүліктер. Оларға:

а) ерлі – зайыптылардың ортақ меншіктері;

ә) сол затты алған жұбайының меншігі;

б) жұбайының атына жазылған меншік;

в) басқа жағдайда.

5 пунктте:

- мен (жұбайының аты-жөні) жоғарыда көрсетілген мекен-жай бойынша (онда бөлмелер саны мен жалпы үйдің ауданы (көлемі) көрсетіледі) орналасқан үйдің иесі бола отырып (болса балаларының келісімімен) осы көрсетілген үйге шешесімен бірге бөлмені (шаршы метр) пайдалану құқығымен (2-ші: жұбайының аты-жөні жазылады) жұбайымды тұрғызуға келісім беремін;
- мен (аты-жөні) иеленушінің ұсынысымен келісе отырып, көрсетілген мекен-жайға тұруға келісім беремін.

6 пунктте:

- ерлі–зайыптылар еңбекке қабілетсіз немесе жұмыс істемейтін жұбайына айлық төлем төленуге міндет алады (айлықтың көлемі көрсетіледі).

7 пунктте:

- неке бұзылған кезде неке кезіндегі ерлі–зайыптылардың жинаған мүліктері келесі тәртіппен бөлінеді:

а) тең үлесте;

ә) отбасы мүшесіне тең үлесте : баланың үлесі, баламен қалатын жұбайының үлесі;

б) жұбайлардың біреуінің толық меншігінде қалады.

8 пунктте:

- неке кезінде жиналған ортақ меншікке жататын мүліктері жалпы талап арызы бойынша сотпен шешіледі.

9 пунктте:

- бекітілген неке шарты бойынша ерлі – зайыптылардың мүлік алу үшін жасаған шарты бойынша нотариалдық кеңсеге сол шарттың көшірмесін тапсыруы қажет.

10 пунктте:

- 2-ші жұбайының келісімінсіз мүлік алынған кезде кінәлі жақ келтірген шығынның орнын толтыруға міндетті.

11 пунктте:

- Некеге отырғанға дейін алынған екі жақтың бөлек мүліктері некені бұзу кезінде бөлінбейді.

Қазақстан Республикасының «Неке (ерлі-зайыптылық) және отбасы туралы» Кодексінің 42-бабының 1-тармағына сәйкес неке шартын сот Қазақстан Республикасының Азаматтық Кодексінде мәмілелердің жарамсыздығы үшін көзделген негіздер бойынша толық және ішінара жарамсыз деп тануы мүмкін. Неке шартында ерлі-зайыптылардың біріне қолайсыз жағдай тудыратын нормалар болса, ерлі–зайыптылардың бірінің қалауы бойынша сот неке шартын толық немесе ішінара жарамсыз деп тануы мүмкін. «Неке (ерлі-зайыптылық) және отбасы туралы» Кодекстің 40-бабының 3-тармағының талаптарын бұзатын неке шартының талаптары жарамсыз деп танылады. Ерлі–зайыптылардың ортақ мүлкі, олардың қылмыстық, заңсыз жолмен тапқан қаражат есебінен алынғандығы және көбейтілгендігі анықталса сот шешімімен олардың ортақ мүлкінен немесе оның бір бөлігінен өндіріп алынады [2].

Енді неке шартын басқа мемлекеттермен салыстырып қарасақ, көрші Ресей Федерациясын алайық. Ресей Федерациясының Отбасы Кодексінің 40-бабында «Некеге тұрушы адамдардың келісімі немесе ерлі–зайыптылардың (болашақ ерлі – зайыптылар) некедегі

және ол бұзылған жағдайда мүліктік құқықтары мен міндеттерін айқындайтын келісім неке шарты деп аталады» [3].

Неке шартының формасы Қазақстан Республикасы мен Ресей Федерациясында бірдей көрсетілген. Неке шарты жазбаша түрде жасалатын және нотариатта куәландырылатын құжат. Бұл туралы Қазақстан Республикасының «Неке (ерлі-зайыптылық) және отбасы туралы» Кодексінің 40-бабының 2-тармағында, ал Ресей Федерациясының «Отбасы туралы» Кодексінің 41-бабының 2-тармағында бекітілген.

Қазақстан мен Ресейде «Неке (ерлі-зайыптылық) және отбасы туралы» Кодексіне сәйкес неке шартының талаптары бірдей көзделген. Қазақстан Республикасында, Ресейде неке шарты ерлі-зайыптылардың некеге тұрғанға дейін бекітіледі де, мемлекеттік тіркеуден өткеннен кейін ғана заңды күшіне енеді. Ал Европа мемлекеттері мен Америка Құрама Штаттарында неке шарты некеге тұру кезінде жасалады. Қазақстанда неке шарты тек ерлі – зайыптылардың меншік қатынастарын ғана реттейді. Ал шет мемлекеттерде шарт тек мүліктік қатынастарды ғана емес, мүліктік емес қатынастарды да реттейді. Шетелдерде неке шартын көп ретте атақты адамдар, актерлер, әншілер қолданады. Олар шартта әр түрлі жағдайларды бекітуі мүмкін. Мысалы, атақты әнші Майкл Джексон әйелі Дебби Роуимен неке шартына отырған. Шарт бойынша Джексон аяғы ауыр әйеліне босанғаннан кейін сыйлық ретінде 1,25 миллион және жыл сайын 280 мың доллар ақша беруі керек. Өз кезегінде Джексон ажырасқан жағдайда бала әкесімен қалуын және анасының келмеуін талап етті.

Актер Майкл Дуглас пен Кэтрин Зета-Джонс арасындағы жасалған неке шарты бойынша ажырасқан жағдайда Кэтрин күйеуімен тұрған әр жылға миллион доллар және опасыздығы үшін бес миллион алады. Өтемақы ретінде Кэтрин шартқа мынадай пункт енгізді, ажырасқан жағдайда барлық құны 12 мың доллар болатын той сыйлықтары күйеуіне қалады.

Халық арасында «Ғасыр мәмілесі» аталып кеткен неке шарты миллиардер Аристотель Онассис пен Жаклин Кеннеди арасында жасалды. Жаклин Америка Құрама Штаттарының 35-ші президенті Джон Кеннедидің жесірі болатын. Неке шарты бойынша Онассис Жаклинге жеке шығындары үшін 3 миллион доллар, ал президенттің балаларының әрқайсысының есепшоттарына 1 миллион доллардан аударған. Күйеуі қайтыс болған жағдайда Жаклин жыл сайын 200 мың доллар рента алуға тиіс.

Қазақстан, Ресей мемлекеттерінде неке шартына өзгерістер ерлі-зайыптылардың қалауы бойынша енгізіледі. Батыс Еуропа мен АҚШ-та неке шартына өзгерістер некеге тұрғанға дейінгі тәртіппен жүргізіледі. Ал некеге тұрғаннан кейін өзгерістер тек сот шешімімен ғана енгізіледі. Италияда неке шарты жергілікті билік органдарында тіркелуі тиіс, ал шартта жылжымайтын мүлік көрсетілсе, онда шарт жылжымайтын мүлікке қатысты шарттарды тіркеу органдарында тіркеледі.

Жапонияда неке шарты ерлі-зайыптылардың некеге тұрғанға дейін рәсімделсе ғана заңды күші болады (Жапонияның Азаматтық Кодексінің 755-бабы). Ерлі-зайыптылар некеге тұрғаннан кейін рәсімделсе, неке шарты жарамсыз болып табылады және тараптардың мүліктік қатынастары Азаматтық Кодекспен реттеледі. Сонымен қатар, жапон заңына сәйкес неке шарты ерлі-зайыптылардың некеге тұрғаннан кейін өзгертілуге жатпайды. Неке шартына өзгеріс енгізуге болады, егер шартта өзгеріс енгізу тәртібі көзделсе және енгізілген өзгеріс тәртіпке сәйкес келсе ғана шартқа өзгеріс енгізуге рұқсат етіледі. (Жапонияның Азаматтық Кодексінің 759-бабы) [4].

Германияның Азаматтық Кодексіне сәйкес, ерлі-зайыптылар мүліктік қатынастарын некеге тұрғанға дейінгі рәсімделген неке шартымен анықтай алады, бірақ некеге тұрғаннан кейін тараптардың мүлікке қатысты келісімді өзгертуге немесе күшін жоюға құқылары бар (Германияның Азаматтық Кодексінің 14-08-бабы) [5].

Сонымен, неке шарты бұл ерлі-зайыптылардың арасында меншік құқығына қатысты жазбаша жасалатын, нотариатта куәландырылатын құжат. Біздің ойымызша неке шартын міндетті қылудың қажеті жоқ, оны әркімнің өз еркіне қалдыру қажет. Неке шартына

қатысты Батыс елдеріне көп еліктеу дұрыс емес деп есептейміз. Себебі, барлығы қоғамға, адамдардың менталитетіне байланысты. Бізде неке шарты тек мүліктік қатынастарға ғана қатысты болса, шет елдерде мүліктік қатынастармен қатар мүліктік емес қатынастарды да, жеке өмірге байланысты жағдайларды да қамтиды. Қазақстанда неке шартын жасасу, айырылысу көрсеткішінің өсуіне әсер етуі мүмкін.

Демограф Мақаш Тәтімов «Айқын» газетіне берген сұхбатында былай дейді: «Еуропада неке шарты кең қолданысқа ие. Ең қызығы, оларда мұндай келісімге отырғандармен салыстырғанда, шарт жасаспағандар арасындағы ажырасудың үлесі жоғары. Алайда батыстық шарттың бір айырмашылығы – олар мүліктік құқыққа көп мән береді. Айталық, көлік, үй, саяжай дегендей. Бұл тұс біздің менталитетке аса сай келмейді. Біздің халық рухани дүниеге көбірек мән береді. Соған орай келісім шарттарда жұбайлардың міндеттері көбірек орын алса екен деген тілегім бар. Алайда жастар арасында неке шартын жасауға деген ұмтылыс әзірге болмай тұр».

Әдебиеттер

1. Нысанбекова Л.Б. Халықаралық жеке құқық. – Алматы, 2005 ж.
2. Қазақстан Республикасының «Неке (ерлі-зайыптылық) және отбасы туралы» Кодексі, 26.12.2011.
3. Ресей Федерациясының «Отбасы туралы» Кодексі, 29.12.1995.
4. Жапонияның «Азаматтық» Кодексі, 1896.
5. Германияның «Азаматтық» Кодексі, 1896.

ПЕДАГОГИКА ЖӘНЕ ПСИХОЛОГИЯ
ПЕДАГОГИКА И ПСИХОЛОГИЯ
Pedagogics and Psychology

ӘОЖ 681.3

**ҚҰЗІРЕТТІЛІККЕ БАҒЫТТАЛҒАН МОДУЛЬДІК БАҒДАРЛАМАНЫ
ДАЙЫНДАУ ЖӘНЕ ОҚУ ҮДЕРІСІНЕ ЕНДІРУ ЖОЛДАРЫ**

Г.У. Есенғалиева

*АҚ «Ақтөбе политехникалық колледжі»
Ақтөбе қ., Қазақстан*

В настоящее время, при подготовке кадров, дающих возможность на их всестороннего, профессионального развития, освоившие знание, навык и мастерство своих рабочих местах. С другой стороны, осуществляя взаимосвязь между знанием и наукой, несомненно, повышаем качество технического и профессионального образования. Отличие модульного обучения от традиционного в том, что здесь учитывается на какую способность имеется наибольший спрос в рыночной экономике. После прохождения очередного модульного обучения можно осваивать несколько специальностей. Mondays, at the preparation of the cadres, whickes are giving passiplity on all- round, on all-round and professional`s developments, had mastered a knowledge, a pabit, and skill in their selves working places. In the second, the realizing of interconnection between the knowledge and the science we may improve a quality of technical and professional knowledge. The distinction between the modul teaching and the traditional teaching, that here taking into account what are abilities have the most demand in market`s economics.

Ключевые слова: *модульные программы, модульные обучения, учебный процесс, техническое и профессиональное образование.*

Key words: *modular process, module educating, educational process, technical and professional education.*

Қазіргі уақытта білім берудің жаңа жүйесі жасалып, Қазақстандық білім беру жүйесі әлемдік білім беру кеңістігіне еруге бағыт алуда. Бұл педагогика теориясы мен оқу-тәрбие үрдісіндегі елеулі өзгерістерге байланысты болып отыр: білім беру парадигмасы өзгерді, білім берудің мазмұны жаңарып, жаңа көзқарас, жаңаша қарым-қатынас пайда болды. Кәсіптік білім берудің ұлттық жүйесін қалыптастыруда педагог құзыреттілігі, оқушыдан кәсіби құзыретті маман қалыптастыруды бәсекеге қабілетті, білімді, азаматтар тәрбиелеуді жүктейді.

Басқа салалар секілді, техникалық және кәсіптік білім беру жүйесіне де тың технологияларды енгізуге үлкен мән беріліп жатыр. Оқу процесінде жеке тұлғаның білікті маман етуге бағытталған оқыту тәсілдерін озық тәжірибемен сабақтастыру бүгінде күн тәртібіне шықты. Өйткені белгілі бір оқу орнын бітіріп шыққан түлектің алған білімі жұмыс берушінің талабымен сәйкес келе бермейді. Ақыры, сол маманға мұқтаж болып отырған жұмыс беруші жас кадрды қайтадан даярлап, оқытуға мәжбүр. Ал оқу орнын жанадан бітірген түлектің біліктілігі жұмыс берушінің талабына дөп келу үшін не істеу керек? Әрине, алдымен дәстүрлі оқыту жүйесіне өзгерістер еңгізу қажет. Соның бірі - оқытудың модульдік технологиясы. Бұл - белгілі бір кәсіпті жан-жақты меңгеруге икемделген оқытудың жана жүйесі. Онда студенттер нақты бір мамандықтың шегінде шығармашылығын жетілдіреді, теориядан гөрі тәжірибеге ден қояды. Оқу қабырғасында жүріп-ақ болашақ мамандығының қыр- сырына қаныққан жастар ертең жұмысқа дайын

маман болып барады. Еуропалық білім беру жүйесінің тәжірибесі көрсеткендей, оқытудың бұл тәсілі студенттердің таңдаған мамандығы бойынша терең білім алып қана қоймай, оқу орны мен жұмыс берушінің қоян - қолтық жұмыс істеуіне дәнекер болатыны дәлелденген.

Модульдік оқытудың дәстүрлі білім беру жүйесінен артықшылығы сол, мұнда еңбек нарығында қандай мамандыққа сұраныс көп екендігі қатаң ескеріледі. Кезекті модульдік оқудан өткеннен кейін бірнеше мамандықты игеруге мүмкіндік бар. Сондай-ақ оқу орнымен тығыз байланыста жұмыс істеген жұмыс беруші маманға өз талабын қоя алады. Студент өз кезегінде теориядан гөрі практикаға көбірек жүгініп, таңдаған мамандығына бейімделе бастайды [1].

Біз колледждегі әріптестерімізбен бірге 2014 жылғы шілде айында «Техникалық және кәсіптік білімді жаңғырту» жобасы аясында Беларусь республикасының Минск қаласына барып және Астана қаласындағы «Тұран-Профи» кәсіптік академиясында модульдік оқу бағдарламаларын дайындау бойынша біліктілік арттыру курстарынан өткен болатынбыз. Бүгін сіздермен «Электрмен қамтамасыздандыру» мамандығы бойынша жасаған модульдік оқу бағдарламасын ұсынып өз тәжірибеммен бөлісемін.

Бұл модульдік оқу бағдарламасы функционалдық талдау негізінде, жалпыға міндетті білім беру стандартына сүйене отырып жасалды. Функционалдық талдау дегеніміз - еңбек нарығына қажетті құзыреттіліктерді анықтау, яғни құзыреттілікке негізделген кәсіптік стандарттар.

Құзыреттілікке негізделген модульдік оқу бағдарламалары бірнеше бөлімдер мен функциялардан тұрады [3].

Мамандық – ЖМББС (білім беру стандарты бойынша)

Функционалдық карта (мақсаты, негізгі функционалдары, функционалдық модульдер).

Бейім құзыреті:

Арнайы модульдер (модуль сипаттамасы, модуль нұсқауы, модуль түйіндемесі).

Сыйлы қатынас модульдері (модуль сипаттамасы, модуль нұсқауы, модуль түйіндемесі).

Бейімдеу модульдері (модуль сипаттамасы, модуль нұсқауы, модуль түйіндемесі).

Оқу процесі тоқтатылған жағдайда оқушы өткен модульдері бойынша сертификат алып, мамандық иесі бола алады. Ал барлық оқу курсы бітірген түлекке диплом және барлық модульдерді игергендігі туралы сертификаттар беріледі.

Функционалды карта дегеніміз - жұмыс жасау саласы және бағыттары. Бұл әдіс алғаш рет Ұлыбританияда жасалып шығарылған, мұнда бір мамандық бойынша барлық салалар қамтылып картада көрсетіледі. Ал жұмыс түрлері мен атаулары бөлек көрсетіледі және мақсаттары айқын көрсетіледі.

Бейімдеу модульдері өз алдына бөлек нәтиже бермейді. Яғни «Техникалық сызбаларды орындау» деген мамандық жоқ, бірақ бұл қызмет түрі барлық жұмыстарды орындау барысында қолданылады[4]. Сондықтан әр модуль сайын қайталамау үшін бейімдеу модулі деп бөлек беріледі.

Сыйлы қатынас модульдері талаптардан тұрады, бірақ өз алдына қызмет болып саналмайды. Бұл модуль жұмыстың ұйымдастырылуын, жұмыс орнындағы адамдардың өзара қарым-қатынасын және әлеуметтік және қоршаған ортаға деген жауапкершілігін қамтиды. Осы талаптардың барлығы барлық функционалдық модульге жататындықтан бұл қатынас талаптарын бөлек модуль етіп қарастырамыз. Алайда әр оқу модуліне қатар қарастырылады.

Арнайы модульдер мамандықтың қиындығына байланысты құрылады. Функционалды картада олар функционалды модульдер деп аталады және онда сол мамандықты игеру барысындағы ресурстар, іс-әрекет, білім, білік және дағдылары көрсетіледі.

ЮНЕСКО глоссарийі бойынша құзыреттілікке негізделген оқу дегеніміз- белгілі бір мамандық немесе кәсіпті игеру үшін қажетті қарым-қатынас, білім, білік және кәсіби дағдыдан тұратын білім.

Бейім құзыреттері мамандықтың талаптары мен жалпы мақсатын сипаттайды. Модуль сипаттамасы модуль құрылымынан тұратын құжат болып табылады. Модуль түйіндемесін келесі жағдайларда қолдануға болады:

- жоспарлау мақсатында әкімшілік құжат ретінде;
- жұмыс берушілер үшін қажетті қорытынды «сертификат»;
- оқушы біліп шығуға қажетті білім мазмұнының түйіндемесі.

Түйіндеме мазмұны: модуль атауы, оқу мақсаты, іс-әрекеттер мен қадамдардың қысқаша сипаттамасынан тұратын құрылым сызбасы, оқу модулінің бекітілген мерзімі. «Электрмен қамтамасыздандыру» мамандығы бойынша осы модульдік оқу бағдарламалары оқу үдерісіне енгізілуде.

2016-2017 оқу жылынан бастап техник – электрик біліктілігі бойынша 2 курс студенттері осы модульдік оқу бағдарламасымен эксперименталды түрде білім алатын болады [2].

Модульдік оқу бағдарламасын Ақтөбе политехникалық колледжінің оқу үдерісіне енгізудің сатылы шаралары:

1. Оқытушылар мен өндірістік оқу шеберлерін модульдік оқу бағдарламаларын дайындаудың әдістері бойынша біліктілік арттыру курстарынан өткізу;
2. «0902000 техник - электрик» мамандығы бойынша модульдік оқу бағдарламасын жұмыс берушілер талаптарын ескере отырып құрастыру;
3. Құрастырылған модульдік оқу бағдарламасын білім басқармасымен, кәсіпкерлер палатасымен және жұмыс беруші өндіріс орындары ЖШС «Жарық», ЖШС «Технолинк LTD» келісіп, бекіту[6].

Оқушылардың білім, білік дағдыларын жүйелі түрде қалыптастыруға негізделген бұл бағдарлама өз кезегінде олардың жұмыс берушілердің талаптарына сай келетін білікті маман болып қалыптасуларына ықпал жасайды.

Қорыта айтқанда, қазіргі кезде кәсіби біліктілігі мен дағдыларды, іскерліктерді тікелей жұмыс орнында меңгеріп, жан-жақты кәсіби дамуына мүмкіндік беретін кадрлар дайындауда оқытудың жаңа модульдік жүйесі арқылы білім беру өте маңызды, әрі білім, ғылым, өндірістің өзара байланысын қамтамасыз ету арқылы техникалық және кәсіптік білім беру жүйесінің сапасын арттыратынымыз сөзсіз [7].

Әдебиеттер

1. Педагогические технологии. Под редакцией Кукушина В.С. Учебное пособие для студентов педагогических специальностей. – М.-Ростов н/Д.: Издательский центр «МарТ», 2006. – 336 с.
2. Райер Г., Лопанова Е., Рабочих Т. Технологии профессионального обучения, ориентированные на действие: Учебно-методическое пособие. – 2-е изд. перераб. и доп. – Омск: Омскбланкиздат, 2004. – 128с.
3. Шмачилина С.В. Технологии... Технологии? Технологии! Учебное пособие для студентов педагогических вузов. – Омск, ОмГПУ, - 1999. – 218 с.- Часть 1.
4. Калицкий Э.М., М.В. Ильин, Н.Н. Сикорская.-Москва, 2005.- 138 с.
5. Оформление: Республиканский институт профессионального образования. - Москва, 2005.- Стр.122-140.
6. Калицкий Э.М., Ильин М.В., Сикорская Н.Н.-Москва, 2006.-Стр.120
7. Оформление: Республиканский институт профессионального образования. - Москва, 2006.- Стр.80-90.

**ӨНЕР, МӘДЕНИЕТ ЖӘНЕ СПОРТ
ИСКУССТВО, КУЛЬТУРА И СПОРТ
Art, Culture and Sport**

УДК 75.02

**Новые изобразительные техники и технологии
как проявление инноваций в живописи**

Н.А. Алибек

*Казахская национальная академия искусств имени Т. Жургенова
г. Алматы, Казахстан*

Мақалада өнер саласындағы жаңашыл үрдістер мен салт-дәстүрлердің өзара байланысы мен өзара әсері қарастырылады. Нақтырақ айтсақ, бейнелеу өнері саласындағы жаңаша технологиялар мен әдіс-тәсілдердің - интерактивті сандық кескіндемелер мен аралас әдіс-техникалардың қолданысы сөз болады.

In this article the interrelation and interference of traditions and innovative processes in art is considered. In particular the technician and technologies in painting is told about use new graphic: the mixed equipment, an interactive digital picture.

Кілт сөздер: *инновация, бейнеөнердегі инновациялық процестер, дәстүрлер, бейнелеу техникасы мен технологиясы.*

Key words: *an innovation, innovative processes in the fine arts, tradition, graphic technicians and technologies.*

Термин «инновация», ставший уже привычным для современного человека, связывается в нашем сознании с процессами, происходящими в науке и технике, в образовании или в обществе. А применим ли этот термин к искусству и в частности к живописи?

Само понятие innovation, дословный перевод которого с латинского означает «в направлении изменений», впервые появился в научных исследованиях XIX века. Впервые как термин был употреблен в научных работах американского экономиста Йозефа Шумпетера. Здесь толкование определяло инновацию как «... введённый в употребление новый или значительно улучшенный продукт (товар, услуга) или процесс, новый метод продаж или новый организационный метод в деловой практике, организации рабочих мест или во внешних связях» [1]. То есть, инновация – это не всякое новшество или нововведение, а только такое, которое серьёзно повышает эффективность действующей системы [2]. Что вопреки распространённому мнению, отличало инновации от изобретений [3].

Применительно к искусству нам приемлемо следующее определение: «Инновация, нововведение – это внедрённое новшество, обеспечивающее качественный рост эффективности процессов или продукции, востребованное рынком. Является конечным результатом интеллектуальной деятельности человека, его фантазии, творческого процесса, открытий, изобретений и рационализации» [4]. То есть обобщённо это понятие может применяться к методам и процессам создания чего-либо и к самой творческой идее. Как же прослеживается взаимосвязь и взаимовлияние инновационных процессов в искусстве? Здесь нельзя не сказать, что существование искусства неразрывно связано с развитием общества, с культурными традициями. Отсюда необходимость обращения к основополагающему понятию в искусстве, как «традиция». Традиция (от лат. «traditio») - есть сохранение и передача от поколения к поколению культурного наследия, включающего в себя определённые культурные образцы, нормы и ценности, идеи и



Так с появлением масляных красок (произошло это примерно в XV-XVI веках) у художников появилась возможность достичь тонких моделировок и оптических эффектов действием нижележащих красочных слоёв. Новая и очень интересная техника, основанная на нанесении тонких (почти прозрачных) красок друг на друга, получила название лессировка. Благодаря данной технике получаются красивые переливчатые цвета. Это важная составляющая любой живописи: она придает картине сочность, утонченность, настроение. Это яркий пример проявления инновации, что способствует развитию искусства живописи.

Технологии масляной живописи, акварели, темперы, пастели появившись как инновационные, давно уже стали традиционными.



Так, и в дальнейшем творческом поиске многие художники вновь стараются выйти за рамки традиционной классической технологии. Вот что об этом поиске говорит казахстанский художник Амандос Аканаев: «Живопись на холсте имеет свои технические пределы. Она рассчитана на иллюзорные возможности тонкого красочного слоя. Мне не хватало средств для полновесного выражения объемов тех же каменных тюркских изваяний, глубины резных контуров, силы цвета металла...

Когда-то я писал колючку, добиваясь упругости ее стеблей и листьев при помощи всего спектра красок. Но иллюзии всех ракурсов и объемов мне показалось мало, я стал лепить ее красками, начал конструировать каркас. Мне хотелось показать ее жизненную силу, как она, превращаясь осенью в бронзовое изваяние, полна намерения противостоять всем лютым ветрам зимы. А однажды сухой закрученный лист, весь изъеденный до замечательного ажюра, вдруг сверкнул золотом и зазвенел... Тогда я понял – вот что нужно! Мне необходим металл, ажур знаков времени» [8].

Так появились новая техника, новая технология в живописи - «смешанная техника» - комбинирование приемов из различных техник. В смешанной технике используется все: металл, масло, акрил, гуашь, бумага, песок, карандаши, опилки, пастель, ткань и все, что так сказать душе угодно.



И, конечно, говоря об инновационных процессах в изобразительном искусстве нельзя не сказать о существовании в Союзе художников России отделения «новых художественных течений», связанного с появлением стерео и голографических технологий, жидкокристаллических экранов высокого разрешения, интерактивных приставок, новых компьютерных программ и приложений.

Появившиеся в конце XX - начале XXI века разнообразные графические редакторы, позволяющие рисовать и обрабатывать цифровые изображения, спровоцировали рост интереса художников к компьютеру и новейшим цифровым технологиям. Помимо того, что компьютер с необходимым программным обеспечением является основным инструментом художника-дизайнера, появилась такая инновация как «интерактивная цифровая картина». Поверхность картины реагирует на прикосновение человеческих рук, изменяется и позволяет зрителю перемещаться по «созданным художником фантастическим пространствам, пересекаться в бесконечно разных вариантах последовательностей сюжетов...», превращая зрителя, в известной степени, в соавторы произведения». [9]

Так, применим ли термин «инновация» к искусству, и влияют ли технические инновации на содержание и качество живописных работ? Ответ очевиден: конечно, применим и, следовательно, в той или иной мере влияют.

Но мы однозначно считаем, что внедрение инновационных процессов, как в самом искусстве, так и в живописи в частности, должно проходить при бережном, трепетном отношении к культурным традициям, трепетном отношении к академической художественной школе и системе духовных ценностей, сформировавшейся в отечественном искусстве за прошедшие столетия. Не разрушение «старого», а созидание нового на крепком фундаменте национальной художественной школы – таким нам видится смысл инновационных процессов в искусстве в целом и в изобразительном искусстве, в живописи, в частности.

Литература

1. Шумпетер И.А. Теория экономического развития: исследование предпринимательской прибыли, капитала, кредита, процента и цикла конъюнктуры. – М.: Прогресс, – 455 с.
2. Милославский И. Новизна с последствиями. – Москва: МГУ. – 2009 г.
3. Лоуренс Райт. [Инновации в России. Американский опыт и российская специфика.](#) - Интернет-издание «Частный Корреспондент».
4. Климова А.С., Пирогов Е.А. Система менеджмента качества как один из элементов инновационного развития предприятия // Современные наукоемкие технологии. – 2013. – № 8-2. – С. 202-203.
5. Маркарян Э.С. Теория культуры и современная наука. - М.: Мысль, 1983. – 284 с.
6. Деревянко А.П. Традиции и инновации в истории и культуре. Программа фундаментальных исследований Президиума РАН на 2012–2014./ Описание программы/ Обоснование необходимости реализации программы программно-целевым методом./ <http://tradition.iea.ras.ru>
7. Молчанова Л.А. Инновации в художественно-образном содержании живописи алтайских художников рубежа XX-XXI веков // Вестник Томского государственного университета. -2008. -№ 309.- С59-63.
8. Журнал «Мир путешествий»// - 2012 г.
9. Худяков К. В. Новейшие цифровые технологии в изобразительном искусстве. Круглый стол в РАХ «Инновации в искусстве: ракурсы интерпретации». <http://khudyakov.ning.com/profiles/blogs/rah>

Дене тәрбиесі көлеміндегі білім процесін бүгінгі талап деңгейінде қалыптастыру мәселелері

С.М. Мухтаров, Курпишева Г.Ж.

*Қ.Жұбанов атындағы Ақтөбе өңірлік мемлекеттік университеті
Ақтөбе қ., Қазақстан*

Статья посвящена исследованию проблемы повышения роли физической культуры и спорта в развитии личности студентов. Особое внимание уделяется поиску современных подходов к определению содержания и стратегии реализации учебных дисциплин, рассматриваются вопросы результативности образовательного процесса по физической культуре.

The article is devoted to problems of increasing the role of physical culture and sports in personality development of students. Special attention is paid to the search of modern approaches to the definition of the content and implementation strategies of academic disciplines, addresses the issues of the impact of educational process on physical culture.

Ключевые слова: здоровый образ жизни, воспитание здорового образа жизни, стратегия реализации учебных дисциплин.

Key words: healthy lifestyle, education of healthy lifestyle, implementation strategy academic disciplines.

Жалпы білім беретін оқу орындарында оқитын студент - жастардың денсаулығын сақтау, дене тәрбиесі мен спортты жетілдіру міндеті бүгінгі күні анық қойылып отыр. Жаны рухани бай, ары таза, ой еңбегіне - бой еңбегі сай, сегіз қырлы -бір сырлы, азаматтарды тәрбиелеуді талап етуде. Мұндай жан-жақты үйлесімді жетілген, жасампаз жастарды тәрбиелеу, әрине, жоғары оқу орындарын «Дене тәрбиесі» мамандығы бойынша бітірген кәсіби мамандар үлесіне тиетіні белгілі. Сондықтан бүгінде бұл салада кәсіби мамандар дайындауға жаңа сұраныс пайда болды. Дене тәрбиесі көлеміндегі қимыл-қозғалыс пен жаттығулар жастарды батылдыққа бастап, денені сымбатты сомдап, ептілікке баулитын, сонымен қатар тазалыққа, демалып көңілін көтеруге, бой жазуға, ой еңбек барысындағы шаршағанын басуға, жұмсалған күш-қайратты толықтыра білуге құралады.

Жас ұрпақты дене күштері мен рухани күштеріне сай жетіліп, шынығып өсетіндей етіп тәрбиелеу ісін қамтамасыз ету - дене тәрбиесі саласының аса маңызды міндеттерінің бірі деп саналады. Жан-жақты үйлесімді дамыған азамат тәрбиелеудің негізі мектеп қабырғасында, әртүрлі оқу орындарында дене тәрбие ісін жақсартудан, маңызын халықтық тәрбиемен ұштастырудан қаланады. Халықтық тәрбие, ол ұлт болып қалыптасуымен бірге туып, бірге дамып келе жатқан тарихи көне процеске жатады. Ондай тәрбие жүйесі халықтық педагогикамен тығыз жүргізілуі тиіс. Халықтық педагогиканы «...ұлттар мен ұлыстардың әлденеше ғасырға созылған ұрпақ тәрбиесіндегі ұлттық салт-дәстүрлері мен мәдени ойлау процесінің озық үлгілерінің жиынтығы деп» түсінеміз. Бүкіл дүниенің табиғи тұтастығы бүгінгі күні апат-алқымға жетіп тұр. Ол табиғи тұтастықтың бұзылуы адам бойындағы тұтастықты қалыптастыруға қатысты деп санаймыз. Адамзаттың өз бойында ішкі және сыртқы күш-қасиеті толықтырылып, қанағаттандырылып отырса, керісінше сыртқы күшті, ішкі қасиеттер қуаттайтындай үйлесімдік болса жеке тұлғаның нағыз толық тұтастығы сонда қалыптасатын болады. Ішкі күшке: ақыл-ой, жүрек, қайрат, қуат, тазалық тағы басқалар жатады.

Дене тәрбиесі функциясын кеңірек қарағанымыздағы дене тәрбиесі мен спорт қозғалысының түрлерін таңдағанымызда, сол мамандарды тек белгілі бір бағытта ғана, белгілі бір модельдің сапасы сияқты қолданғанымызбен түсіндіруге болады. Білімді интеграциялаудың үлгісі ретінде, басқа да оқу сабақтарынан алынған нәтижеге сәйкестікті айтамыз. Егер ұстаздардың осындай мүмкіншіліктері болмаса, әлде осылай істегілері келмесе, студенттердің белгілі бір жағдайда, ұйымдастыру - әдістемелік технологиясының нақты сабағы бойынша білімінің интегралдалмайтыны анық. Сондықтан дербес пәндерден алған білімдерді бір жүйеге келтіре шоғырландырып, басын біріктіру мүмкіндігі тумайды.

Дәстүр бойынша, консервативтік қозғалыс жоғары оқу орындарындағы мамандарды дайындаудың ұйымдастырушылық пен әдістеме тәсілдерінің сипатына байланысты болады. Бүгінгі таңдағы білім деңгейіне қатысты "Білімнің бүкіл өміріңе" деген ұғымды "Білімнің бүкіл өмірің" деп түсіну болса керек.

Біздің мақсатымыз жас ұрпақты дене тәрбиесі жүйесіне жетілдіру арқылы болашақ өркениетті қоғамның ерікті, өз басы бостандығын қорғай алатын, бүкіл адамзат құндылығын бағалайтын, адамгершілік, ізгілік мінезі қалыптасқан, іскерлігі жоғары, дені сау, ой еңбегі мен дене еңбегіне бірдей қабілетті, күші ақылына, ақылы күшіне сай жастарды тәрбиелеу. Озық, өнегелі, рухани дәстүрді де жалғастыру арқылы ұрпақтар сабақтастығының тарихи процесі жүріп отыруы тиіс. Мұндай процессіз қоғамымыздың өркениетті елдер деңгейіне жетуі мүмкін емес. Осындай жан-жақты үйлесімді дамыған жастарды тәрбиелеу ісі тек біздің бүгінгі қозғап отырған мәселе емес. Дене тәрбиесі деңгейінде дамыған білім студент жастарға қажетті, әсіресе оның болашақ мамандығына байланысты, барлық ақпаратты жинақтап, бір жүйеге келтіріп, ең алдымен адам өз бойындағы бар абзал қасиетті тани білуге, соларға ие болуға және соны дамытуы керектігін анықтап берді. Денені жетілдіру - денсаулыққа барып тіреледі. Егер дені сау болса, оны сақта және нығайтуға жағдай жаса. Денсаулығың жоқ болса, оны іздеп табуға көмектесу керектігін түсініп, соған ұмтыл. Осыған орай оқу орындарында осы дене тәрбиесі саласына арнайы кәсіби мамандар дайындаудың маңызы зор. Сол оқу орнында алған білімді әрі қарай жалғастырып, өзінің шебер маман екендігін жұмыс орнында дәлелдей білу мүмкіндігі бар. Кәсіби маман тұрғысындағы оқу-ағарту жұмысы процесі жоғары оқу орындарын бітірумен шектелмейді, оны кейінгі өмірінде жалғастырып, алған білімін жетілдіріп, жақсартуды талап етеді. Оған ерекше мән беріледі. Сонымен қоса, тағы мынадай ой-пікірлер айтылған. Жас маманның әріптес немесе қызметтес адамдармен, ғалымдармен бейресми қарым-қатынас болуы, шығармашылық жұмыстарға күштарлығы жетекші роль атқарады. Алған білімді дамыту мақсатындағы өз білім деңгейін жақсартып, көтере білу, кәсіби дайындық мамандық шеберлігін айқындайды. Кәсіби білімнің негізгі қағидасы оның жетекшілік - басты мамандандыру ерекшелігін білу бағытындағы күрделі де маңызды қасиеті болып саналады. Бұл АҚШ білім жүйесіне тән белгілі жағдай, ол үнемі өзінің прагматикалық ерекшелігімен сипатталуда. Кәсіби білім алу деңгейі жоғары оқу орындарында дәріс алып жүрген жастық шақтағы оқумен шектелмейтіні анық. Бұл бүкіл тіршілік өміріндегі шексіз бір процесің мәңгі жалғасы тәріздес жұмыс болғандықтан оның құрылымы мен кәсіби қызметі технологиясының өзгерістеріне қажетті сол маманның әрқашан жоғары сатыда көрінуіне арналған құбылыс. Бұдан шығатын пікір-ой: оқу процесінде студенттің шығармашылық көзқарасын анықтап, тәрбиелеудің маңызы өте зор. Дене тәрбиесінің бүгінгі кезеңдегі концепцияларында негізгі сапа принциптерінің бірі болып "іс-әрекет принципі" ұсынылып отырғаны белгілі [1]. Дене құрылысының шынығып, жетілуі бағытындағы жеке тұлғаның белсенділік қасиетін дәріптеу. Өзінің болашақтағы кәсіби жұмысы бабында жоғары оқу орнын бітіргелі отырғандар педагогикалық міндеттердің шешімін табуда бір сарынды, үйреншікті жағдайға қарамай дене тәрбиесінің шығармашылық сипаты мен көпқырлы мүмкіндіктерін пайдалану. Олардың жеке бас ерекшеліктерін ескере отырып педагогикалық процесі өткізуге толық жағдай жасау. Оқушылардың жұмыстарын өз

талабы - тілегіне сай ұйымдастыруына бағытталған арнайы шешімсіз, олардың педагогикалық процеске қатысу еркіндігі де болмайтыны түсінікті. Арнайы кәсіби білім алдында тұрған міндеттерді шешудің бұдан басқа жолы жоқ..

Дене тәрбиесі сабағына деген қызығушылық сезімдерін қалыптасу проблемаларына ой жіберуіміздің себебі - олардың бірімен-бірі тығыз байланыста болмағанын дәлелдеу. Міне, соның нәтижесінде қоғамымыздың ақылына қарағанда күші басым азаматтар, ақылы мен ойлаған ойын өмірде қолдана алмайтындарды, осы кезге дейін жігерсіз, толық адам тұлғасында, ой-өрісі деңгейінде көрінбеген жастарды тәрбиелеумен болдық. "Дене тәрбиесі" мамандығы бойынша педагогика саласының кадрларын дайындау барысында, бүгінгі күні әртүрлі қайшылықтар мен кемістіктердің барлығы белгілі. Қоғамымыз оқу мекемелерінің қажетті мамандар дайындау ісіне көңілдері толмайтынын атауда. Оқу орындарын бітірген көптеген мамандар өз дәрежесінен төмен, әлеуметті сұраныс деңгейіне қайшы келіп отыр.

Мамандарды дайындаудағы технократтық көзқарас, кәсіби білім алу процесінде танымдық ой белсенділігі, дербес қабілеті, қалауымен білім алу сияқты түсініктерді жоққа шығарды. Ал, білім - адамзаттың тарихи қоғамдық іс-тәжірибенің негізінде жинақталған қоршаған орта, өмір, қоғам, ғылым мен техника, рухани мәдениет, адамгершілік туралы түсініктердің жиынтығы. Педагогика аясындағы білім жүйелі екі бағытта жүргізіледі. Бірінші бағыт - дидактикалық негізде құрылған түсініктер жүйесі. Оған нақтылы бір оқу пәні бойынша ғылыми тұрғыдан пайымдалған ғылым негізі жатады. Екінші, бағыт - өмірлік маңызы бар мәселелерді оқу барысында қабілеті орташа оқушылардың санасына сіңіру. Дене тәрбиесінің маңызы мен мәнін түсіну және ол туралы білімді тереңдету табыс кепілі[2]. Дене тәрбиесінің кәсіби проблемаларының біріне жалпы білім жүйесінде орын алып, ұзақ жылдар бойы жалғасып отырған өзара функционалды қарым-қатынастың, қайсыбір жекеленген кезеңдегі немқұрайлық әлсіздігі болса керек. Жоғары білім алу процесі кезеңіндегі арнайы кәсіби білім алу мақсаты жолындағы эмоционалды сезімнің жан толғанысының көрінісі сияқты жағдай. Арнайы дайындық процесін қайталап жүргізу тәріздес жұмыс секілді. Студент жастардың танымдылық белсенділігіне жағдай жасау бағытындағы белгілі бір жағымды методикалық шешімдері мен оқу әдістері тиімді қолданылмайды. Арнайы мамандарды дайындау процесінде студенттердің білім деңгейін шектеп, олардың іскерлік, ептілік шеберліктеріне де шектеу қоюға жол берілмейді. Бұл басқаша айтқанда, маңызды болғанына қарамастан керексіз, қажетсіз шаруашылық сияқты жағдай. Әдетте оның алдында, сол жастардың өмірге деген көзқарастарын қалыптастыра отырып, өздерінің жетіліп өсуі бағытындағы мүмкіндіктеріне тұтас ойларын нақтылы жағдайда жақсартып көтере білмесе. Бүгінгі білім процессіндегі ең басты ой — дамып жетілу идеясы. Білімнің негізгі құнды мақсаттары деп мынаны айтуға болады. жеке тұлғаның өркендеп жетілуіне қажетті жағдай жасау;

білім жүйесінің өздігінен даму жолы мен жетілу механизмін қосу;

білімнің қоғамымыздың дамып жетілуіндегі пәрменді факторы;

Осы мақсатымызға жетіп оны өмірге асыру бағытындағы білім процесіне қатысушылардың әрқайсысының субъективті сипаттағы сол мүдделерін іске асыруды қамтамасыз ету деп білеміз. Міне осы талаптарға сай оқу орындарының ұстаздар ұжымының бүгінгі қызметі аса маңызды болып табылады. Ол қызмет дені сау, рухани құндылықтардың иесін дайындауға және әлеуметтік міндеттерді шешуге бағытталған. Орта оқу орындарындағы дене тәрбиесі пәні - ол дүниетанудың қалыптасу негізі. Сенімділікті қалыптастыруда ұстаздың еңбегі ерекше, сипаты өте зор. Орта оқу орындарында оқытушы - педагогтардың беретін ғылыми білімдері жастар бойындағы дүниетанымның қалыптасу негізі. Педагогтың оқытып, үйрену және білім беру міндеттерін жүзеге асыру жолымен еңбекке араласып жұмыс істеу, отансүйгіштік, адамгершілік, өнегелі бағыттағы тәрбие міндеттерін шеше отырып, салауатты өмір салты жағдайында жан-жақты дамыған жеке тұлғаның қалыптасуына игі ықпалын тигізуі әрине, сөзсіз. Орта оқу орындарындағы оқу процесінде жеке тұлғаның педагогикалық-кәсіби

бағытындағы құндылығы анықталынып өсу жолында белгілі болатыны анық. Сөйтіп оның кәсіби қызмет сапасы өзінің өмір жолында жалғасын табады. Бұл оның өз өмірі бағытындағы сұранысының керекті ізденіс-талпынысымен шектелмейтін басты бұлағы мен оның қозғаушы күші - сол маман адамның шығармашылық мамандық қасиетімен жалғасып жатады:

дене тәрбиесі көлемінде әдістеме, сонымен бірге тәрбие тұрғысында өздерінің қызметіне әрқашанда дайын болулары керек;

дене жаттығуларына орай адам дене құрылысында (организмінде) болып жатқан әртүрлі көріністер мен оқиғалар төңірегіндегі қалыптасқан біртұтас түсініктерінің үнемі болуы;

өз мамандығының мән-мағынасы мен әлеуметтік маңызын түсінулері;

дене тәрбиесі қызметінің әлеуметтік, сонымен қоса оның жеке маңыздылығын түсіндіре білу мүмкіндіктері;

салауатты өмір салтына, жеке бас тазалығына, өз дене құрылысының жағдайын қадағалауға деген қажеттілік пен түсінік сияқты ойдың оқушылар арасында үйлесімді қалыптасуына бағытталған тәсілдері мен әдістерін қолдана білулері;

кәсіпқой қызметін жемісті атқара білуге арналған негізгі қағида мен әдістеме түрін меңгеріп алып кетуі .

Пайдаланған дерек көздеріне талдау жасау арқылы және оларға сүйене отырып, сонымен қатар белгілі мамандар тәжірибесі мен студуден-жастардың өз пікірлеріне қатысты мынадай қорытынды жасауымызға болады:

дене тәрбиесі мамандарының кәсіби сипаты әлеуметтік тапсырыс пен әлеуметтік жағдайға орай қалыптасады;

бүгінгі күні жаттықтырушы кадрларға деген қажеттілік деңгейі және дене тәрбиесінің сауықтыру бағытындағы мамандарға сұраныс, талап көлемі ұлғайып өсуде;

кәсіби мамандар дайындаудың бүгінгі беталысы білімнің күрделенуі мен сипатталынып, ол ең бірінші кезекте - жоғары оқу орнын бітіруші жастардың жалпылай білім деңгейін көтеруге бағытталған шара. Осы тұрғыдан алып қарағанда олардың арнайы білім деңгейін жақсартып отырып, спорт саласындағы педагогтардың кәсіби біліктілік сұранысына, талабына сай болуы, олардың сол білімді үйрене жетіліп, одан әрі қарай дамыта білулері, спорт педагогикасының бүкіл саласында алған білім деңгейіне қарай білгірлік, іскерлік қабілеттерін анықтау жолы;

қазіргі жағдайда білімдар және ұйымдастырушылық қасиеті жоғары дәрежелі мамандардың рөлі бірден көтеріле асып, оларға деген сұраныс, әсіресе олардың кәсіби дайындығының сапасына орай өсіп, көбеюде. Әртүрлі көзқарас, ойларды есепке ала отырып мына пікірімізді айтуымыз орынды - іскер адамдардың өмір жолы ашылады. Әрине, бұл түсінікті. Сенің алған біліміңнің саны емес, өзіңнің білгірлік қасиетіңнің сол өмірге жетелеген күші мен қайратты еңбегіңнің жемісі, нақтылы жағдайға байланысты; "Соңғы" білімі тәріздес түсінік бүгінгі өскелең өмір талабына үйлесімді сұраныс емес, қажеттілік болмайтыны айдан анық. Орта оқу орнындағы "кішірек кезең" көлеміндегі дайындығының деңгейі, бұл сол білімнің белгілі сатысындағы, өз білімін үнемі дамытып көтеру сәтіндегі негізгі оқулық құралы тәріздес жағдай. Бүгінгі күнгі білім "бүкіл өміріне" арналған білім болмас, ол сол өміріңнің бүкіл жалғасы болар;

бүгінгі таңда жоғары білімді мамандардың алған білім базасының негізгі сапасы ретіндегі түсінікті айқындайды. Орта оқу орны жастарға әдіснамалық білім беріп идиологиялық тұрғыда тәрбиелеп, өз бетінше кәсіби қозғалыстың қажеттілігін түсіндіріп, ұғынуына арналған . Ұғынып тани білу "асабын" қолына ала отырып нақтылы шындықты түбегейлі өзгертудің жолдарын аша білу мүмкіндігі. Ғылымның күрделі зерттеу негізін пайдаланумен бірге оның сол түп нұсқаларын басқаша ойлау жүйесі арқасында өзінің ой тізбегінен өткізіп, әлеуметтік маңызы зор мәселелердің бетін ашып жаңа технологиялық шешімдерді жасау және сонымен бірге материалдық рухани мәдениетіне қажетті дүниелерді тауып өз жағдайын көтеру. М.Булгаков "Мен ойлаймын ешқандай оқу

орнында ешқашанда білімді адам болып жетіліп өсу мүмкіндігі болмайды. Дегенмен оқу тәрбие жұмыстарымен жақсы жолға қойылған оқу мекемелерінде тәртіпті адам болып өсуіне болады. Алайда, сол дағдыларың мен әдет-ғұрыптарыңды, болашақ өміріне қажетті табу жолын сол адамның, сол оқу мекемесінен тыс басқа кездері үйреніп алу мүмкіншілігі болатынын айтамын" деп жазды [3], бүгінгі күн талабы оның халық ағарту саласы мен жоғары оқу орындары жүйесіндегі арнайы кәсіби мамандар дайындауындағы қарама-қайшылық және жекелеп айтқанымызда, дене тәрбиесі көлеміндегі психоаналитик жазушының ішкі бір көңіл-күйі болуы мүмкін.

Әдебиеттер

1. Латышева Н.Е. Формирование профессионально-педагогических умений по проведению спортивной ориентации детей и подростков у студентов институтов физической культуры в системе непрерывной педагогической практики: Автореферат дисс.канд.-Санкт-Петербург, 1995.-29с.
2. Құлназаров А., Тайжанов С. Дене тәрбиесі. Оқыту әдістемесі. Жалпы білім беретін мектептің 6-сынып мұғалімдеріне арналған. - Алматы: Атамұра.-2002 ж.- 59-60 бб.
3. Булгаков М. Де Мольер мырзаның өмір жолы. - Минск: Мастац. - 1985 ж.

УДК 375.037

Контроль и оценка успеваемости по физической культуре в общеобразовательных школах

М.К. Умаров, З.А. Жангереев, Н.А. Умирзаков

*Актюбинский региональный государственный университет имени К.Жубанова
г. Актюбе, Казахстан*

Педагогикалық бақылаудың көп жағы бар. Бұл - тестілеу, оқушының іс-әрекетін бақылау, бағдарламадағы тақырыпты меңгеруіне байланысты бағалау. Мұнда біз тек бағалауды немесе оқушы үлгерімін қозғамаймыз.

Teaching control has many sides. This teaching, and monitoring of student's work, and mark of mastery or program material. Here we shall deal only estimates and accounting students progress.

Кілт сөздер: *дене тәрбиесі, қозғалыс әрекеттері.*

Key words: *physical culture, physical action.*

Критериями оценки по физической культуре являются качественные и количественные показатели.

Качественные показатели успеваемости – это степень овладения программным материалом: знаниями, двигательными умениями и навыками, способами физкультурно-оздоровительной деятельности.

Количественные показатели успеваемости – это сдвиги в физической подготовленности, складывающиеся обычно из показателей развития основных физических способностей: силовых, скоростных, координационных; выносливости, гибкости и их сочетаний (силовой выносливости, скоростно-силовых качеств и т.п.). Эти показатели определяются результатами развития физических качеств. Количественные показатели, с одной стороны, как бы объективизируют и упрощают оценку успеваемости по физической культуре, а с другой стороны, если учитель ограничивается только ими, ведут к односторонности оценки. Вместе с тем количественные критерии необходимы особенно тогда, когда они выступают как одно из слагаемых общей всесторонней оценки успеваемости по физической культуре в сочетании с глубоким качественным анализом результатов деятельности, причин тех или иных достижений и недостатков конкретного учащегося.

Учитель должен представлять, что точные количественные критерии важны прежде всего в качестве объективного контроля за ходом физического развития, подготовленности и в какой-то мере за состоянием здоровья, а не только как отметка и свидетельство успеваемости.

Отметка по физической культуре будет играть стимулирующую и воспитывающую роль только в том случае, если учитель будет оценивать показатели физической подготовленности, достигнутые учеником не в данный момент, а за определенное время. Иначе говоря, ориентироваться надо не на наличный уровень развития физических качеств, а на темп (динамику) изменения их за определенный период. В отличие от других общеобразовательных предметов особенностями оценки успеваемости по физической культуре являются:

необходимость более полного и глубокого учета не только психических качеств, свойств и состояний, но и особенностей телосложения, физического развития, физических способностей и состояния здоровья учащихся;

более широкий диапазон критериев, где учитываются не только знания, но и конкретные двигательные умения и навыки, способы осуществления физкультурно-оздоровительной деятельности, способности использовать знания и физические упражнения, изученные в школе, в нестандартных условиях;

наличие объективных количественных слагаемых оценки, которые позволяют более объективно и точно вести контроль за ходом индивидуального физического развития и подготовленности.

Оценивая успехи по физической культуре, учитель должен принимать во внимание индивидуальные особенности учащихся, значимость которых в физическом воспитании особенно велика. [1]

Индивидуальные особенности, которые необходимо учитывать, можно разделить на две большие группы: телесные и психические.

Телесные - это особенности физического развития (длина и масса тела), типы телосложения (астеноидный, дегистивный, торакальный и мышечный).

Наиболее внимательного деликатного отношения к себе при выставлении оценок требуют дети дегистивного (с избыточной массой) и астеноидного (слабого) типа телосложения. В ряде случаев следует обращать внимание на особенности строения тела, костно-мышечного аппарата, также влияющих на овладение отдельными разделами программы или на выполнение нормативов.

При оценке успеваемости учащихся не меньшее значение имеет также учет *психических* особенностей личности. Детям с заторможенным восприятием и мышлением необходимо больше времени для осмысления заданий учителя, подготовки к ответу, выполнения упражнения. Учащимся с плохой двигательной памятью труднее воспроизвести требуемые образцы или отдельные детали осваиваемых движений. Эмоциональным, легко возбудимым учащимся следует создать спокойную доброжелательную обстановку, в которой они могли бы продемонстрировать свои достижения. Нерешительным, с недостаточно развитыми волевыми качествами учащимся необходимо время для адаптации к условиям повышенной трудности оказать им более надежную страховку и помощь и т.д. При учете индивидуальных особенностей учителю необходимо быть максимально тактичным, внимательным, не унижать достоинство школьника, использовать оценку таким образом чтобы она способствовала дальнейшему развитию интереса учащихся к физической культуре. В соответствии с процессами обучения двигательным действиям, развитием физических способностей оценка успеваемости включает в себя следующие виды учета: предварительный, текущий и итоговый.

Предварительный учет проводится на первых уроках учебного года, в начале изучения отдельных тем или разделов программы.

Данные предварительного учета следует фиксировать в специальных протоколах или рабочих тетрадях учителя. То же самое, как показывает опыт школ, целесообразно

осуществлять самим учащимся в дневниках самоконтроля, паспортах здоровья. *Текущий учет* позволяет учителю получить сведения о ходе овладения учащимся программным материалом. Это дает возможность оценить правильность выбранной методики обучения. В процессе урока текущая отметка может быть выставлена за любые слагаемые программного материала: усвоение знаний и контрольного двигательного умения, достигнутый уровень в развитии двигательных способностей, выполнение домашних, самостоятельных заданий, умение осуществлять физкультурно-оздоровительную деятельность. В отдельных случаях учитель суммирует полученные за занятие оценки в один поурочный балл. *Текущая оценка* на разных этапах обучения двигательному действию имеет свои особенности. При начальном разучивании техники предъявляется меньше требований, а само движение выполняется в облегченных условиях. На этапе повторения двигательного действия - в более сложных, специально созданных условиях. Наконец, на этапе совершенствования - в условиях соревнований, игры или в усложненных комбинациях. *Итоговая*

оценка выставляется за усвоение темы, раздела за четверть (в старших классах - за полугодие), учебный год. Она включает в себя текущие оценки, полученные учащимися за усвоение всех составляющих успеваемости: знания, двигательные умения и навыки, сдвиги в развитии физических способностей, умения осуществлять физкультурно-оздоровительную деятельность. [2]

Критерии оценки успеваемости по разделам программы. При оценке знаний учащихся по предмету «Физическая культура» надо учитывать их глубину, полноту, аргументированность, умение использовать их применительно к конкретным случаям и занятиям физическими упражнениями.

Оценка «5» выставляется за ответ, в котором учащийся демонстрирует глубокое понимание сущности материала, логично его излагает, используя в деятельности.

Оценка «4» ставится за ответ, в котором содержатся небольшие неточности и незначительные ошибки.

Оценку «3» за ответ, в котором отсутствует логическая последовательность, имеются пробелы в знании материала, нет должной аргументации и умения использовать знания на практике. Оценка «2» выставляется за непонимание и незнание материала программы.

С целью проверки знаний используются различные методы.

Оценка техники владения двигательными действиями, умениями и навыками:

«5» - двигательное действие выполнено правильно (заданным способом), точно в надлежащем темпе, легко и четко, учащиеся по заданию учителя используют их в нестандартных условиях; «4» - двигательное действие выполнено правильно, но недостаточно легко четко, наблюдается некоторая скованность движений;

«3» - двигательное действие выполнено в основном правильно, но допущена одна грубая или несколько мелких ошибок, приведших к неуверенному или напряженному выполнению. Учащийся по заданию учителя не может выполнить его в нестандартных и сложных в сравнении с уроком условиях; «2» - двигательное действие выполнено неправильно, с грубыми ошибками, неуверенно, нечетко. В числе методов оценки техники

владения двигательными основными действиями являются методы наблюдения, вызова, упражнения и комбинированный. [3] Подобными методами оценивается и владение способами и умениями осуществлять физкультурно-оздоровительную деятельность.

Школьники должны самостоятельно организовать места занятий, подобрать средства инвентаря, применять их в конкретных условиях, контролировать ход выполнения деятельности и оценивать итоги. Чтобы правильно и точно оценить уровень физической подготовленности учащегося, учителю следует учитывать два показателя. Первый - исходный уровень подготовленности в соответствии ныне действующей Комплексной программой физического воспитания. Второй - сдвиги ученика в показателях физической подготовленности за определенный период времени. При оценке сдвигов в показателях определенных качеств учитель должен принимать во внимание особенности развития

отдельных двигательных способностей, динамику их изменения у детей определенного возраста, исходный уровень. При прогнозировании прироста скоростных способностей, которые являются более консервативным в развитии, не следует планировать больших сдвигов. При прогнозировании же показателей выносливости в беге умеренной интенсивности, силовой выносливости темпы прироста могут быть выше. При оценке темпов прироста на отметку «5», «4», «3» учитель должен исходить из вышеприведенных аргументов. Поскольку в каждом конкретном случае предсказание этих темпов осуществить невозможно. Задания учителя по улучшению показателей физической подготовленности должны представлять определенную трудность, но быть реально выполнимыми. Достижение этих сдвигов при условии систематических занятий дает основание учителю для выставления высокой оценки.

Итоговая оценка успеваемости по физической культуре складывается из суммы баллов, полученных учащимся за все ее составляющие. При этом преимущественное значение имеют оценки за умения и навыки осуществлять собственно двигательную, физкультурно-оздоровительную деятельность. Учащиеся, отнесенные по состоянию здоровья к подготовительной медицинской группе, оцениваются на общих основаниях, за исключением тех видов двигательных действий и нормативов, которые им противопоказаны по состоянию здоровья. Школьники специальной медицинской группы оцениваются по уровню овладения ими раздела «Основы знаний», умений осуществлять физкультурно-оздоровительную деятельность и выполнения доступных для них двигательных действий.

Литература

1. Гужаловский А.А. Развитие двигательных качеств у школьников. - Минск: Народная асвета, 1978. - С.12.
2. Уроки физической культуры в IX – X классах средней школы /Под ред. Г.П. Богданова. - М.: Просвещение, 1987.- С.17-18.
3. Лях В. И. Развитие двигательных качеств школьников. - Минск: Полымя, 1989.- С.32.

УДК 796.462

Барьерные упражнения в тренировке легкоатлетов

**Б.Г. Романюк, Р.Р. Саитгалиев, К.Ж. Марденов,
Т.Х. Утегалиев**

*Актюбинский региональный государственный университет имени К.Жубанова
г. Актюбе, Казахстан*

Бұл мақалада спортшының жаттығу жасау мүмкіндігін арттыру, физикалық дайындықпен спортшыны шындау қарастырылады .

This article examines the impact of the barrier exercises to improve the effectiveness of training, enhance physical fitness athlete.

Кілт сөздер: спортшы, жаттығу, физикалық дайындық.

Key words: sportsman, training , physical preparation..

В легкоатлетическом спорте традиционно выделяются общеразвивающие и специальные упражнения. Остановимся на первых из них.

В настоящей статье не преследуется цель рассмотреть все многообразие этих упражнений. Мы остановимся только на барьерных, которые в работе со спортсменами нашей группы занимают центральное место при проведении ОФП и служат ведущим тренировочным средством.

Барьерные упражнения могут оказывать различный тренирующий эффект, что зависит от количества повторений, высоты препятствия и расстояния между ними. В свою очередь, выбор того или иного параметра обусловлен физической и технической готовностью атлета. Упражнения полезны на всех этапах годичного цикла в качестве разминочного средства, дополнительной и развивающей нагрузки.

Принципиальное преимущество БУ заключается в их динамизме, в единстве проявления быстроты, силы, ловкости, тонкой координации и технического мастерства. Сказанное важно почти для всех видов легкой атлетики.

Еще один весомый повод в пользу барьерных упражнений. Обычно при развитии скоростно – силовых качеств редко удается достигнуть соответствия между возможностями мышечного аппарата и прочностью сухожилий и связок. Когда такого единства нет, то спортсмену грозит травма.

Для укрепления сухожильно-связочного аппарата (кстати, на него приходится 14 – 16 % всех травм у легкоатлетов) требуется освоить большой объем специальных упражнений с невысокой интенсивностью и с максимально возможной амплитудой в суставах.

Указанным требованиям в значительной мере отвечают барьерные упражнения.

Мы рассмотрели общие вопросы, касающиеся применения упражнений. Конкретные рекомендации по их выполнению представлены ниже.

Упражнение 1. Перешагивания через плотно поставленные барьеры (10 барьеров, высота 76,2 см) поочередно левой ногой и правой ногой. Задача – развитие подвижности в тазобедренном суставе, укрепление мышц ног, спины и живота.

Упражнения выполняются на небольшой скорости. В подготовительном периоде оно может применяться в качестве силовой нагрузки (до 150 барьеров в одном занятии), а в сравнительном – для разминки (до 50 барьеров). По мере освоения упражнения высота барьеров увеличивается.

Возможные ошибки:

- подседание на опорной ноге,
- отставание таза.
- недостаточное сгибание ноги над барьером,
- при переходе барьера плечи отклоняются назад.

Упражнение 2. Перешагивания через препятствия (10 барьеров высотой 76,2 см через 100 – 120 см) барьерной техникой и сначала с одной, а затем с другой ноги . Упражнение развивает двигательную координацию и совершенствует технику перехода барьеров. По мере освоения упражнения возрастает скорость его исполнения и увеличивается высота препятствий. Необходимо обращать внимание на синхронную работу рук и ног.

Возможные ошибки:

- перенос маховой ноги через сторону,
- подседание на толчковой ноге перед барьером, в момент атаки на маховой ноге за барьером ,
- колено толчковой ноги не доходит до вертикали (относительно туловища спортсмена) перед остановкой на опору.

Упражнение 3. То же, что и упр.1, но выполняется с подскоком и через 10 – 20 барьеров, что достаточно эффективно для развития силовой выносливости. Это упражнение желательно исполнять в скоростном режиме с регистрацией времени: в подготовительном периоде следует преодолеть до 100 барьеров (2х20) с умеренной интенсивностью, а в соревновательном – до 50 (5х10) на предельной скорости.

Методические указания:

- толчковая нога при переносе через барьер должна быть максимально согнута в коленном суставе,
 - перед опусканием ноги за барьер не «выхлестывать» голень вперед.
- Упражнение 4.** То же, что упр. 2, но выполняется с подскоком (через 10 барьеров высотой 76,2 см (расстояние между ними 170 – 200 см).

Здесь имитируется барьерный бег, но с укороченной амплитудой движений и фазой полета, что требует дополнительных усилий при работе мышц стопы.

Возможные ошибки те же, что и в упр.2.

Упражнение 5. Прыжки через барьеры (10 барьеров высотой 76,2 – 91 см на расстоянии 120 – 400 см) с левой и с правой стороны. Над препятствием проносится только толчковая нога, на которую падает наибольшая нагрузка. Упражнение совершенствует координации движений, развивает прыгучесть и «быструю» силу, улучшает рессорную функцию стопы. Упражнение выполняется в один шаг. Маховая нога идет вне барьера. Приземлившись за барьер на маховую ногу, необходимо остаться на «высокой» стопе и сделать прыжковое движение вперед.

Квалифицированные атлеты, достигшие определенного технического совершенства в упр. 5, могут преодолевать барьеры через середину и применять стартовый разбег. Чем быстрее выполняется упражнение, тем выше его тренирующий эффект. Если расстояние между барьерами укорочено (120 – 200 см), то нужно стремиться к более быстрому опусканию маховой и толчковой ноги. При увеличении расстояния (до 4 м) внимание концентрируется на мощном отталкивании.

Упражнение 6. Перенос левой, затем правой ноги через край барьера (10 – 20 барьеров высотой 76,2 см вплотную друг к другу). Спортсмен продвигается боком по направлению движения. Упражнение оказывает преимущественное воздействие на мышцы стопы и передней поверхности бедра.

При выполнении упражнения ногу, согнутую в коленном суставе, нужно быстро поднять и стремительно опустить.

Возможная ошибка – перенос через барьер выпрямленной ноги.

В подготовительном периоде число упражнений в одном занятии доводится до 100, а в соревновательном – снижается до 50, но при этом повышается скорость исполнения.

Упражнение 7. Перешагивание через барьеры (расставленные, как в упр. 2) вперед – назад – вперед. По тренирующему характеру и технике исполнения оно аналогично упр. 2, но усложнено возвращением в исходное положение после преодоления каждого барьера.

Возможная ошибка- перенос маховой ноги через сторону.

Применять его разумно после освоения первого и второго упражнений в подготовительном периоде.

Упражнение 8. Прыжки через барьеры (расставленные на 100 – 150 см) на двух ногах. Это чисто прыжковое упражнение обладает мощным тренирующим эффектом, развивая мышцы ног, спины, живота. Особенно высокие требования предъявляются к мышцам стопы. Число и высота барьеров зависит от подготовленности спортсмена.

Это упражнение нужно выполнять в энергичной, упругой манере, приземляться на «заряженные» стопы, обращая внимание своевременный «подхват руками».

Возможные ошибки:

- перенос ног через сторону,
- плечи «заваливаются» вперед,
- продолжительность опорных фаз.

В подготовительном периоде упр. 8 служит развивающим средством, а в соревновательном – может использоваться в разминке с целью повышения мышечного тонуса.

На первых этапах подготовки наиболее рациональным является сочетание упр. 1-3. Число каждого в одном занятии не должно превышать 100.

После того, как спортсмен освоит технику упр. 1-3 и без предварительного напряжения будет выполнять не менее 300 упражнений, высота барьеров увеличивается и добавляются упр. 4 и 5.

Особую сложность по технике исполнения представляет упр. 5. Оно же требует от спортсмена и хорошей физической подготовленности. Поэтому в первых занятиях достаточно преодолевать 40 – 50 барьеров.

Если проводится самостоятельная барьерная тренировка, то число упражнений можно доводить до 500, обязательно соблюдая их последовательность (нумерация).

Когда тренировка посвящена развитию скоростных качеств, то для разминки полезны упр. 1, 3 и 4, где фиксируется время.

В занятиях с преимущественной направленностью на силовую выносливость используются упр. 3, 5 и 8. Число барьеров в одном повторении увеличивается до 20 (высота 76,2, оптимальное расстояние между барьерами 120 см). В данном случае целесообразно образовывать из этих упражнений серии, которые повторяются 3 -4 раза (то есть до 200 – 300 упр. За тренировку).

Для совершенствования специальных навыков бегуна – барьериста в разминке используется любое из описанных упражнений (кроме №8) с малым числом повторений (всего 150 – 200 упр.)

Указанные рекомендации успешно апробированы на практике спортсменами нашей группы.

Каждый спортсмен за год выполняет до 17 тысяч упражнений. Это позволило им существенно улучшить технику бега, укрепить опорно-связочный аппарат (особенно стопу), повысить скоростно-силовой уровень и увеличить длину шага за счет улучшения подвижности в тазобедренном суставе.

Литература

1. Легкая атлетика. Учебник. Под ред. А. Н. Макарова. - Москва: Просвещение, 1987г.
2. Учебник тренера по легкой атлетике. Под ред. Л. С. Хоменкова. - Москва: ФиС, 1982г.
3. Легкая атлетика, Под ред. А. Н. Останенко. – Москва: Высшая школа, 1970г.
4. Дидковский С. М. Скорость или выносливость? - Москва: ФиС, 1973г.
5. Сиренко В. А. Бег на средние дистанции. - К., Здоровье, 1985г.
6. Куц В. П. Будь первым. – Москва: ФиС, 1976г.
7. Пудов Н. И. Советы бегунам. - Москва: ФиС, 1983г.

АВТОРЛАРТУРАЛЫ МӘЛІМЕТТЕР
СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ
INFORMATION ON THE AUTHORS

Аверин Игорь Андреевич - младший научный сотрудник, Институт Аналитического приборостроения Российской Академии наук, город Санкт-Петербург, Российская Федерация.

Аксим Даниил Артурович - студент, Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, город Санкт-Петербург, Российская Федерация.

Алибек Наргиз Абаевна – магистрант 1 курса факультета «Искусствоведение», КазНАИ имени Т. Жургенова, город Алматы, Казахстан.

Алимпиева Татьяна Геннадьевна - кандидат исторических наук, доцент, кафедры «Государственно-правовых дисциплин», Актюбинский региональный государственный университет имени К. Жубанова, город Актобе, Казахстан.

Аннаоразов Джумадурды Сейтекович - кандидат исторических наук, старший преподаватель кафедры мировой истории, Туркменский государственный университет имени Махтумкули, город Ашхабад, Туркменистан.

Асылбекова Сауле Нурмухаммедовна - магистр физики, преподаватель, Назарбаев Интеллектуальная школа физико-математического направления, город Астана, Казахстан.

Ахметова Гульнур Жанайкызы - «Химия» мамандығының 4-курс студенті, Қ. Жұбанов атындағы Ақтөбе өңірлік мемлекеттік университеті, Ақтөбе қаласы, Қазақстан.

Vaimanova Gauhar Amankeldievna - is master's degree of department of theoretical and experimental physics, Aktobe regional state university named after K. Zhubanova, Aktobe city, Kazakhstan.

Baisanov Orda Abdualievich - is a candidate of phisico-mathematics sciences, senior teacher of department of construction and exploitation of radio electronic equipment, Military institute of air defensive named after T. Begeldinova, Aktobecity, Kazakhstan.

Бердников Александр Сергеевич - доктор физико-математических наук, ведущий научный сотрудник, Институт Аналитического приборостроения Российской Академии наук, город Санкт-Петербург, Российская Федерация.

Bizhanova Razia Volatovna - is a master's degree of department of theoretical and experimental physics, Aktobe regional state university named after K.Zhubanova, Aktobe city, Kazakhstan.

Бимурзаев Сеиткерим Бимурзаевич – доктор физико-математических наук, профессор кафедры компьютерных технологий, Алматинский университет энергетики и связи, город Алматы, Казахстан.

Галль Лидия Николаевна - доктор физико-математических наук, профессор, заведующая лабораторией масс-спектропии, Институт аналитического приборостроения РАН, город Санкт-Петербург, Российская Федерация.

Галль Николай Раннович - доктор физико-математических наук, ВНС лаборатории масс-спектропии Институт аналитического приборостроения РАН, Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, город Санкт-Петербург, Российская Федерация.

Ganiev Orihzhon - is a junior scientist of Institute of nuclear physics of ANPUs, Tashkentcity, Uzbekistan

Гасанов Эльнур Лятифоглу – Ph Din Historical sciences (кандидат исторических наук), Гянджинское отделение Национальной академии наук Азербайджана, город Гянджа, Азербайджан.

Гилимова Гульдана Ержанкызы - магистрант кафедры теоретической и экспериментальной физики, Актюбинский региональный государственный университет имени К. Жубанова, город Актобе, Казахстан.

Голиков Юрий Константинович - доктор физико-математических наук, профессор кафедры электронной оптики, Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, город Санкт-Петербург, Российская Федерация.

Гольцев Артем Алексеевич – магистрант кафедры «Промышленная электроника», Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования "Рязанский государственный радиотехнический университет", город Рязань, Российская Федерация.

Джунусова Диляра - докторант кафедры РЭТ, Казахский национальный исследовательский технический университет имени К.И. Сатпаева, город Алматы, Казахстан.

Дильмухамедова Айман Канатжановна - магистрант 2 курса специальности «История», Актюбинский региональный государственный университет имени К. Жубанова, город Актобе, Казахстан.

Досанова Бибигул Бағзалбайқызы - педагогика ғылымдарының кандидаты, доцент, Қ. Жұбанов атындағы Ақтөбе өңірлік мемлекеттік университеті, Ақтөбе қаласы, Қазақстан.

Доскеев Гималин Алтынбаевич - кандидат физико-математических наук, доцент кафедры экспериментальной и теоретической физики, Актюбинский региональный государственный университет имени К. Жубанова, город Актобе, Казахстан.

Дуйсенова Айнур Гайсиевна - магистрант кафедры теоретической и экспериментальной физики, Актюбинский региональный государственный университет имени К. Жубанова, город Актобе, Казахстан.

Ергашева Диана Рахимовна - магистрант кафедры компьютерных технологий, Алматинский университет энергетики и связи, город Алматы, Казахстан.

Есбосынов Кайратбек Тулеуович - магистр технических наук, преподаватель кафедры «Автомобильный транспорт и ОДД», Актюбинский региональный государственный университет им. К. Жубанова, город Актобе, Казахстан.

Есенгалиева Гулден Утежановна - физика магистрі, «Автоматтандыру және басқару» бөлімінің меңгерушісі, арнайы пән оқытушысы, АҚ «Ақтөбе политехникалық колледжі», Ақтөбе қаласы, Қазақстан.

Жалтырбаева Рауан Серікбайқызы - Экономика және құқық институты «Заң пәндері» кафедрасының оқытушысы, Қ. Жұбанов атындағы Ақтөбе өңірлік мемлекеттік университеті, Ақтөбе қаласы, Қазақстан.

Жангереев Зиннур Амангелдиевич - преподаватель кафедры физического воспитания, Актюбинский региональный государственный университет им. К. Жубанова, город Актобе, Казахстан.

Zholdasova Sanim Magzhanovna - is a candidate of physico-mathematics sciences, associate professor of department of experimental and theoretical physics, Aktobe regional state university named after K. Zhubanova, Aktobe city, Kazakhstan.

Zhumanov Sherzod Safaralievich - is a junior scientist of Institute of nuclear physics of ANPUs, Tashkentcity, Uzbekistan.

Ибраев Алпамыс Туякович - доктор физико-математических наук, профессор кафедры РЭТ, Казахский национальный исследовательский технический университет имени К.И. Сатпаева, город Алматы, Казахстан.

Иванов Борис Владимирович – инженер лаборатории наноматериалов АО «ВНИИНМ» имени академика А.А. Бочвара, город Москва, Российская Федерация.

Исаев Нурхат Жандоллаулы – магистрант кафедры теоретической и экспериментальной физики, Актюбинский региональный государственный университет имени К. Жубанова, город Актобе, Казахстан.

Исибаева Елизавета Имангалиевна – кандидат исторических наук, старший преподаватель кафедры «Государственно-правовых дисциплин», Актюбинский региональный государственный университет имени К. Жубанова, город Актобе, Казахстан.

Камбарова Жанар Турсуновна - доктор PhD, доцент, заведующая кафедрой экспериментальной и теоретической физики, Карагандинский государственный университет им. Е.А. Букетова, город Караганда, Казахстан.

Кантарбаев Нурлан Акимжанович - магистр технических наук, старший преподаватель кафедры «Автомобильный транспорт и ОДД», Актюбинский региональный государственный университет им. К. Жубанова, город Актобе, Казахстан.

Кенжебаев Кенжегали – физика-математика ғылымдарының докторы, профессор, Қ. Жубанов атындағы Ақтөбе өңірлік мемлекеттік университетінің ректоры, Ақтөбе қаласы, Қазақстан.

Когисов Сейт Мухамедярович – педагогика ғылымдарының кандидаты, доцент, Қ. Жубанов атындағы Ақтөбе өңірлік мемлекеттік университеті, Ақтөбе қаласы, Қазақстан.

Коненков Николай Витальевич - доктор физико-математических наук, профессор кафедры общей и теоретической физики и методики преподавания физики, Рязанский государственный университет имени С.А. Есенина, город Рязань, Российская Федерация.

Краснова Надежда Константиновна - доктор физико-математических наук, доцент кафедры физической электроники, Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, город Санкт-Петербург, Российская Федерация.

Кудрявцев Владимир Николаевич - кандидат физико-математических наук, НС лаборатории наноматериалов, АО «ВНИИИМ» имени академика А.А. Бочвара, город Москва, Российская Федерация.

Кузьмин Анатолий Григорьевич - кандидат физико-математических наук, СНС лаборатории масс-спектропии, Институт аналитического приборостроения РАН, город Санкт-Петербург, Российская Федерация.

Kurbanov Ulugbek Tazhibaeovich - is a candidate of physico-mathematics sciences, doctor of Institute of nuclear physics of АНРУз, Tashkentcity, Uzbekistan.

Курманбай Максат Серикбаевич - кандидат физико-математических наук, заведующий кафедрой экспериментальной и теоретической физики, Актюбинский региональный государственный университет имени К. Жубанова, город Актобе, Казахстан.

Курпишева Гульнара Жайлибаевна - педагогика және психология магистрі, Дене тәрбиесі кафедрасының оқытушысы, Қ. Жубанов атындағы Ақтөбе өңірлік мемлекеттік университеті, Ақтөбе қаласы, Қазақстан.

Қаржауова Жұпар Қасымқызы – «Құқықтану» мамандығының 2 курс студенті, Қ. Жубанов атындағы Ақтөбе өңірлік мемлекеттік университеті, Ақтөбе қаласы, Қазақстан.

Лесина Ирина Геннадиевна - СНС лаборатории наноматериалов, АО «ВНИИИМ» имени академика А.А. Бочвара, город Москва, Российская Федерация.

Лизунов Анатолий Викторович - мастер лаборатории наноматериалов, АО «ВНИИИМ» имени академика А.А. Бочвара, город Москва, Российская Федерация.

Манойлов Виктор Васильевич - доктор физико-математических наук, ВНС лаборатории масс-спектропии, Институт аналитического приборостроения РАН, город Санкт-Петербург, Российская Федерация.

Марденов Казбек Жанатович - старший преподаватель кафедры физического воспитания Актюбинского регионального государственного университета им. К. Жубанова, город Актобе, Казахстан.

Матышев Александр Александрович – доктор физико-математических наук, профессор, Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, город Санкт-Петербург, Российская Федерация.

Медеубаев Ерлан Ислямович – кандидат исторических наук, доцент, Актюбинский региональный государственный университет имени К. Жубанова, город Актобе, Казахстан.

Милешкин Юрий Анатольевич – кандидат физико-математических наук, ВНС лаборатории наноматериалов, АО «ВНИИИМ» имени академика А.А. Бочвара, город Москва, Российская Федерация.

Мухтаров Сейткерей Маликович – педагогика ғылымдарының кандидаты, Қ. Жұбанов атындағы Ақтөбе өңірлік мемлекеттік университеті, Ақтөбе қаласы, Қазақстан.

Мұратбек Бағила Құрманбекқызы – филология ғылымдарының кандидаты, доцент, Теориялық және қолданбалы тіл білімі кафедрасы, Қ. Жұбанов атындағы Ақтөбе өңірлік мемлекеттік университеті, Ақтөбе қаласы, Қазақстан.

Nazarenko Leonid Mihailovich - candidate of physico-mathematic sciences, leading researcher of Institute of nuclear physics NNC RK, Almaty city, Kazakhstan.

Нұрманова Айдана - «Химия» мамандығының 4 курс студенті, Қ. Жұбанов атындағы Ақтөбе өңірлік мемлекеттік университеті, Ақтөбе қаласы, Қазақстан.

Орманбеков Абдикалык Орынбасарович – старший преподаватель кафедры «Государственное регулирование экономики», НЭУ им. Т. Рыскулова, город Алматы, Казахстан.

Ponomarev Alexander Georgievich – is a doctor of physico-mathematics sciences, senior staff scientist managing the department of Physics of CPBS, Institute of the applied physics of HAN of Ukraine, Kyivcity, Ukraine.

Романюк Борис Григорьевич – старший преподаватель кафедры физического воспитания, Актюбинский региональный государственный университет им. К. Жубанова, город Актөбе, Казахстан.

Рязанцева Надежда Николаевна - доктор физико-математических наук, зав. лабораторией наноматериалов АО «ВНИИИМ» имени академика А.А. Бочвара, город Москва, Российская Федерация.

Сағындық Айгерим - докторант кафедры РЭТ, Казахский национальный исследовательский технический университет имени К.И. Сатпаева, город Алматы, Казахстан.

Сайтгалиев Рафаил Ралифович - старший преподаватель кафедры физического воспитания, Актюбинский региональный государственный университет им. К. Жубанова, город Актөбе, Казахстан.

Saparbayev Tazhibai - is a candidate of pedagogical sciences, a senior teacher of the department of general and theoretical physics, Eurasian National university named after L.N. Gumileva, Astanacity, Kazakhstan.

Саулебеков Арман Ормашович - доктор физико-математических наук, профессор кафедры теоретической физики, Казахстанский филиал Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова, город Астана, Казахстан.

Саченко Вячеслав Данилович - кандидат физико-математических наук, ВНС лаборатории масс-спектропии, Институт аналитического приборостроения РАН, город Санкт-Петербург, Российская Федерация.

Сведенцов Максим Леонидович - МНС лаборатории масс-спектропии, Институт аналитического приборостроения РАН, город Санкт-Петербург, Российская Федерация.

Семенов Александр Александрович - кандидат физико-математических наук, СНС лаборатории наноматериалов, АО «ВНИИИМ» имени академика А.А. Бочвара, город Москва, Российская Федерация.

Серегин Кирилл Евгеньевич – магистрант кафедры общей и теоретической физики и методики преподавания физики, Рязанский государственный университет имени С.А. Есенина, город Рязань, Российская Федерация.

Сигинов Илья Викторович - младший научный сотрудник Центра инновационных коллабораций, Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования "Рязанский государственный радиотехнический университет", город Рязань, Российская Федерация.

Соловьев Константин Вячеславович - кандидат физико-математических наук, доцент кафедры физической электроники, Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, город Санкт-Петербург, Российская Федерация.

Spivak-Lavrov Igor Feliksovich - is a doctor of physico-mathematics sciences, professor of department of experimental and theoretical physics, Aktobe regional state university named after K. Zhubanova, Aktobe city, Kazakhstan.

Трубицын Андрей Афанасьевич - доктор физико-математических наук, доцент, профессор кафедры «Промышленная электроника», Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования "Рязанский государственный радиотехнический университет", город Рязань, Российская Федерация.

Tulebergenov Sagyn Kuanishovich - is a candidate of physico-mathematics sciences, associate professor of department of physics of the condensed state, Aktobe regional state university named after K. Zhubanova, Aktobe city, Kazakhstan.

Умаров Малик Капенович – преподаватель кафедры физического воспитания, Актюбинский региональный государственный университет имени К. Жубанова, город Актобе, Казахстан.

Умирзаков Нурлан Адилжанович – преподаватель кафедры физического воспитания, Актюбинский региональный государственный университет имени К. Жубанова, город Актобе, Казахстан.

Умирзаков Умирбек Асхатович - «Химия» мамандығының 4-курс студенті, К. Жұбанов атындағы Ақтөбе өңірлік мемлекеттік университеті, Ақтөбе қаласы, Қазақстан.

Урбисина Нургуль Еркиновна - магистр права, старший преподаватель кафедры «Государственно-правовых дисциплин», Актюбинский региональный государственный университет имени К. Жубанова, город Актобе, Казахстан.

Утегалиев Тулеген Хайдарович - преподаватель кафедры физического воспитания, Актюбинский региональный государственный университет имени К. Жубанова, город Актобе, Казахстан.

Хасин Юрий Ильич - СНС лаборатории масс-спектрокопии, Институт аналитического приборостроения РАН, город Санкт-Петербург, Российская Федерация.

Холодов Максим Александрович - магистрант кафедры компьютерных технологий, Алматинский университет энергетики и связи, город Алматы, Казахстан.

Yavidov Bahram Yangibayevaich - is a doctor of physico-mathematics sciences, associate professor of department of methodology of teaching of physics, Nukus state pedagogical college named after Azhiniyaz, Nukus city, Uzbekistan.

Yakushev Evgenyi Mikhajlovich - is a doctor of physico-mathematics sciences, professor, main research worker, Institute of nuclear physics, Almaty city, Kazakhstan.

**«Қ. ЖҰБАНОВ АТЫНДАҒЫ АҚТӨБЕ ӨңІРЛІК МЕМЛЕКЕТТІК
УНИВЕРСИТЕТІНІҢ ХАБАРШЫСЫ»
ғылыми журналына мақалалар беру тәртібі**

Мақаланың рәсімделуі

1. Мақалалар компьютерде терілген жазбалар түрінде, бір данамен қабылданады. Сонымен қатар мақаланың Microsoft Word 2010 жүйесінде, жадыда электрондық нұсқасы да ұсынылады.
2. Қолжазбаларды авторлар мұқият тексеріп, қатесіз тапсыруы керек.
3. Мақала көлемі компьютерде терілген мәтінмен 3-10 бет (мәтін Times New Roman қарпімен теріледі, қаріп өлшемі-12) жадағай ара қашықтықта, абзацтық шегініс-1,25 см. Сондай-ақ мынадай жиектік өлшемдері сақталған болуы шарт: жоғарғы және төмен- 2 см. және сол жағы мен оң жағы-2 см.

Мақала құрылымының жалпы тәртібі

ӘОЖ (12 қаріп өлшемімен).

Мақаланың атауы (12 қаріп өлшемі, бас, қою әріптермен).

Автордың(лардың) аты-жөні. (12 қаріп өлшемімен, қою қаріптермен).

Аннотация үш тілде (10 қаріп өлшемімен, ашық курсивпен, көлемі -100 әріп белгісінен артық емес).

Мақаланың түйіндемесі және кілт сөздері болуы керек. (қазақ, орыс және ағылшын тілдерінде, 10 қаріп өлшемімен, тік қаріппен, сөздер – ашық курсивпен).

Мақалаға ғылым докторының немесе кандидаттың пікірі беріледі.

Автордың аты-жөні (толық), ғылыми дәрежесі, ғылыми атағы, жұмыс орны көрсетілуі керек. Сонымен қатар автор(лардың) пошталық мекен-жайы, қызметтік және мобильді телефон нөмірлері, электрондық поштасы қосымша ұсынылады.

Мақаланың мәтіні 12-ші қаріп өлшемімен басылады. Тәжірибелік сипаттағы мақалалар мынадай бөлімдерге бөлінеді: Кіріспе (бас тақырыпсыз), Материал және Зерттеу әдістемесі, Нәтижелер және оны талқылау, Тұжырым. Егер тақырыпшалар бар болса 12-ші қаріп өлшемімен, қою курсивпен теріледі. «Жаратылыстану ғылымдары» айдарында көрсетілетін өсімдіктер мен жануарлардың латынша атаулары мәтінде курсивпен көрсетіледі.

Суреттер мен кестелер мәтінде келтірілген тәртіп бойынша нөмірленеді, әр кесте мен суреттің жеке тақырыбы болуы керек, тақырып қою қаріппен жазылады.

Қысқартулар. Жалпыға белгілі өлшем бірліктерінің (физикалық, математикалық, химиялық терминдердің, т.б.) қысқаша аталуын көрсетуге болады. Барлық қысқартулар мен шартты шамалардың мәтінде толықтай атауы (10 қаріп өлшемімен) көрсетілуі керек. Мекемелердің атаулары мәтінде алғаш кездескенде толығымен жазылып, қасына жақшаның ішіне қысқартылған түрі көрсетіледі.

Әдебиеттер

Әдебиеттер 12-ші қаріп өлшемімен нөмірленіп, мақаланың ішіндегі сілтемелер төртбұрышты жақшалар арқылы көрсетіледі.

Пайдаланылған әдебиеттер тізімі 7.14-84. МЖСТ бойынша рәсімделуі керек, мысалы:

- 1) Автор. Мақаланың атауы//Журналдың атауы. Шыққан жылы. Томы. (мысалы, Т.2) Нөмірі (мысалы, №3).- Беттері (Б.34. немесе Б.15-24.)
- 2) Автор. Кітаптың атауы. Басылған жері. Баспа атауы. Шығарылған жылы. Беті.
- 3) Автор. Диссертацияның атауы. Қорғалған қала және ел атауы. Жоғары оқу орны атауы. Жылы.

*Мақаланың ішіндегі сілтемелер төртбұрышты жақшалар арқылы көрсетіледі.

Журналдың тақырыптық айдарлары

Физика-математика ғылымдары

Жаратылыстану ғылымдары

Техника ғылымдары

Филология ғылымдары

Тарих, философия және әлеуметтану

Экономика және құқық

Педагогика және психология

Өнер, мәдениет және спорт

Порядок приема статей в научный журнал «ВЕСТНИК АКТЮБИНСКОГО РЕГИОНАЛЬНОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО УНИВЕРСИТЕТА ИМ. К. ЖУБАНОВА»

Оформление рукописи

1. Статья должна быть представлена в электронном виде (на съемных накопителях) или по электронной почте. Электронная версия записывается в формате Microsoft Word 2010.
2. Рукописи должны быть тщательно выверены и отредактированы авторами.
3. Объем статей должен составлять 3-10 страниц (текст набирается шрифтом Times New Roman; размер кегля -12; межстрочный интервал – полуторный; абзацный отступ -1,25 см.) Поля: верхнее, нижнее – 2 см; левое, правое – 2 см.

Общий порядок расположения частей статьи

УДК (12 кегль)

Название статьи (12 кегль, жирн., прописные)

Инициалы, фамилия автор(ов) (12 кегль, жирн., прописные)

Место работы. (12 кегль, светлый курсив)

Аннотация на трех языках (на казахском, русском и английском, 10 кегль, объем не более 100 знаков)

Ключевые слова на трех языках (на казахском, русском и английском, 10 кегль, прямым шрифтом, сами слова – светлым курсивым)

К статье прилагается рецензия доктора или кандидата наук.

Ф.И.О автора(ов) указываются без сокращений, место работы, почтовый и электронный адрес, а также служебные и мобильные номера телефонов.

Текст статьи (12 кегль). В статьях экспериментального характера должны быть разделы: Введение (без заголовка), Материал и методика исследований, Результаты и их обсуждение, Выводы. Подзаголовки набираются по центру. (12 кегль, жирным курсивом)

В рубрике «Естественные науки» латинские названия растений и животных, приводящиеся в тексте выделяются курсивым.

Таблицы и рисунки нумеруются в порядке упоминания их в тексте, каждая таблица и рисунок должны иметь свой заголовок (жирным строчным шрифтом), текст таблицы 10 шрифтом.

Сокращения. Разрешаются лишь общепринятые сокращения – названия мер, физических, химических и математических величин и терминов и т.п. Все сокращения должны быть расшифрованы, за исключением небольшого числа общеупотребительных. Названия учреждений при первом упоминании их в тексте даются полностью и сразу же в скобках приводится общепринятое сокращение.

Литература

Список использованных источников должен быть оформлен в соответствии с ГОСТ 7.1-84.

Например:

- 1) Автор. Название статьи//Название журнала. Год издания. Том. (например, Т.26) Страница. (С.34. или С.15-24)
- 2) Автор. Название книги. Место издания. Издательство. Год издания. Страница.
- 3) Автор. Название диссертации. Название города и страны. Название ВУЗа. Год.

*Номера литературных источников указываются в квадратных скобках.

Тематические рубрики журнала:

Физико-математические науки

Естественные науки

Технические науки

Филологические науки

История, философия и социология

Экономика и право

Педагогика и психология

Искусство, культура и спорт

Rules of submitting articles for publication in the scientific journal “BULLETIN OF AKTOBE REGIONAL STATE UNIVERSITY NAMED AFTER K. ZHUBANOV”

Registration of the manuscript

1. The article is to be submitted in electronic form (on mass storage devices) or by e-mail. The electronic version is to be made in Microsoft Word, 2010 format.
2. The manuscripts are to be carefully verified and edited by the authors.
3. The length of articles is to make up 3-10 pages (the text is typed by the Times New Roman font; font size-12; a line spacing – one-and-a-half; paragraph indentation -1,25 cm). Margins: top, lower – 2 cm; left, right – 2 cm.

General order of an arrangement of parts of article

- *UDC (font size 12)
- * Headline of the article (font size 12, bold type, capital letters)
- * Initials, authors' surnames (font size 12, bold type, capital letters)
- *Place of employment (font size 12, light italic)
- *Abstracts in three languages (Kazakh, Russian and English, font size 10, length up to 100 units)
- * Key words in three languages (Kazakh, Russian and English, font size 10, upright font, words – in light italic)
- * A referee report of a Doctor or Candidate of Sciences is to be attached to the article.
- *The author(s)' names are to be written in full form, place of employment, a postal and e-mail address, and also office and mobile phone numbers.

The text of the article (font size 12). Articles of experimental character are to contain the following sections: Introduction (without heading), Material and technique of research, Results and their discussion, Conclusions. Subtitles are printed on the center. (font size 12, bold italic type). In the heading "Natural Sciences" the Latin names of plants and animals which are provided in the text are printed in italic type. .

Tables and drawings are numbered as their mention in the text, each table and drawing have to have the heading (bold lower case font), the text of the table is to be printed by font 10..

Abbreviations. Only the standard abbreviations – names of measures, physical, chemical and mathematical values and terms, etc. are allowed. All abbreviations are to be expanded, except for a small number of the most common ones. Names of institutions are to be given fully at their first mention in the text and at once the standard abbreviation is to be given in brackets.

List of references

The list of the sources used is to be issued according to National State Standard 7.1-84.

For instance:

- 1) Author. Name of article//Name of the magazine. Publication date. Volume. (for example, V.26) Page. (P. 34. or Page. 15-24)
- 2) Author. Name of the book. Publication place. Publishing house. Publication date. Page.
- 3) Author. Name of the thesis. Name of the city and country. Name of Higher education institution. Year.

- * Numbers of references are specified in square brackets.

Thematic sections of the journal:

Physical and Mathematical Sciences
Natural Sciences
Technical Sciences
Philological Sciences
History, Philosophy and Sociology
Economics and Law
Pedagogics and Psychology
Art, Culture and Sport

Қ.Жұбанов атындағы Ақтөбе өңірлік мемлекеттік университетінің
ХАБАРШЫСЫ
ВЕСТНИК

Актюбинского регионального государственного университета им. К. Жубанова

2005 жылдан бастап шығады

Издается с 2005 года

Үш айда бір рет шығады

Выходит один раз в три месяца

Редакция мекен-жайы:
030000, Ақтөбе қаласы,
Ә. Молдағұлова д-лы, 34
Қ. Жұбанов атындағы
Ақтөбе өңірлік мемлекеттік
университеті

Адрес редакции:
030000, город Актобе,
пр-т А. Молдагуловой, 34
Актюбинский региональный
государственный университет
имени К. Жубанова

Телефон, факс: 8(7132) 241831, e-mail: vestnikarsu14@mail.ru

Жауапты редактор: Қараша Г.Д.
Корректор: Жукетаева С.Е.

Шығарылған күні 20.06.2016
Форматы А4. Көлемі 36,5 баспа табақ. Таралымы 300 дана.
Тапсырыс № 274 Бағасы келісім бойынша.
Қ. Жұбанов атындағы Ақтөбе өңірлік мемлекеттік университетінің
баспа орталығында басылды.
Мекен-жайы: Ақтөбе қаласы, Ағайынды Жұбановтар көшесі, 263

Дата выхода 20.06. 2016
Формат А4. Объем 36,5 п.л. Тираж 300 экз.
Заказ № 274 Цена договорная.
Отпечатано в издательском центре
Актюбинского регионального государственного университета имени К. Жубанова
Адрес: г. Актобе, ул.Бр. Жубановых, 263

Жарияланған мақала авторларының пікірі редакция көзқарасын білдірмейді.
Мақала мазмұнына авторлар жауап береді.

Опубликованные материалы авторов не отражают точку зрения редакции.
За содержание статьи ответственность несут авторы.
