

ҚАРАҒАНДЫ  
УНИВЕРСИТЕТІНІҢ  
ХАБАРШЫСЫ

ВЕСТНИК

КАРАГАНДИНСКОГО  
УНИВЕРСИТЕТА

ISSN 0142-0843

ФИЗИКА сериясы  
№ 3(63)/2011  
Серия ФИЗИКА

Шілде–тамыз–қыркүйек  
1996 жылдан бастап шығады  
Жылына 4 рет шығады

Июль–август–сентябрь  
Издается с 1996 года  
Выходит 4 раза в год

Собственник РГКП **Карагандинский государственный университет  
имени Е.А.Букетова**

Бас редакторы — Главный редактор

**Е.К.КУБЕЕВ,**

**академик МАН ВШ, д-р юрид. наук, профессор**

*Зам. главного редактора*

Х.Б.Омаров, д-р техн. наук

*Ответственный секретарь*

Г.Ю.Аманбаева, д-р филол. наук

*Серияның редакция алқасы — Редакционная коллегия серии*

А.О.Саулебеков,

редактор д-р физ.-мат. наук;

К.К.Кусайынов,

редактор д-р техн. наук;

Т.А.Кокетайтеги,

д-р физ.-мат. наук;

Н.Х.Ибраев,

д-р физ.-мат. наук;

К.М.Арынгазин,

д-р пед. наук;

И.В.Брейдо,

д-р техн. наук;

Л.М.Ким,

д-р физ.-мат. наук

С.Д.Джуманов,

д-р физ.-мат. наук (Узбекистан);

М.М.Кидибаяв,

д-р физ.-мат. наук (Кыргызстан);

З.Ж.Жанабаев,

д-р физ.-мат. наук;

Г.В.Климушева,

д-р физ.-мат. наук (Украина);

С.А.Кумеков,

д-р физ.-мат. наук;

В.М.Лисицын,

д-р физ.-мат. наук (Россия);

И.А.Огородников,

д-р физ.-мат. наук (Россия);

Г.И.Пилипенко,

д-р физ.-мат. наук (Россия);

С.В.Плотников,

д-р физ.-мат. наук;

Л.А.Пунг,

д-р физ.-мат. наук (Эстония);

А.Ж.Турмухамбетов,

д-р физ.-мат. наук;

К.Ш.Шункеев,

д-р физ.-мат. наук;

Л.В.Чиркова,

ответственный секретарь

канд. техн. наук, доцент

*Адрес редакции:* 100028, г. Караганда, ул. Университетская, 28

Тел.: (7212) 77-03-69 (внутр. 1026); факс: (7212) 77-03-84.

E-mail: [vestnick\\_kargu@ksu.kz](mailto:vestnick_kargu@ksu.kz). Сайт: <http://www.ksu.kz>

Редакторы *Ж.Т.Нұрмұханова*

Редактор *И.Д.Рожнова*

Техн. редактор *Д.Н.Муртазина*

Издательство Карагандинского  
государственного университета  
им. Е.А.Букетова

100012, г. Караганда,

ул. Гоголя, 38,

тел., факс: (7212) 51-38-20

e-mail: [izd\\_kargu@mail.ru](mailto:izd_kargu@mail.ru)

Басуға 22.09.2011 ж. қол қойылды.

Пішімі 60×84 1/8.

Офсеттік қағазы.

Көлемі 9,0 б.т.

Таралымы 300 дана.

Бағасы келісім бойынша.

Тапсырыс № 649.

Подписано в печать 22.09.2011 г.

Формат 60×84 1/8.

Бумага офсетная.

Объем 9,0 п.л. Тираж 300 экз.

Цена договорная. Заказ № 649.

Отпечатано в типографии  
издательства КарГУ  
им. Е.А.Букетова

© Карагандинский государственный университет, 2011

Зарегистрирован Министерством культуры, информации и общественного согласия Республики Казахстан.

Регистрационное свидетельство № 1131–Ж от 10.03.2000 г.

## МАЗМҰНЫ

### КОНДЕНСАЦИЯЛАНҒАН КҮЙДІҢ ФИЗИКАСЫ

<i>Бақтыбеков Қ.С., Кутумова Ж.Б.</i> Қатты дене беттерін реттеудегі мультифракталдық талдаудың маңыздылығы .....	3
<i>Жантурина Н.Н., Шункеев К.Ш.</i> КІ және RbI кристалдарындағы торды жан-жақты қысқанда экситондардың тұрақталу кинетикасын модельдеу.....	8
<i>Көкетайтегі Т.Ә., Балтабеков А.С., Тагаева Б.С., Әлмагамбетова Қ.Н.</i> KDP кристалдарындағы радиациялық процестерге марганец қоспалық иондарының әсер ету ерекшеліктері .....	13
<i>Тәжібаева Г.Б., Калитова А.А., Әбілқалықова Р.Б., Квеглис Л.И.</i> Динамикалық жүктеменің әсерінен Ni және Cu негізіндегі қорытпаларындағы қаттыфазалық ауысулар .....	18
<i>Юров В.М.</i> Трибологиялық жүйелерінің өздік ұйымдасу шарттары .....	27

### ЖЫЛУ ФИЗИКАСЫ ЖӘНЕ ТЕОРИЯЛЫҚ ЖЫЛУ ТЕХНИКАСЫ

<i>Поярков И.В., Мұхамеденқызы В., Ақтолықын Ш.</i> Тетіктік диффузиондық арна .....	36
--	----

### АСПАПТАР ЖӘНЕ ЭКСПЕРИМЕНТ ТЕХНИКАЛАРЫ

<i>Саулебеков А.О., Трубицын А.А., Қамбарова Ж.Т.</i> Электростатикалық гексапольді-цилиндрлік айналық энергоанализаторды компьютерлік модельдеу.....	40
---	----

### ТЕХНИКАЛЫҚ ФИЗИКА

<i>Юров В.М., Ыбыраев Н.Х., Гученко С.А.</i> Әр түрлі катодтарды бір уақытта шашыратып нанокұрылымды жабдықтарды синтездеу .....	45
--	----

### ФИЗИКАНЫҢ ӘДІСТЕМЕСІ

<i>Ильина Л.Ф., Ещанова А.М.</i> Жоғары оқу орындарындағы жалпы физика курсында тасымал құбылыстарын оқытудың әдістемесі.....	53
<i>Сақытова С.Е., Жұманова Р.И., Қамбарова Ж.Т., Әбілжанова Ф.Б.</i> «Газ заңдары» тақырыбын оқытуда инновациялық технологияларды қолдану әдістемесі .....	62

### ПЕРСОНАЛИИ

Профессор М.П.Тонконогов жайлы естелік.....	69
АВТОРЛАР ТУРАЛЫ МӘЛІМЕТТЕР .....	71

## СОДЕРЖАНИЕ

### ФИЗИКА КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ

<i>Бактыбеков К.С., Кутумова Ж.Б.</i> Важность использования мультифрактального анализа в классификации поверхностей твердых тел....	3
<i>Жантурина Н.Н., Шункеев К.Ш.</i> Моделирование кинетики автолокализации экситонов в кристаллах КІ и RbI при всестороннем сжатии решетки .....	8
<i>Кокетайтеги Т.А., Балтабеков А.С., Тагаева Б.С., Альмагамбетова К.Н.</i> Особенности влияния примесных ионов марганца на радиационные процессы в кристаллах KDP.....	13
<i>Тажібаева Г.Б., Калитова А.А., Абылқалықова Р.Б., Квеглис Л.И.</i> Твердофазные превращения, инициированные динамической нагрузкой в сплавах на основе Ni и Cu .....	18
<i>Юров В.М.</i> Условия самоорганизации трибологических систем.....	27

### ТЕПЛОФИЗИКА И ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ТЕПЛОТЕХНИКА

<i>Поярков И.В., Мухамеденқызы В., Ақтолықын Ш.</i> Щелевой диффузионный канал .....	36
--	----

### ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

<i>Саулебеков А.О., Трубицын А.А., Камбарова Ж.Т.</i> Компьютерное моделирование электростатического гексапольно-цилиндрического зеркального энергоанализатора.....	40
---	----

### ТЕХНИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

<i>Юров В.М., Ибраев Н.Х., Гученко С.А.</i> Синтез наноструктурных покрытий при одновременном распылении различных катодов .....	45
--	----

### МЕТОДИКА ФИЗИКИ

<i>Ильина Л.Ф., Ещанова А.М.</i> Методика изучения явлений переноса в вузовском курсе общей физики .....	53
<i>Сакипова С.Е., Жуманова Р.И., Камбарова Ж.Т., Абылжанова Ф.Б.</i> Методика применения инновационных технологий при изучении темы «Газовые законы».....	62

### ПЕРСОНАЛИИ

Воспоминания о профессоре М.П.Тонконогове	69
СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ.....	71

---

# КОНДЕНСАЦИЯЛАНҒАН КҮЙДІҢ ФИЗИКАСЫ ФИЗИКА КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ

ӘОЖ 539.211

Қ.С.Бақтыбеков, Ж.Б.Кутумова

*Л.Н.Гумилев атындағы Еуразия ұлттық университеті, Астана (E-mail: kutumova\_zhb@enu.kz)*

## Қатты дене беттерін реттеудегі мультифракталдық талдаудың маңыздылығы

Мақала қатты дене беттерін мультифракталдық талдау әдістерін қолдану арқылы реттеуге арналған. Мақаланың өзектілігі мультифракталдық тәсілдің зерттелетін құрылымға қатысы бір емес, фракталдық өлшемділіктердің бірқатар санын бере алуымен шартталады, жалпы жағдайда бұл өлшемділіктердің саны шексіз болуы мүмкін және осы себепті сандық сипаттауы қиынға соғатын күрделі беттердің құрылымдық сипаттамаларын сандық бағалауға мүмкіндік туады. Жоғарыда аталғанға байланысты мультифракталдық әдістің қатты денелер беттерінің құрылымын талдауға қолдану өзекті екендігі көрсетілді. Қатты денелер беттері құрылымының ерекшеліктерін анықтау жұмысы жүргізілді. Мультифракталдық тәсілдеме әдістерін құрылымдардың топографиялық кескіні арқылы сипаттауға қолдану мүмкіндігі негізделген.

*Кілтті сөздер:* мультифракталдық талдау, қатты дене беттері, құрылым, бет жабындының топографиясы, фракталды өлшемдер.

Бізді қоршаған ортада болатын құбылыстарды сипаттайтын динамикалық жүйелердің көбісі өте күрделі болатындықтан, олар математикалық талдаудың дәстүрлі әдістерімен толығымен айқындала алмайды. Сондықтан бүгінгі таңда құрылымы біртекті емес, статистикалық реттелген жүйелерді сипаттау үшін фракталдық геометрия талдауының әдістері қолданылады. Фракталдық түсініктердің физикадағы маңыздылығы күрделі жүйелерді зерттеуде айқындалады. Өзін-өзі реттеу құбылысы сызықты емес динамикалық жүйенің элементтері жүйе құрылымында реттеле бастауында айқын көрінеді, оның нәтижесінде тұрақты немесе тұрақты емес кеңістіктік құрылымдар пайда болады.

Фракталдар — өзіне-өзі ұқсастық қасиетіне ие, пішіні тілінген геометриялық объектілер. Өзіне-өзі ұқсастық фракталдың негізгі сипаттамасы ретінде фракталдың масштабтың кең диапазонында біркелкі құралған. Осылайша, үлкейту кезінде фракталдың кіші фрагменттері үлкен фракталға ұқсас болады. Идеалды жағдайда өзіне-өзі ұқсастық фракталдық объектінің созылуына байланысты инвариантты екендігі, яғни, оған дилатациялық симметрия тән. Дилатациялық симметрия масштаб өзгерісі кезінде фракталдың негізгі геометриялық ерекшеліктерінің өзгермейтіндігін болжайды. Фракталдарды көбінесе геометриялық, алгебралық және стохастикалық деп бөледі. Геометриялық фракталдар өзіне-өзі ұқсастық қасиеті ең көрнекі көрсетілетін фракталдар болып табылады. Мұндай объектілерге Серпинский үшбұрышы, Кантор жиынтығы, Серпинский салфеткасы және т.б. жатады. Алгебралық фракталдарды құру үшін қарапайым алгебралық формулалар арқылы берілетін сызықты емес суреттемелер итерациясы қолданады. Оларға Мандельброт жиынтығы, Жюлиа жиынтығы және т.б. жатады. Белгілі бір жағдайда стохастикалық фракталдар мультифракталдар деп те аталады. Сондай-ақ табиғи және жасанды фракталдар деп те айқындайды. Жасанды фракталдар ғалымдар қолымен жасалғандықтан, кез келген масштабта фракталдық қасиетке ие. Ал табиғи фракталдардың «тіршілігіне» шектеу бар, себебі олардың фракталдық қасиеттері байқалатын белгілі бір максималды және минималды өлшемі болады.

Барлық тұрақты фракталдар масштабты инварианттық қасиетіне ие, олардың скейлингтік құрылымы бір масштабты көбейткішпен анықталады. Алайда нақты жағдайдың көбісінде масштабты

көбейткіштер біртекті емес, ал фракталда скейлингтердің спектрі болады. Мұндай фракталдық құрылымдар мультифракталдар болып табылады және де шексіз өлшемдер жиынымен сипатталады. Бұл құрылымдарды зерттеуде қолданылатын әдіс тек талданатын үлгінің геометриясын ғана емес, сондай-ақ оның физика-химиялық қасиеттерінің мультифракталдық спектрінің параметрлерімен байланысын мультифракталдық өлшемдер түрінде анықтауға мүмкіндік береді.

Ұсынылып отырған мақала қатты денелердің беттерінің фракталдық құрылымын зерттеуде мультифракталдық талдаудың қолданылу аясына арналған. Мультифракталдық талдау фракталдық құрылымдарды мөлшерлік сипаттауға мүмкіндік беретін бірқатар статистикалық параметрлердің жиынын береді. Мұндай объектілердің маңызды ерекшелігі — оларды сипаттау үшін тек бір ғана фракталдық өлшемділікті емес, сонымен қатар мультифракталдың негізгі атрибуты болып табылатын спектрін де қолдану қажет.

Жүйенің мультифракталдық параметрлеріне Реньидің жалпыланған өлшемділігі және мультифрактал спектрінің функциясын жатқызады. Реньидің  $D_q$  жалпыланған фракталдық өлшемділігі спектрі зерттелінетін нүктелер жиынтығы қаншалықты тұрақты еместігін көрсетеді. Қарапайым  $D$  фракталдық өлшемділікті тұрақты фрактал жағдайында, барлық бос емес ұяшықтарда бірдей нүктелер саны болады (яғни фрактал бір текті болып табылады). Ал егер де нүктелердің ұяшықтар бойынша таралуы біркелкі болмаса, фрактал бір текті емес болады да, мультифрактал болып есептеледі, және де оны сипаттау үшін  $D_q$  жалпыланған өлшемділіктер жиыны (спектрі) қажет.

Реньи энтропиялары деп те аталатын,  $D_q$  жалпыланған өлшемділіктері мына қатынастармен анықталады:

$$D_q = \begin{cases} \frac{1}{1-q} \ln \sum_{i=1}^N p_i^q & q \neq 1; \\ -\sum_{i=1}^N p_i \ln p_i & q = 1. \end{cases}$$

Мұндағы  $q_i$  —  $p_i$  берілген салмақ үшін сингулярлық көрсеткіш.  $D_q$  жалпыланған өлшемділігінің шамалары Лежандр түрлендірулерімен  $f(\alpha)$  мультифрактал спектрінің функцияларымен байланысты.  $f(\alpha)$  функциясының физикалық мағынасы,  $q$  берілген шамасында басыңқы үлесін беретін, бастапқы көптен кейбір бір текті фрактал жиынтығының Хаусдорфтық өлшемділігін береді. Әр түрлі  $\alpha$  кезінде  $f(\alpha)$  функциясының әр түрлі мәндерінің жиынтығы бастапқы көпті бөліп тастауға болатын, бір текті жиынтықтар фрактал өлшемділіктерінің спектрі болып табылады.

$D_q$  және  $f(\alpha)$  параметрлері зерттелетін жүйенің бір тектілік және реттілігінің дәрежесін анықтауға мүмкіндік береді.

Бір тектілік параметрі қарастырылатын құрылымның геометриялық бірдей учаскелерін  $p_i$  ықтималдылықтарымен сипаттауға болады. Құрылым элементтерінің бет бойынша тең ықтималды таралуынан ауытқу жүйедегі бір тектіліктің бұзылуының көрінісі болып табылады. Бір текті жүйе жоғарыда аталған ықтималдылықтардың жиынтығымен анықталатын  $f(\alpha)$  мультифрактал спектрінің параболалық функциясымен сипатталады. Осы жағдайда ең кіші шаршылар әдісімен орындалған  $f(\alpha)$  функциясының шаршылық аппроксимациясы  $R^2 = 1$  коэффициентімен анықталған. Жүйеде біртектілік дәрежесі жоғары болған сайын,  $f(\alpha)$  спектрі параболалықтан соншалықты үлкен ауытқитын болады, яғни  $0 < R^2 < 1$ . Осыдан  $R^2$  шамасын құрылымның бір тектілік көрсеткіші ретінде қабылдауға болады.

$\Delta$  реттілік параметрін  $D_1 - D_\infty$  айырымның көмегімен анықтауға болады, мұнда  $D_1$  ақпараттық өлшемділігі құрылым симметриясының бұзылу дәрежесін сипаттайды, ол белгілі бір ұяшықтағы нүктенің орналасқан жерін анықтайтын ақпаратты сипаттайтындықтан, осындай атқа ие болған және де ұяшық өлшемінің нольге ұмтылғандағы нүкте орнын анықтайтын ақпараттың қалай ұлғаятынын көрсетеді, ал  $D_\infty$  шамасы бастапқы параметрді анықтаудағы қатенің ықтималдылығымен байланысты. Сонда  $\Delta = D_1 - D_\infty$  шамасы үлкен болған сайын, жүйе реттілігінің дәрежесі соншалықты жоғары болады [1].

Жоғарыда аталған  $\Delta$  және  $R^2$  параметрлері жүйе элементтерінің жазықтықтарға таратудың негізгі үш типін айқындауға рұқсат етеді: бейберекет, мультифрактал және монофрактал. Жүйенің элементтерін бейберекет тарату өз құрылымы бойынша бір текті ( $R^2 = 1$ ) және ретті болып табылмайды ( $\Delta \rightarrow 0$ ). Анықтама бойынша, мультифрактал бір текті емес ( $0 < R^2 < 1$ ), бірақ құрылымды құратын элементтердің орналасуындағы кейбір реттілігіне ие ( $\Delta \neq 0$ ). Өзіне-өзі ұқсас классикалық фракталдар (монофракталдар) абсолют бір тектілікпен ( $R^2 = 1$ ) және реттілікпен сипатталады. Олардағы барлық  $D_q$  жалпыланған фракталдық өлшемділіктер бір-біріне сәйкес келеді. Хаусдорфтық өлшемділік мультифракталдың ең қарапайым сипаттамасы болғандықтан, ол



мультифракталдың статистикалық қасиеттері жайлы ақпарат бере алмайды. Жүйелі фракталдар үшін жалпыланған фракталдық өлшемділіктердің спектрі  $D = D(q=0)$  бір Хаусдорфтық өлшемділікке азғындалатындықтан, онда осы жағдайда реттілік параметрін жоғарыда көрсетілген әдіспен есептеу мүмкін емес болып табылады.

Жүйеде элементтерді ретті және бейберекет таратуын, бірінші жағдайда екіншісімен салыстырғанда, үнемі кіші болатын, «энтропия» түсінігін қолдана отырып, айыруға болады.  $S$  ақпараттық энтропиясы құрылымның өзін-өзі реттеу деңгейін сипаттайды және құрылымның пайда болуы немесе жойылуы кезінде  $p_i$  ықтималдылығымен алынатын, синергетикалық ақпараттың орташа мәні ретінде анықталады [2]:

$$S = -\sum_i p_i \ln p_i, \sum_i p_i = 1.$$

Жалпы, табиғи фракталдық құрылымдар қатаң түрде тұрақты болмайды, олар әр түрлі кеңістіктік масштабтарда әр түрлі ұқсастық коэффициенттеріне ие. Мұндай объектілерді мультифракталдар деп атайды. Осы жұмыста қарастырылатын құрылымдар мультифракталдық объектілер, яғни құрамында әр түрлі фракталды өлшемділікке ие жиынтықшалары бар тұрақты емес фракталдық жиынтық ретінде, қарастырылды.

Беттерді олардың топографиясы бойынша іріктеу жүргізілді. Іріктеу нәтижесінде қатты денелердің беттері топталды. Олардың жалпы саны әзірге 10 дана. Топтарға мультифракталдық талдау жүргізіліп, жоғарыда аталған мультифракталдық параметрлер анықталды.

Талдау жүргізу үшін қолданылған «Мультифракталдық талдау» бағдарламасының жұмыс ретін келесідей суреттеуге болады: бағдарламаның зерттелінетін құрылымның суреті бар графикалық файлды оқуы; бұл ретте суретті алдын ала растрлық форматты 2 түсті кескінге айырбасталады (конвертация), суреттің пиксельдегі өлшемі суреттің өз өлшемімен анықталады.

Осыдан кейін суретті сандық форматқа енгізу жүреді, оның нәтижесінде компьютер жадына мәліметтердің екілік матрицасы енгізіледі, ол матрицаның әрбір элементіне суреттің 1 пикселі сәйкес келеді. Егер матрица элементіне сәйкес келетін кескін пикселі суреттегі белгілі бір құрылымдық құрылымға сәйкес келсе, онда оған «1» мәні беріледі, егер де пиксель басқа салмақ түсетін бетке сәйкес келсе, онда «ноль» мәні беріледі.

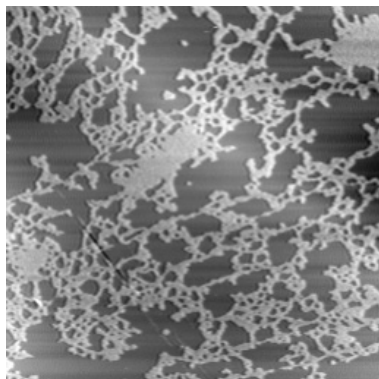
*Зерттелінетін құрылымды масштабты бөлу әдісін таңдау.* Сурет өлшеміне байланысты матрицаны есептеу жүргізілетін торларға бөлудің екі нұсқасы ұсынылады. Есептеудің бірінші нұсқасы матрицаны бөлуге оның өлшеміне еселі сан ұсынады. Бұл әдісті  $N$  элементтер саны жолы (бағанасы) бойынша жай сан болып табылмайтын шаршылы матрицаға қолданған ыңғайлы. Екінші әдістің дәлдігі төмендеу, себебі матрицаға салынатын тор ұяшықтарының өлшемі 2-ден  $N$ -ге дейінгі барлық мәндерді қабылдайды. Бұл кезде матрица шеттері бойынша нәтижелер мәндерінің бұзылуы мүмкін. Осылайша, ұяшықтың минималды өлшемі  $2 \times 2$  пиксель болса, максималды өлшемі суреттің барлық мөлшеріне сәйкес келеді.

Мәліметтерді компьютерлік өңдеу, бұл кезеңде бағдарлама жоғарыда аталған мультифракталдық сипаттамалар бойынша есептеу жүргізеді. Реньидің жалпыланған өлшемділігін және мультифракталдық спектр функциясын есептеу диапазоны  $q \in [-100, 100]$  интервалында шектелген, себебі әрі қарай  $D_q$  және  $f(\alpha)$  шамаларының өзгерісі елеусіз. Кейбір мәлімет көздерінде, параметр өзгерісі интервалы  $-40 \leq q \leq 40$  жеткілікті деп есептелсе [3], басқа мәліметтер бойынша, интервалды  $-160 \leq q \leq 160$  дейін кеңейту қажет [4]. «Мультифракталдық талдау» бағдарламасының есептеу диапазонының максималды ықтимал мәні  $q \in [-700, 700]$  сәйкес келеді.

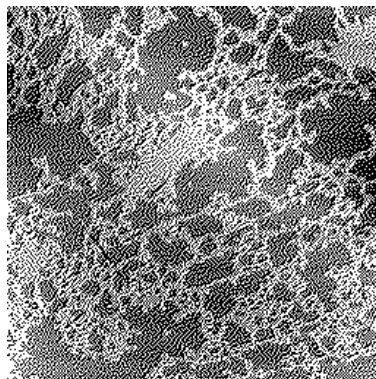
Математикалық фракталдың өзіне-өзі ұқсастықтың ең үлкен және ең кіші масштабтары болмау керек, яғни, жиынтықтың минималды элементтерінің өлшемі нольге ұмтылады, ал барлық жиынтықтың өлшемдері шексіз үлкен болу керек, дегенмен, кез келген физикалық құрылым шеткі ең кіші масштабқа ие, ал құрылым әрдайым шектелген кеңістікте орналасады. Бұл жағдай шекарадағы өзіне-өзі ұқсастықтың бұзылуына әкеледі, жиынтықтың шекарасындағы өте кіші аймақ құрылымның басқа бөлігіне ұқсас болмайды. Сондықтан кез келген табиғи фракталдық құрылымды фракталдар концепциясы шегінде сипаттау құрылымның болмыс масштабының максималды және минималды мәндерінен едәуір алшақ кеңістіктік масштабтарды қарастырғанда ғана дұрыс болады. Мультифракталдық сипаттамалар статистикалық болғандықтан, оларды құрылымның негізгі суретін бөлу бойынша орташа мәнге келтірген дұрыс.

Есептелінген мәліметтерді шығару. Бағдарлама зерттелінетін жүйенің  $D_q$  — Реньидің жалпыланған өлшемділігі;  $f(\alpha)$  — мультифрактал спектрінің функциясы;  $\Delta$  — реттілік параметрі; қарастырылатын жүйенің ақпараттық және хаостық энтропиялары сияқты фракталдық және синергетикалық параметрлерін есептейді. Сипаттамалар кестелік файл түрінде .xls форматта сақталады.

Төменгі 1–3 суреттерде беттер топографиясының кескіні көрсетілген. Бұл кескіндерге аталған бағдарлама қолданылды.

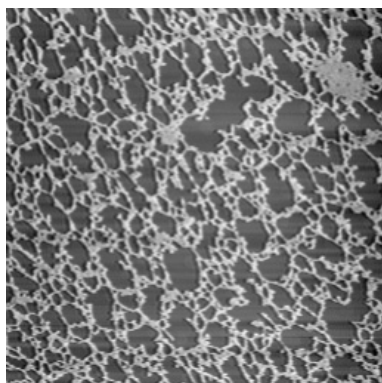


а

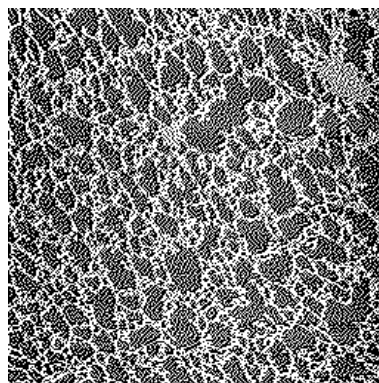


б

1-сурет. 1-топтағы 1-ші беттің топографиялық өңделген кескіні (а) және беттің кейінгі бейнесі (б)

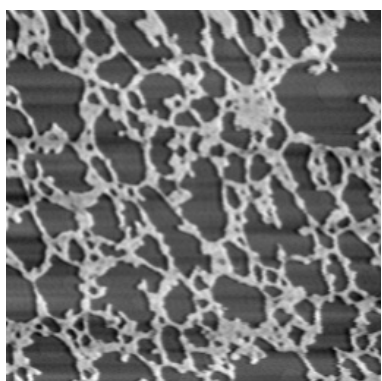


а

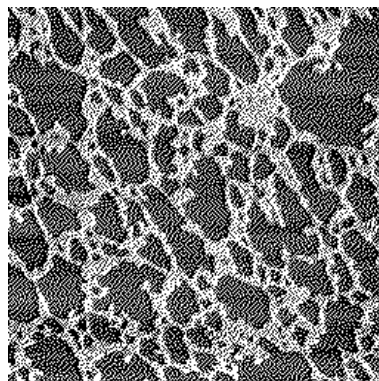


б

2-сурет. 1-топтағы 2-ші беттің топографиялық өңделген кескіні (а) және беттің кейінгі бейнесі (б)



а



б

3-сурет. 1-топтағы 3-ші беттің топографиялық өңделген кескіні (а) және беттің кейінгі бейнесі (б)

Әзірге атауы жоқ шартты түрде 1-топ деп аталатын жиындағы беттер жоғарыдағы суреттерде көрсетілген. Бұл беттер топографиясы бойынша іріктеу нәтижесінде бір ортақ топқа жинастырылды.

Мұндағы басты мақсат алынған беттерді белгілі бір топқа қатыстылығын олардың өлшемділік параметрлерін, яғни фракталдық, ақпараттық және де корреляциялық өлшемділіктерін, есептеу арқылы дәлелдеу, әр бетке жүргізілген мультифракталдық талдау нәтижелерін, яғни қажетті ақпаратты, іріктеу, және аталған параметрлер бойынша бір топтағы беттерге салыстырмалы талдау

жүргізу болып табылады. Осылайша, барлық беттерді өңдеуден кейін топтарды өзара салыстыру жоспарлануда. Бірінші топтағы беттерді салыстыру нәтижесінде келесідей мәліметтер алынды (кестені қара).

К е с т е

**Зерттелінетін беттердің негізгі фракталдық параметрлері**

Өлшемділіктер	1-сурет	2-сурет	3-сурет
$D_0$	1,91	1,917	1,924
$D_1$	1,902	1,907	1,914
$D_2$	1,8961	1,9002	1,9063

Қарастырылып отырған беттердің фракталдық өлшемділік  $D_0$ , ақпараттық өлшемділік  $D_1$  және корреляциялық өлшемділік  $D_2$  — негізгі фракталдық параметрлерін салыстыру нәтижесінде оларды алдын ала осы топқа енгізу негізделгендігін көрсетеді. Жүргізілген жұмыс бойынша құрылымдарды әрі қарай зерттеу және де мультифракталдық талдау көмегімен реттеу жалғасуда.

References

- 1 *Vertiyagina E.N.* Using multifractal analysis to study the synergistic effects in complex systems // Vestnik of KarSU. — 2005. — № 3. — P. 33–36.
- 2 *Haken G.* Information and Self-Organization. — M.: Mir, 1991. — P. 240.
- 3 *Halsey T.C., Jensen M.H. et al.* Fractal measures and their singularities: The characterization of strange sets // Phys. Rev. A. — 1986. — Vol. 33. — № 2. — P. 1141–1151.
- 4 *Oksogoyev A.A.* Fractal-synergetic concept of managing the processing and synthesis of metallic materials // Proceedings of the conference «Mathematical modeling of processes in synergetic systems». — Ulan-Ude, 1999. — P. 31–54.

К.С.Бактыбеков, Ж.Б.Кутумова

**Важность использования мультифрактального анализа  
в классификации поверхностей твердых тел**

Статья посвящена классификации поверхностей твердых тел посредством использования методов мультифрактального анализа. Актуальность данной статьи обусловлена тем, что мультифрактальный подход дает возможность ставить в соответствии с изучаемой структурой не один, а целый спектр фрактальных размерностей, число которых в общем случае может быть бесконечным, и, тем самым, позволяет оценить трудно поддающиеся количественному описанию структурные характеристики сложных поверхностей. С учетом сказанного выше весьма актуальным представляется применение мультифрактального метода для анализа структуры поверхностей твердых тел. Проведена работа по выявлению особенностей структур поверхности твердых тел. Обоснована возможность применения методов мультифрактального подхода для описания структур по изображениям их топографии.

K.S.Baktybekov, Zh.B.Kutumova

**The importance of using multifractal analysis  
in classification of solid surfaces**

The article is devoted to classification of solids' surfaces by means of the multifractal analysis methods. The relevance of given article is caused by that the multifractal approach gives a chance to bring in accordance to the studied structure not only one, but entire spectrum of the fractal dimensions which number generally can be infinite and, thereby, it allows us quantify the hard, quantifiable description of the structural characteristics of complex surfaces. Taking into account aforesaid, very actual is application of multifractal method for the analysis of solids surfaces structures. The work on identifying particularities of surface structures of solids has been done. The possibility of the multifractal approach's application for description of the structures by the images of topography is given.

Н.Н.Жантурина, К.Ш.Шункеев

*Актюбинский государственный педагогический институт (E-mail: shunkeev@rambler.ru)*

## **Моделирование кинетики автолокализации экситонов в кристаллах KI и RbI при всестороннем сжатии решетки**

В статье рассмотрена теория скорости автолокализации экситонов. С помощью графиков показано, что в кристаллах KI и RbI при увеличении температуры скорость автолокализации увеличивается и уменьшается при увеличении степени сжатия при фиксированной температуре. Используя гамильтониан свободной системы удалось квантовомеханическими методами рассчитать время жизни свободных экситонов, длину свободного пробега экситонов до автолокализации. Проанализировано, что время жизни свободных экситонов уменьшается в ряду RbI, KCl, KI, KBr, NaBr, NaI, CsI. Полученные результаты хорошо согласуются с экспериментальными данными и позволяют изучать кинетику затухания люминесценции и условия дефектообразования в щелочногалогидных кристаллах.

*Ключевые слова:* автолокализация экситонов, кристаллы, степень сжатия, гамильтониан свободной системы, люминесценция, кинетика затухания.

Изменение физических свойств материалов при облучении определяется процессом накопления устойчивых при условиях эксперимента структурных дефектов — результатом сложной совокупности протекающих во времени реакций создания, отжига первичных дефектов и их взаимодействия с вновь генерируемыми электронными возбуждениями и дефектами [1].

Прогресс в развитии современных представлений о физике радиационно-стимулированных процессов в ионных кристаллах достигнут благодаря совершенствованию скоростных методов регистрации. Установлено, что образование первичных радиационных дефектов происходит в основном при безызлучательном распаде электронных возбуждений в ненарушенной решетке. Особое внимание уделялось выяснению природы короткоживущего возбужденного состояния, которое предшествует созданию первичных структурных дефектов. Несмотря на то, что уже освоен субпикосекундный диапазон измерений, такие кинетические параметры, как скорость релаксации автолокализованных экситонов, время люминесценции, время образования дефектов при различных температурах еще мало изучены.

Установлено, что при низких (10 К) температурах облучения в щелочногалогидных кристаллах (ЩГК), наряду с автолокализованными экситонами (АЛЭ), возникают и короткоживущие, и устойчивые френкелевские дефекты. Короткоживущие дефекты и АЛЭ при низких температурах спонтанно аннигилируют в ходе мономолекулярного процесса [2].

В ряде кристаллов квазичастицы (экситоны) могут существовать как в свободном, так и в автолокализованном состояниях. Эти состояния разделены между собой автолокализационным барьером. Экситоны рождаются светом в свободном состоянии, но до высвечивания часть их успевает автолокализоваться, преодолевая автолокализационный барьер.

Ранее [3] исследовано влияние температуры на эффективность создания короткоживущих дефектов в ЩГК. Установлено, что: в интервале температур 80–270 К преимущественно образуются АЛЭ; с ростом температуры облучения выше комнатной эффективность создания *F*-центров увеличивается с энергией активации; кроме разделенных *F*- и *H*-центров, эффективно образуются дефекты другой природы, ответственные за полосы поглощения с соответствующими энергиями, энергия создания которых максимальна при высоких температурах; создание всех дефектов при высокотемпературном облучении щелочногалогидных кристаллов происходит безынерционно, а их разрушение описывается кинетикой второго порядка.

Все эти экспериментальные данные позволяют исследовать кинетику автолокализации экситонов в щелочногалогидных кристаллах, так как образование дефектов проходит непосредственно через стадию автолокализации, и время, скорость релаксации электронных возбуждений непосредственно зависят от величины потенциального барьера автолокализации экситонов [4].

Высота потенциального барьера определяется по формуле

$$E = \frac{4A^3}{27B^2} \left( 1 - 3 \frac{BC}{A^2} \right)^{3/2}, \quad (1)$$

где  $A, B, C$  — кинетическая энергия электрона, энергия релаксации решетки, вклад оптических фононов в энергию релаксации решетки соответственно.

В таблице 1 приведены рассчитанные значения потенциального барьера автолокализации экситонов в щелочногалогидных кристаллах и соответствующих значений параметров  $A, B, C$ .

Т а б л и ц а 1

**Рассчитанные значения энергетических параметров для автолокализации экситонов в ЩГК**

Кристалл	A (эВ)	B (эВ)	C (эВ)	E (эВ)
KCl	0,63	1,44	1,11	—
NaBr	0,8	0,81	0,55	—
KBr	0,77	0,79	0,44	0,001
NaI	0,82	0,63	0,24	0,033
KI	0,66	0,316	0,376	0,026
RbI	0,52	0,239	0,348	0,016
CsI	1,25	0,34	0,56	0,009

Механизм преодоления экситонами автолокализационного барьера в ЩГК совершенно различен в области высоких и низких температур. В первой области он является активационным, где справедлив закон Аррениуса, во второй — действует туннельный механизм, температурная зависимость скорости определяется зависимостью оптимального пути туннелирования в конфигурационном пространстве. Доля люминесценции, идущая из автолокализованных состояний, определяется скоростью автолокализации. Чем выше скорость автолокализации, тем ниже квантовый выход люминесценции, так как экситоны, не успев высветиться, автолокализируются с дальнейшим распадом на радиационные дефекты.

Автолокализационный барьер не задается извне, а определяется самой туннелирующей решеткой. В результате его динамика зависит от температуры.

Величиной, зависящей от температуры и определяющей распределение каналов аннигиляции экситона, является скорость автолокализации экситонов [5].

По [1] скоростью автолокализации является величина  $\omega = \frac{1}{\tau}$ , где  $\tau$  — время жизни свободного экситона, определяющееся параметрами самой решетки и температурой. В то же время экситон в ЩГК релаксирует по двум каналам, и скорость аннигиляции определяется как

$$\tau = [\tau_r^{-1} + \omega]^{-1}, \tag{2}$$

где  $\tau_r^{-1}$  — скорость излучательной аннигиляции, не зависящая от температуры, и  $\omega$  — скорость излучательной аннигиляции, определяемая по закону Аррениуса

$$\omega = \omega_0 e^{\left(\frac{-E}{T}\right)}, \tag{3}$$

где  $\omega_0$  определяется как скорость автолокализации при низких температурах, т.е. величина, обратно пропорциональная времени автолокализации экситонов при низких температурах.

Из теоретических выкладок расчета гамильтониана системы экситон-решетка, данной в работе [2], время жизни свободного экситона

$$\tau \leq \frac{\hbar}{A}, \tag{4}$$

где  $A$  — полуширина экситонной зоны.

Длина свободного пробега определяется как

$$l = \frac{\hbar k}{m} \tau, \tag{5}$$

где  $k = 10^6$  — волновое число для щелочногалогидных кристаллов,  $m$  — эффективная масса экситона в щелочногалогидном кристалле.

В кристалле RbI учеными Сонгом и Танимура [6] удалось вычислить время возникновения  $E_x$ -люминесценции  $200 \pm 50$  ps. Из этого времени они вывели время автолокализации  $2 \pm 0,5$  ns. В кристалле KI соответствующие времена рассчитаны как  $100 \pm 50$  ps и  $160 \pm 180$  ps.

Следуя экспериментальным и теоретическим данным, мы проанализировали, что время жизни свободных экситонов уменьшается в ряду RbI, KCl, KI, KBr, NaBr, NaI, CsI.

Поставив соответствующую поправку в выражение (3) в кристаллах KI и RbI, мы получили график зависимости скорости автолокализации экситонов до и после всесторонней деформации от температуры и степени сжатия (рис. 1, 2).

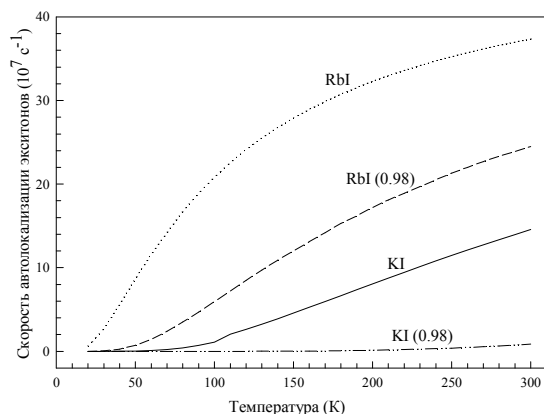


Рисунок 1. Влияние температуры на скорость автолокализации экситонов в кристаллах KI и RbI до и после всестороннего сжатия

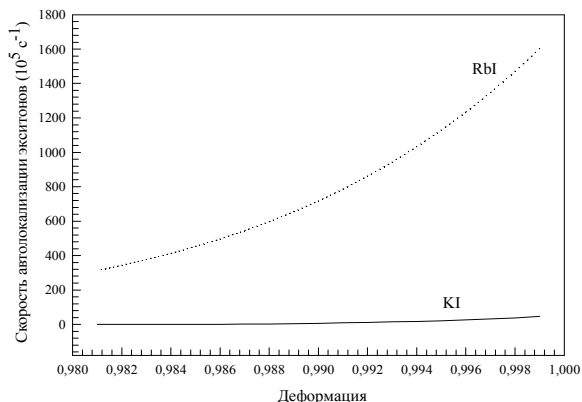


Рисунок 2. Зависимость скорости автолокализации экситонов в кристаллах KI и RbI от степени деформации при температуре 77 K

Экспериментально рассчитанное время жизни свободных экситонов в кристалле KI является довольно интересным фактом в связи с тем, что в этом кристалле величина потенциального барьера, разделяющего свободные и автолокализованные состояния экситона, — одна из наибольших. Это объясняется тем, что время жизни свободного экситона напрямую зависит от полуширины экситонной зоны  $A$ , а в KI ширина экситонной зоны больше, чем в RbI, поэтому автолокализация экситонов происходит быстрее.

Из графика можно заметить, что в кристалле KI скорость автолокализации экситонов с увеличением температуры изменяется быстрее, что связано со значительной шириной экситонной зоны в этом кристалле [7].

Используя формулы (4) и (5) и некоторые экспериментальные значения данных параметров, нам удалось вычислить значения времени жизни свободных экситонов и длины свободного пробега экситонов до автолокализации в некоторых ШГК (табл. 2).

Т а б л и ц а 2

**Механические параметры релаксации экситонов в щелочногалогидных кристаллах**

Кристалл	Время жизни свободного экситона (нс)	Длина свободного пробега (A)	Общая скорость релаксации экситонов ( $10^7 \text{ c}^{-1}$ )
KI	1,6	17000	380
RbI	2	191000	45
KBr	0,0018	2	—

Вычисленные нами теоретические значения времени жизни свободных экситонов в щелочногалогидных кристаллах соответствуют экспериментальным данным в соответствии с тем, что в KI длина свободного пробега экситонов составляет несколько десятков постоянных решетки, а в KBr — одно из наименьших значений потенциального барьера автолокализации.

Доля люминесценции, идущая из автолокализованных состояний, определяется скоростью автолокализации экситонов. Определение влияния температуры и деформации на автолокализацию экситонов в ЩГК представляет интерес в силу того, что можно управлять квантовым выходом люминесценции, изменяя термические и деформационные характеристики кристалла.

Интересные эффекты происходят при гидростатическом сжатии кристаллов. Постоянная решетки уменьшается плавно, и с увеличением степени сжатия потенциальный барьер в щелочногалоидном кристалле должен возрастать [8].

В случае гидростатического сжатия коэффициенты принимают вид

$$A_u = \frac{A}{\varepsilon^2}, \quad B_u = \frac{B}{\varepsilon^7}, \quad C_u = \frac{C}{\varepsilon}. \quad (6)$$

Используя выкладки, приведенные выше, формулу (6) и экспериментальные данные по времени автолокализации экситонов, нам удалось проанализировать динамику автолокализационного барьера при разных температурах и действии гидростатического сжатия.

Как видно из графиков, с увеличением температуры скорость автолокализации возрастает. С увеличением степени сжатия скорость автолокализации экситонов уменьшается, причем в RbI деформация значительно влияет на динамику автолокализационного барьера. Также можно заметить значительное повышение скорости автолокализации экситонов в KI при одновременном действии температуры и деформации, тогда как при постоянной температуре с изменением степени гидростатического сжатия скорость автолокализации практически не меняется.

Кинетика автолокализации экситонов в щелочногалоидных кристаллах позволяет определять такие характеристики, как время образования дефектов в ЩГК, распределение каналов релаксации экситонов, время затухания люминесценции в зависимости от температуры. Нам удалось вычислить с помощью теоретических выкладок время жизни свободных экситонов и длину свободного пробега в кристаллах KI, RbI, KBr; исследовать зависимость скорости автолокализации экситонов от температуры и степени всестороннего сжатия. Полученные данные хорошо согласуются с экспериментальными результатами и позволяют глубже исследовать кинетику затухания люминесценции в ЩГК.

### Список литературы

- 1 Joselevich A.S., Rashba E.I. Temperature dependence of the rate of self-trapping // JETP Letters. — 1982. — Iss. 8. — P. 348–351.
- 2 Agranovich V.G. The theory of excitons. — M., 1978.
- 3 Sagimbaeva Sh.Zh. Temperature quenching of luminescence of self-trapping excitons after low temperature uniaxial stress. Thesis for Ph.D. degree in physics and mathematics. — Aktobe, 2003. — P. 67.
- 4 Vahidov Sh. A., Dzhumanov S. New model of exciton-defect conversion in ionic crystals. — News of S.A. USSR. — № 5. — P. 63.
- 5 Tulepbergenov S.K. Modeling the deformation influence on the self-trapping and electronic excitations decay in alkali halides: Thesis for Ph.D degree in physics and mathematics. — Aktobe, 2002. — P. 51.
- 6 Song K.S., Williams R.T. Self-Trapped Excitons // Springer series in Solid-State Sciences. — Vol. 105.— Berlin: Springer-Verlag, 1993.
- 7 Aluker E.D., Lusia D.U., Chernov S.A. Electronic excitation and radioluminescence in alkali halides. — Riga: Zinatne, 1979. — P. 252.
- 8 Lushik Ch.B., Lushik A.Ch. Electronic excitations decay in alkali halides with the emergence of defects. — M.: Nauka, 1989. — P. 264.

Н.Н.Жантурина, К.Ш.Шүнкеев

### КІ және RbI кристалдарындағы торды жан-жақты қысқанда экситондардың тұрақталу кинетикасын модельдеу

Сілтілі-галоидты кристалдардағы экситондардың тұрақталу жылдамдығы теориясы қарастырылды. KI және RbI кристалдарында экситондардың тұрақталу жылдамдығының температурадан тәуелді графигі салынып, температура артқан сайын тұрақталу жылдамдығы жоғарылай түсетіні көрсетілді. Осы кристалдарда бос жүйе гамильтонианың пайдалана отырып, бос экситондардың тұрақталуға дейін уақыт, еркін жүгіру жолы формулалары қорытылып, KI және RbI кристалдарында сәйкес шамалар есептелінді. RbI, KCl, KI, KBr, NaBr, NaI, CsI қатарында бос экситондардың өмір сүру уақыты

азаятыны талданды. Алынған нәтижелер эксперименттік мәндермен сәйкес келіп, сілтілі-галоидты кристалдардағы люминесценция кинетикасын және ақаулар пайда болу шарттарын зерттеуге мүмкіндік берді.

N.N.Zhanturina, K.S.Shunkeev

**Modeling the kinetics of excitons self-trapping in crystals KI and RbI under uniform compression of the lattice**

In the article the theory of auto localization rate of excitons is considered. With help of the graphs it was shown that in KI and RbI crystals with increasing temperature the rate of auto localization increases and decreases with increasing degree of compression at a fixed temperature. With use of the quantum-mechanical methods we were able calculate the lifetime of free excitons, the free run length of excitons before auto localization. We have analyzed that the lifetime of free excitons decreases in the sequence RbI, KCl, KI, KBr, NaBr, NaI, CsI. The results are in good agreement with experimental data and allow us to study the kinetics of luminescence decay and conditions of defect formation in alkali halide crystals.



Т.Ә.Көкетайтегі, А.С.Балтабеков, Б.С.Тағаева, Қ.Н.Әлмағамбетова

*Е.А.Бөкетов атындағы Қарағанды мемлекеттік университеті (E-mail: abskargu@mail.ru)*

## **KDP кристалдарындағы радиациялық процестерге марганец қоспалық иондарының әсер ету ерекшеліктері**

Зерттеу нысандары өтпелі металдар иондарымен активтендірілген KDP кристалдары болып табылады. Әдеби мәліметтерден белгілі болғандай, калий дигидрофосфаты кристалдарын марганец сульфатымен активациялау кезінде металл иондарының басымырақ бөлігі кристалдық тордың түйінаралық орындарын алмастырады. Осы нысандардың термостимулденген люминесценция (ТСЛ) қисықтары мен рентген кванттарымен сәулеленгенге дейінгі және сәулеленгеннен кейінгі жұту спектрлері өлшенді. Барлық өлшеулер 80–300 К температуралық аралықта жүргізілді. Алынған нәтижелерді талдау барысы бақыланып отырылған құбылыстар тек қана марганец иондарының қалған бөлігі кристалдық тордың катиондық түйіндерінде орналасқанда дұрыс болатынын көрсетті.

*Кілтті сөздер:* KDP кристалдары, ауыспалы металдардың иондары, марганец сульфаты, термостимулденген люминесценция, катионды түйіндер, кристалды тор.

Калий дигидрофосфаты  $\text{KH}_2\text{PO}_4$  (KDP) монокристалдары лазерлік техникада екінші, үшінші және төртінші гармоникаларды генерациялау үшін қолданылады [1]. Әдебиеттерге жасалған шолуды талдау осы қосылыстардағы радиациямен стимулденген процестерді зерттеуге деген құлшыныстың кейінгі кезде артуын көрсетті. Себебі аталған материалда радиациялық ақаулар түзіліп, уақыт өтуіне байланысты жарамсыз болып қалады. Зерттелетін қосылысқа қоспалық иондар қосу — кристалдардағы ақау түзілу механизмдерін зерттеу әдістерінің бірі. Сондай қоспалық иондардың бір өкіліне *d*-қабықшасы аяғына дейін толмаған өтпелі металдар иондарын жатқызуға болады. Оларға никель, марганец және кобальт иондары жатады. Аталған қоспалық иондардың сульфаттық тұздары қосылған  $\text{KH}_2\text{PO}_4$  монокристалдары жұмыстың зерттеу нысандары болып табылады. Зерттеу нысандары қаныққан су ерітіндісінде 40 °С температурада тұрақты булану әдісі арқылы өсіріліп алынды. Бастапқы ерітіндіге қоспалық иондар 0,2 моль% мөлшерде қосылды.

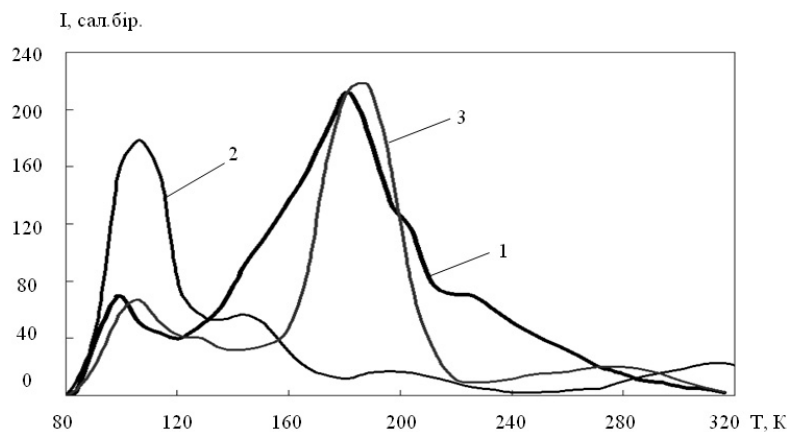
Ертеректен екі валентті мыс иондары KDP кристалдарында әр түрлі орындарда орналасатыны белгілі. KDP кристалдарын активациялау үшін ерітіндіге  $\text{CuSO}_4$  тұзын қосқанда қоспалық иондар түйінаралық орындарда орналасса, ал  $\text{Cu}(\text{NO}_3)_2$  тұзын қосқанда — катиондық түйіндерде орналасады. [2] жұмыста KDP кристалдық торындағы  $\text{Mn}^{2+}$  парамагниттік орталықтардың спектрлері активатор ретінде қолданылған металл тұзының түріне байланысты қатты өзгеретіні ЭПР-әдісімен тағайындалды. Аталған жұмыстың авторлары бұл жайтты KDP-ның кристалдық торындағы екі валентті марганец иондарының әр түрлі орындарда орналасуымен байланысты екенін растайды.

Жұмыстың мақсаты — KDP кристалдарындағы радиациялық процестерге марганец қоспалық иондарының әсер ету ерекшеліктерін тағайындау.

Активтендірілмеген калий дигидрофосфаты кристалының термостимулденген люминесценция (ТСЛ) қисығы максимумдары 110–130 К, 180 К және 290 К үш шыңнан тұрады [3]. Рентген кванттарымен сәулелену кезінде KDP кристалдарының мөлдірлік аймағында жұту жолақтары пайда болады. Радиациядан пайда болған жұту жолақтарының термиялық түссіздену қисықтарын ЭПР-спектрлерінің қарқындылықтарының температуралық тәуелділіктерімен [4] салыстыру [5] жұмыстың авторларына радиациядан пайда болған жұту жолақтары мен матрица ақаулары арасындағы байланысты орнатуға мүмкіндік жасады. 80 К температурадағы радиациядан пайда болған жұту жолақтарының туындауына В-радикалдар мен сутегінің түйінаралық атомдары түріндегі ақаулар жауапты. Жоғарыда келтірілген мәліметтерді ТСЛ қисықтарымен салыстыру, 110–130 К аймақтағы шың В-радикалдардың ыдырауына, ал максимумы 180 К-гі шың А-радикалдардың ыдырауына байланысты екенін растайды. Екі рекомбинациялық процеске де артық электроны бар ақау ролін атқаратын атомдық сутегі қатысады. 110–130 К аймақта рекомбинациялық процесс — кемтіктік, 180 К аймақта — электрондық [5]. [3] жұмыста максимумы 290 К-гі ТСЛ шыңы  $\text{PO}_3^{2-}$  ақауларының ыдырауына байланысты екені туралы жорамал ұсынылды.

1-суретте  $\text{MnSO}_4$ ,  $\text{NiSO}_4$  немесе  $\text{CoSO}_4$ -пен активтендірілген KDP кристалдарына тән ТСЛ қисықтары келтірілген. Ертеректе KDP кристалдарындағы радиациялық ақаулардың түзілуі,

жинақталуы және рекомбинациясы сияқты процестерге  $\text{SO}_4^{2-}$  қоспалық аниондардың әсері зерттелген. Калий дигидрофосфатының кристалдық торына сульфаттық аниондарды енгізу максимумдары 180 К және 290 К аймақтағы ТСЛ шыңдарындағы жарық жиынтығының жинақталуын төмендетуге әкеледі. 1-суреттегі қисықтарды таза KDP кристалының ТСЛ қисығымен салыстыру активтендірілген кристалдарда рекомбинациялық процестердің айтарлықтай сапалық өзгерістерге ұшырайтынын көрсетті.



1 – KDP- $\text{Mn}^{2+}$ ; 2 – KDP- $\text{Co}^{2+}$ ; 3 – KDP- $\text{Ni}^{2+}$ . Сәулелеу дозасы — 150 кГр

1-сурет. Активтендірілген калий дигидрофосфаты кристалдары үшін ТСЛ қисықтары

Екі валентті марганец (1-қисық) иондары қоспасы бар кристалдарда максимумдары 140 К, 210 К және 230 К болатын ТСЛ-ның жаңа шыңдары пайда болады. Максимумы 140 К жарқырау шыңы матрицаның өзіне тән максимумы 180 К-гі рекомбинациялық люминесценцияның төменгі температуралы қанатында «иық» түрінде көрінеді. 100–130 К аймақта максимумы 100 К болатын жарқыраудың ерекше максимумы пайда болады. Таза KDP кристалдарында осы температуралық аралықтағы рекомбинациялық жарқыраудың жарығы айтарлықтай емес. Құрамында қоспалық марганец иондары бар активтендірілген кристалда төменгі температуралы шыңдағы жарық жиынтығы матрицаның 180 К-гі шыңымен салыстырғанда едәуір көп.

Екі валентті кобальт иондары қоспасы бар кристалдарда (2-қисық) 140 К-гі жаңа шың анық көрініп тұрады. Максимумдары 180 К және 290 К-гі матрицаға тән ТСЛ шыңдары төмендеген. Рекомбинациялық люминесценцияның төменгі температуралы шыңының максимумы — 110 К. Осы жарқырау шыңының жарық жиынтығы ТСЛ қисығында басты болып табылады.

Екі валентті никель иондары қоспасы бар кристалдарда (3-қисық) ТСЛ-ның жаңа шыңы максимумы 110 К жарқырау шыңының жоғары температуралы қанатында «иық» түрінде көрінеді. Алдын ала рентген кванттарымен сәулеленген үлгі үшін 100–110 К аймаққа термокүйдіру жүргізгенде жаңа жарқырау шыңын ерекшелеп алдық. Оның максимумы 140 К аймақта жатыр. Матрицаға тән максимумы 290 К ТСЛ шыңы төмендеген. Жарық жиынтығы бойынша максимумы 190 К болатын рекомбинациялық шың басты болып табылады.

Зерттеліп отырған үлгілер өтпелі металдардың сульфаттық тұздарын қолдана отырып активтендірілді. Байқалып отырған өзгерістер кристалдарда  $\text{Me}^{2+}$  және  $\text{SO}_4^{2-}$  қоспалық иондарының болуына байланысты болу мүмкін. [3] жұмыста KDP кристалдарындағы рекомбинациялық процестерге аниондық сульфаттардың әсері бойынша нәтижелер келтірілген. Сұйық азот температурасында алдын ала рентген кванттарымен сәулеленгеннен KDP- $\text{K}_2\text{SO}_4$  кристалына 180 К температура үшін изотермиялық күйдіру жүргізілді. Осының нәтижесінде максимумы 210 К жаңа ТСЛ шыңы ерекшелініп алынды. Жұмыс авторлары оны үлгідегі сульфаттық аниондармен байланыстырады.

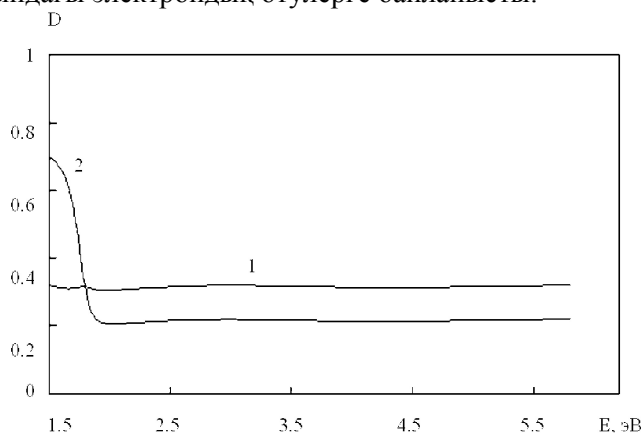
Таза кристалдың ТСЛ қисығымен салыстырғанда, барлық активтендірілген кристалдарда максимумы 140 К-де жаңа жарқырау шыңы пайда болады. Бұл жарқырау шыңы матрицаның өзіне тән В-радикалдарға байланысты екені көрсетілген. Яғни В-радикалдардың бір бөлігінің термиялық тұрақтылығы қоспалық иондарға байланысты артады.

Өтпелі металдар иондарымен активтендірілген калий дигидрофосфатының ТСЛ қисықтарын өлшеу барысында екі валентті кобальттың, никельдің немесе марганецтің сульфаттары

рекомбинациялық люминесценцияның жаңа шыңдарының пайда болуына әкелетінін көрсетті. Барлық үлгілерде максимумдары 140 К және 220 К болатын жаңа шыңдар байқалады. Тек марганец сульфаты қоспасы бар кристалдарда ғана максимумы 230 К жарқырау шыңы бар. Сульфаттық аниондар барлық зерттеліп отырған үлгілердің құрамында бар болғандықтан, аталған ТСЛ шыңы қоспалық марганец иондарына негізделген.

[2] әдебиеттегі мәліметтер бойынша, KDP кристалдарын марганец сульфатымен белсендіру кезінде металл иондары кристалдық торда түйінаралық орындарда орналасады. [6] жұмыстан қоспалық иондар түйінаралық орындарда люминесценция орталықтарын түзбейтіні, яғни олар оптикалық белсенді еместігі, белгілі. Барлық өтпелі металдар иондары, оның ішінде екі валентті мыс иондары үшін ТСЛ қисықтарының ұқсас болып келуі барлық иондардың KDP кристалдық торында түйінаралық орындарда орналасады деп жорамал жасауға әкеледі. Бұл жайтқа марганец иондары жатпайды. 2-суретте бөлме температурасында өлшенген KDP-CoSO<sub>4</sub> кристалының жұту спектрі көрсетілген. Осы суретте таза KDP кристалы үшін алынған қисық келтірілген. Суреттен 1,5–1,8 эВ аймақта активтендірілген кристалда жаңа жұту жолағының шеті көрінеді. Оның пайда болуы үлгіде кобальт иондарының болуына байланысты. Ертеректе KDP кристалдық торында қоспалық сульфаттық аниондар жұту жолақтарының пайда болуына әкелмейтіні тағайындалған. Рентген кванттарымен сәулеленгеннен кейін қоспалық жұту жолағындағы оптикалық тығыздықтың өзгерістері тәжірибе жүзінде тағайындалмады. Осыдан екі валентті мыс иондары радиациямен стимулденген процестерге қатыспайды, олар тек қана осы процестерге әсер етеді деген қорытынды жасауға болады.

KDP-MnSO<sub>4</sub> кристалдарында жағдай басқаша. 3-суретте 80 К-де өлшенген жұту спектрі келтірілген. Матрицаның мөлдір аймағында оптикалық жұтылудың екі кең жолағы көрінеді. Оның біреуі 1,5–2,2 эВ аймақта, екіншісі 5,7–6,2 эВ аймақта жатыр. Осы жұту жолақтарының пайда болуы қоспалық металл иондарындағы электрондық өтулерге байланысты.

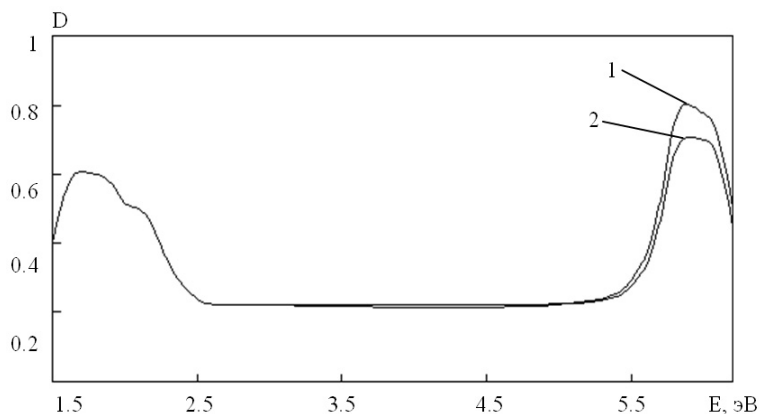


1 – таза KDP кристалы үшін; 2 – KDP-CoSO<sub>4</sub> кристалы үшін

2-сурет. Бөлме температурасында өлшенген жұту спектрлері

Мұнда сұйық азот температурасында рентген сәулелерімен сәулеленген кейінгі KDP-MnSO<sub>4</sub> кристалының жұту спектрі де көрсетілген. KDP кристалдары иондаушы радиацияның әсерінен боялады. Максимумдары 2,26 эВ, 3,17 эВ және 5,75 эВ болатын радиациядан пайда болған оптикалық жұту жолақтары байқалады. Олар В-радикалдарға және түйінаралық орындардағы сутегі атомдарына байланысты. Матрицаның өзіндік жұтылуы иондаушы радиацияның әсерінен марганец иондарының жұту жолақтарындағы оптикалық тығыздықтың өзгерісін байқауды қиындатады. Сондықтан KDP-MnSO<sub>4</sub> кристалдарының сәулеленуге дейінгі және кейінгі жұту спектрлері таза KDP кристалдарына қатысты өлшенді. Таза KDP кристалы да бірінші үлгімен бірге рентген кванттарымен сәулеленді. 3-суреттен қысқа толқынды қоспалық жолақтағы оптикалық тығыздықтың сәулеленуден кейін азаятыны көрініп тұр. Ал ұзын толқынды жолақтың оптикалық тығыздығы өзгерген жоқ. Аталған нәтиже келесі қорытынды жасауға мүмкіндік береді: KDP кристалын сульфатпен активациялау кезінде марганец иондары кристалдық торда екі түрлі қоспалық орталық түзеді. Олардың біреуі ұзын толқынды жұту жолағын береді және ол радиациялы-стимулденген процестерге тікелей қатыспайды. Сәулеленуден кейін қысқа толқынды жұту жолағының оптикалық тығыздығының азаюының жалғыз түсіндірмесі бар. Қоспалық орталықтардың екінші түрі сыртқы әсерден өзінің зарядтық күйін

өзгертеді. Осыған ұқсас құбылыс кобальт иондарымен активтендірілген үлгілерде жоқ болғандықтан, онда бұл келесі болжамды жасауға мүмкіндік береді: KDP кристалын марганец сульфатымен активациялау кезінде металл иондарының бір бөлігі орынбасу иондары болып табылады. [2] жұмыста марганец сульфатын қолдану кезінде өтпелі металдар иондары KDP кристалдық торында түйінаралық орындарда орналасады делінген. Жоғарыдағы жайт бұл жұмыстың нәтижелеріне қарама-қайшы келеді. Дегенмен осы жұмыстың авторлары бұл барлық қоспалық иондарға қатысты деген қорытынды жасаған жоқ.



1 – сәулеленуге дейін; 2 – сәулеленуден кейін

3-сурет. 80 К температурадағы KDP-MnSO<sub>4</sub> кристалының қосымша жұту спектрлері

Барлық алынған нәтижелердің жиынтығы KDP-MnSO<sub>4</sub> кристалының ұзын толқынды жұту жолағы түйінаралық орындардағы — марганец иондарына, ал қысқа толқындысы катиондық түйіндерде орналасқан қоспалық иондарға негізделген екенін растауға мүмкіндік береді. Соңғылары рентген кванттарымен сәулелену кезінде радиациядан пайда болған орталықтар түзіп, олардың ыдырауы максимумы 230 К-гі ТСЛ-ның жаңа шыңының пайда болуына әкеледі.

*Жұмыс авторлары осы зерттеу жұмыстарын талдауда ғылыми кеңесін берген ф.-м.ғ.д. Л.М.Кимге алғыстарын білдіреді.*

*Жұмыс Қазақстан Республикасының Білім және ғылым министрлігінің іргелі зерттеулер бағдарламасының № Ф.05–08 гранты негізінде орындалды.*

## References

- 1 Koechner W. Solid-state laser engineering. — Berlin: Springer, 1999. — 296 p.
- 2 Koga H., Hukuda K. ESP of KDP crystals doped by Mn<sup>2+</sup> // J. Phys. Soc. Jap. — 1968. — Vol. 25. — № 6. — P. 630–635.
- 3 Tagaeva B.S. Mechanisms of disintegration radiating defects and recombination luminescence in crystals KDP: Thesis for Ph.D. degree in physics and mathematics: 01.04.07. — Almaty, 2010. — 16 p.
- 4 Chirila M.M., Garces N.Y. et al. Production and thermal decay of radiation-induced point defects in KD<sub>2</sub>PO<sub>4</sub> crystals // J. Appl. Phys. — 2003. — Vol. 94. — № 10. — P. 6456–6462.
- 5 Kim L.M., Tagaeva B.S. The radiation-induced bands of absorption in crystals KDP // Vestnik of KarSU. Physics. — 2008. — № 4. — P. 21–26.
- 6 Vasilev A.I., Mihajlin V.V. Introduction in spectroscopy of a solid state. — M.: Moscow State University, 1987. — 187 p.

Т.А.Көкетайтегі, А.С.Балтабеков, Б.С.Тагаева, К.Н.Альмагамбетова

## Особенности влияния примесных ионов марганца на радиационные процессы в кристаллах KDP

Объектами исследования в статье являются кристаллы KDP, активированные ионами переходных металлов. По литературным данным известно, что при активации кристаллов дигидрофосфата калия сульфатом марганца ионы металла преимущественно занимают в кристаллической решетке меж-

узельные положения. Нами измерены кривые термостимулированной люминесценции и спектры поглощения до и после облучения рентгеновскими квантами. Все измерения проведены в температурном диапазоне 80–300 К. Анализ полученных результатов показал, что интерпретация наблюдаемых явлений достигается, если учесть, что часть ионов марганца — ионы замещения в катионных узлах кристаллической решетки.

T.A.Koketaitegi, A.S.Baltabekov, B.S.Tagayeva, K.N.Almagambetova

### **Features of influence on radiation processes by impurity manganese ions on crystals KDP**

The objects of study are KDP crystals, doped with transition metals ions. According to the literature it is known that at activation of potassium by the dihydrogen phosphate crystals of manganese sulfate, the metal ions are predominantly occupied in the interstitial positions of a crystal lattice. We have measured the curves of thermally stimulated luminescence (TSL) and the absorption spectra before and after irradiation by X-rays. All measurements were performed in the temperature range 80–300 K. Analysis of the results showed that the interpretation of the observed phenomena is achieved, if we consider, that the part of the manganese ions are the ions of substitution in the crystal lattice's cationic knots.

Г.Б.Тажигаева<sup>1</sup>, А.А.Калитова<sup>2</sup>, Р.Б.Абылкалыкова<sup>1</sup>, Л.И.Квеглис<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Восточно-Казахстанский государственный технический университет им. Д.Серикбаева, Усть-Каменогорск  
(E-mail: gauhar\_tazh@mail.ru);

<sup>2</sup>Восточно-Казахстанский государственный университет им. С.Аманжолова, Усть-Каменогорск  
(E-mail: kveglis@iph.krasn.ru)

## Твердофазные превращения, инициированные динамической нагрузкой в сплавах на основе Ni и Cu

В работе рассмотрены физико-химические процессы, происходящие при пластической деформации сплавов на основе Ni и Cu. Исследованы продукты механохимических реакций в двуслойных образцах никеля и титана, сплава NiTi с прослойкой ZrSiO<sub>4</sub>, двуслойных образцов меди и алюминия и двуслойных образцов CuZn. В результате динамического нагружения обнаружены продукты механохимических реакций в системе Ni-Ti в массивном состоянии. В работе показано, что особенности структурной перестройки в процессе механохимических реакций могут быть описаны в рамках теории сдвиговой трансформационной зоны, основанной на модели возбужденных атомов. Показано, что в двухслойной системе Cu-Al при сжатии сформировалась высокотемпературная фаза CuAl благодаря значительному тепловому эффекту, приводящему к локальному разогреву в зоне контакта.

*Ключевые слова:* сплавы, пластическая деформация, двухслойные образцы, сжатие, тепловой эффект, механохимические реакции, динамическое нагружение.

Возможность управлять процессом фазообразования с помощью различных физических воздействий является в настоящее время предметом интенсивных исследований. В работе исследуются процессы структурных превращений, протекающие под действием ударного нагружения в сплавах на основе Ni и Cu.

В последнее время активно исследуются проблемы механохимических реакций, т.е. химических реакций, инициированных механическим ударом [1–2], решение которых важно для создания новых конструкционных материалов, используемых в машиностроении, а также для решения задачи соединения металлических конструкций (сварка).

В представленной работе рассматривается проблема связи физико-химических процессов, происходящих при пластической деформации сплавов Ni-Ti и сплавов на основе Cu. Система Ni-Ti и сплавы на основе Cu широко исследуются в материаловедении благодаря эффекту памяти формы, кроме того, они имеют хорошую коррозионную стойкость, сверхупругость, сверхпластичность, жаропрочность и т.д.

Из диаграммы фазовых равновесий системы Ni-Ti следует, что твердый раствор эквиатомного состава легко образуется из жидкой фазы при температуре 1310 °С и существует до температуры мартенситного перехода в структуре B2. Для системы Cu-Al температура перехода составляет 548 °С. Целью данной работы является исследование продуктов реакции в результате механохимических реакций в двуслойных образцах никеля и титана, сплава NiTi с прослойкой ZrSiO<sub>4</sub>, двуслойных образцов меди и алюминия и двуслойных образцов CuZn с Pb.

Для проведения экспериментальных работ были взяты следующие образцы: пластинка титана толщиной 0,1 мм и таблетка никеля толщиной 1,5 мм и диаметром 2 мм. Для соединения на пластинку титана помещали таблетку никеля, все это — на держатель из стали 110Г13Л и нагревали в печи до температуры 500 °С. Затем переносили на установку для измерения твердости по Бринеллю и опускали шарик с помощью автоматического включения установки. В результате образец никеля прочно соединился с пластинкой титана, т.е. прошла твердофазная реакция, инициированная механической нагрузкой и температурой (рис. 1).

После отслоения таблетки Ni от Ti продукт реакции был исследован в просвечивающем электронном микроскопе ПРЭМ-200 методом дифракции и микродифракции электронов. На основании расшифровки картин электронной дифракции (см. рис. 2) трудно сделать вывод о характере структуры. Кольца достаточно широкие благодаря мелкой наноразмерной структуре, сформировавшейся в зоне реакции.

На основании расшифровки картин электронной микродифракции (см. рис. 3 а, б) можно считать, что после твердофазных превращений образовалась структура, идентифицированная как тетра-

эдрически плотноупакованная структура типа Франка-Каспера FK12+FK16 (фаза Лавеса типа  $MgCu_2$ ) (рис. 4).

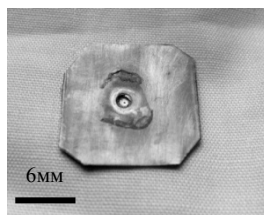


Рисунок 1. Фотография образца Ni-Ti после реакции

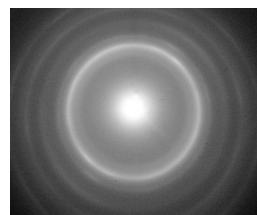


Рисунок 2. Картина электронной дифракции



Рисунок 3а. Картина микродифракции электронов в зоне реакции никеля и титана [3];

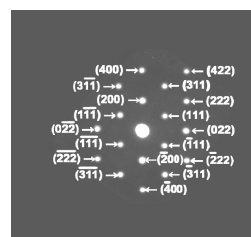


Рисунок 3б. Схема расшифровки микродифракции [4]

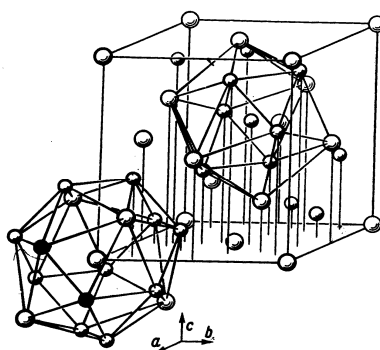


Рисунок 4. Тетраэдрически плотноупакованная структура Франка-Каспера [5]

На электронной микрофотографии зоны реакции Ni с Ti (рис. 5) можно увидеть изгибные контуры, переходящие от одного участка картины к другому. Это служит доказательством того, что в процессе нагрева и удара происходят переориентация областей когерентного рассеяния электронов и изгиб атомных плоскостей (см. рис. 6).

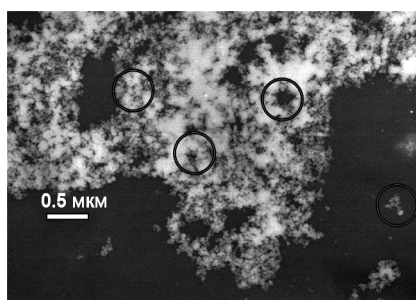


Рисунок 5. Электронная микрофотография зоны реакции Ni с Ti

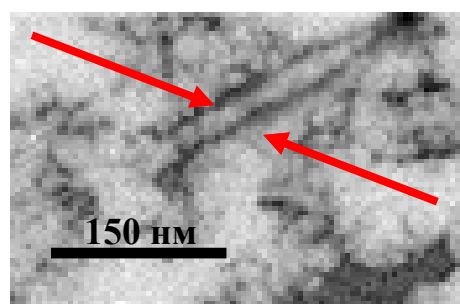


Рисунок 6. Микрофотография изгибных контуров

Оценка величины искривления атомных плоскостей была произведена по расчетам, предложенным в [6, 7].

Угол закручивания  $\Theta$  (1) плоскости кристалла  $d_{hkl}$  определяли по ширине соответствующих изгибных контуров  $W$ :

$$\Theta = \left( \frac{360}{\pi W} \right) \arcsin \left( \frac{\lambda}{2d} \right). \quad (1)$$

Радиус кривизны  $r$  атомных плоскостей находили по формуле (2)

$$r = \frac{Wd_{hkl}}{\lambda}. \quad (2)$$

Расстояние между изгибными контурами атомных плоскостей с индексами (HKL) и (-H, -K, -L)  $W = 241,7 \text{ \AA}$ . Межплоскостное расстояние  $d_{hkl} = 2,04 \text{ \AA}$ . Длина волны электрона (100 кэВ)  $\lambda = 0,037 \text{ \AA}$ . Толщина фольги  $t = 50 \text{ нм}$ . В нашем случае величина  $\Theta$  оказалась 60 градусов на микрон, что указывает на образование внутренних напряжений, значительно превышающих значения, допустимые теорией упругости. Изгиб кристаллической решетки обеспечивает пластическое течение, в результате которого возникают тетраэдрически плотно упакованные кластеры (структуры Франка-Каспера).

Поскольку электронная микроскопия даёт сведения о локальной структуре, то для выявления общей картины фазового состава продуктов превращения был проведен рентгеноструктурный анализ. На рисунке 7 приведена картина рентгеновской дифракции от поверхности образца Ni-Ti после твердофазного превращения.

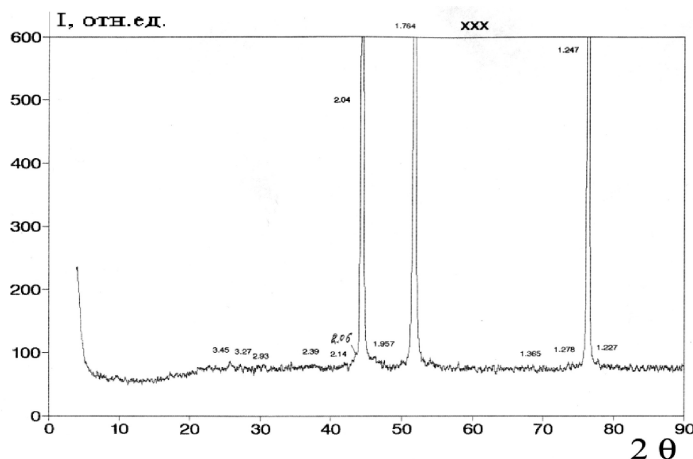


Рисунок 7. Рентгеновская дифракция поверхности образца Ni-Ti после твердофазного превращения в зоне ее прохождения

На основании расшифровки картин рентгеновской дифракции (рис. 7) наряду с линиями Ni и Ti были обнаружены линии, свидетельствующие о присутствии других фаз.

Следующий эксперимент проводили с прослойкой  $ZrSiO_4$ . Для изготовления образца использовали пластинки NiTi (толщина 2 мм), между которыми засыпали циркон  $ZrSiO_4$ , затем нагружали электромеханическим прессом со скоростью 170 т/мин. В результате без температурного нагрева образовывался продукт реакции (рис. 8), прочно связывающий пластинки никелида титана.

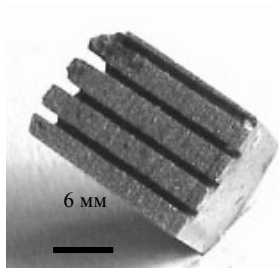


Рисунок 8. Фотография образца NiTi с прослойкой после реакции

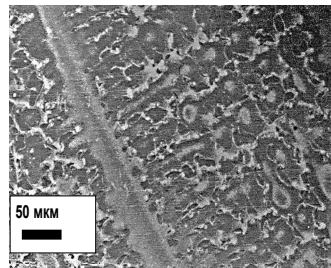


Рисунок 9. Микрофотография распределения продукта реакции



После механического разделения пластинок полученный продукт реакции соединения NiTi с  $ZrSiO_4$  исследовали в оптическом микроскопе. На рисунке 9 показана микрофотография распределения продукта реакции по поверхности отслоенного образца.

Методом рентгеноспектрального флуоресцентного анализа (рентгеновский источник — трубка БХ-10, при  $U = 45$  кВ,  $I = 200$  мкА) продуктов реакции было показано, что кроме Ni и Ti присутствуют другие примеси (см. рис. 10).

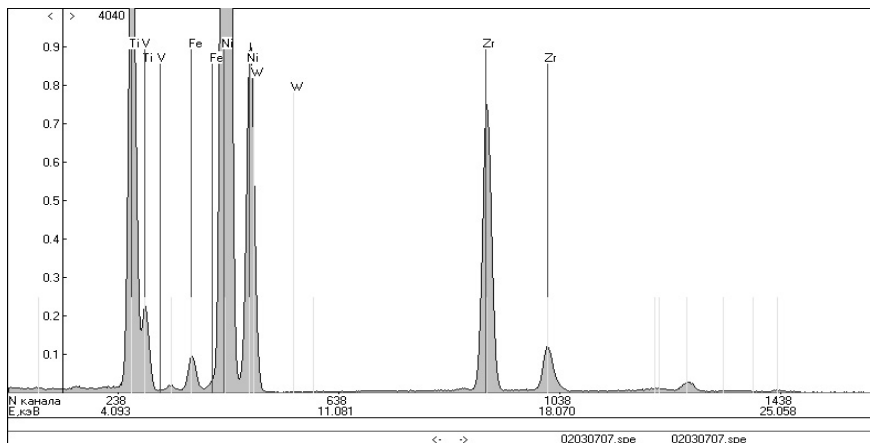


Рисунок 10. Рентгеноспектральный анализ продуктов реакции

На картинах рентгеновской дифракции поверхности образца прослеживаются характерные линии для продуктов реакции: Ni,  $TiO_2$ ,  $ZrO_2$  (см. рис. 11). Эти продукты могут образоваться, если химическая реакция идет по схеме

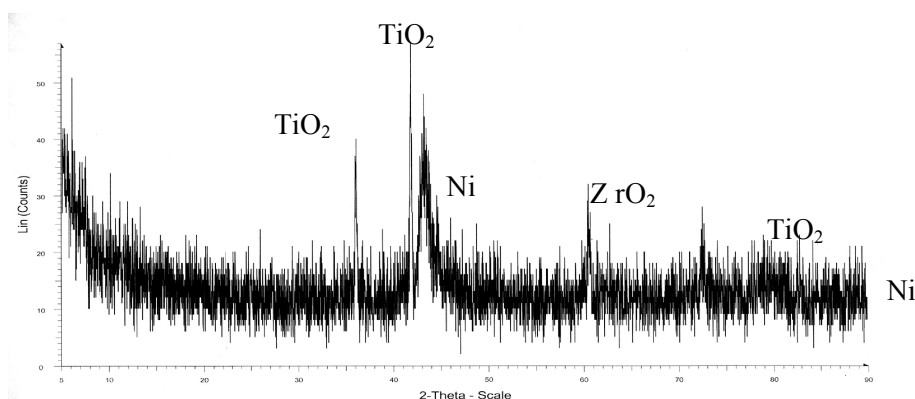
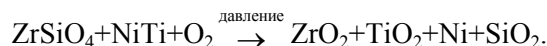


Рисунок 11. Рентгеновская дифракция продуктов реакции

Следующий эксперимент проводили с двуслойными образцами системы Cu-Al. Предварительно нагрев до температуры  $450$  °С, пластинки Cu и Al толщиной  $0,1$  мм поместили в наковальню Бриджмена и сдавливали в течение 20 минут. В результате пластинка меди прочно соединилась с пластинкой алюминия, т.е. прошла твердофазная реакция, инициированная механической нагрузкой и температурой.

Электронная микроскопия показала, что в результате протекания механохимических реакций между медью и алюминием образовались продукты реакции (рис. 12).

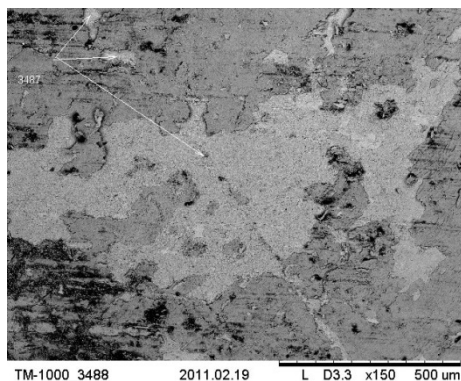
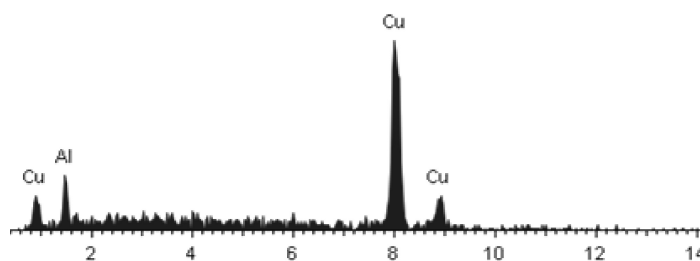


Рисунок 12. Электронно-микроскопическое изображение зоны разрыва Cu-Al (поверхность Cu) [8]

Рентгеновская спектрограмма поверхности пластинки меди (после отсоединения ее от пластинки алюминия) показала, что произошло перераспределение компонентов. В данном случае был обнаружен алюминий, внедренный в медь (рис. 13).



Элемент	Al	Cu
Атомный %	35,5	64,5

Рисунок 13. Рентгеновская спектрограмма поверхности Cu после твердофазного превращения в зоне ее прохождения

При исследовании пластинки алюминия в сканирующем электронном микроскопе (рис. 14) с рентгеноспектральным микроанализом (рис. 15) были получены аналогичные результаты.

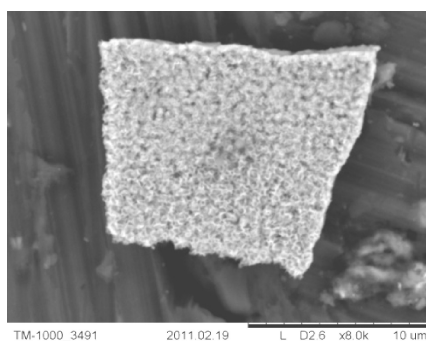
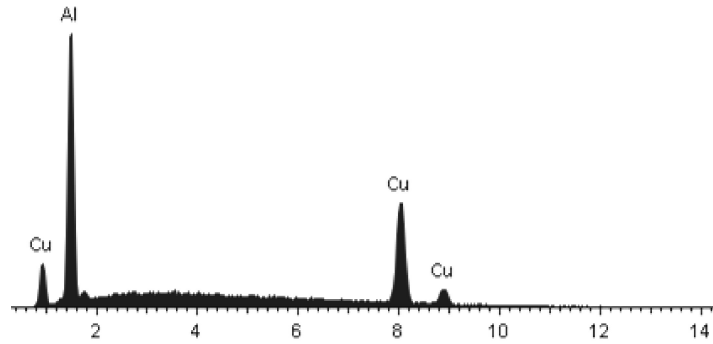


Рисунок 14. Электронно-микроскопическое изображение зоны разрыва Al-Cu (поверхность Al) [8]

Согласно модели [9] следовало ожидать появление фаз в системе Cu-Al с наименьшими температурами плавления. Однако при температуре ниже 100 °C соединения не произошло. При температуре 600 °C за короткое время прошла твердофазная реакция с образованием высокотемпературной фазы CuAl. Этот процесс оказался возможным благодаря большой скорости диффузии.

При сжатии металлов в зоне локализации пластической деформации наблюдается значительное увеличение скорости диффузии. Коэффициент диффузии достигает значений, характерных для предплавильных температур и выше.



Элемент	Al	Cu
Атомный %	62,5	37,5

Рисунок 15. Рентгеновская спектрограмма поверхности Al после твердофазного превращения в зоне прохождения механохимической реакции

Процесс формирования высокотемпературной фазы CuAl может быть описан с помощью уравнения Фоккера-Планка.

Т а б л и ц а

**Коэффициенты диффузии в сплавах**

Диффундирующий элемент	$D_0, \text{ м}^2/\text{с} (T, \text{ К})$
Cu в Cu	$10^{-11} - 10574,115 \cdot 10^{-11}$
Al в Al	$10^{-11} - 69,7 \cdot 10^{-11}$
Al в Cu	$10^{-19} - 10^{-13} (914 - 1453 \text{ К})$
Cu в Al	$10^{-14} - 10^{-12} (742 - 914 \text{ К})$

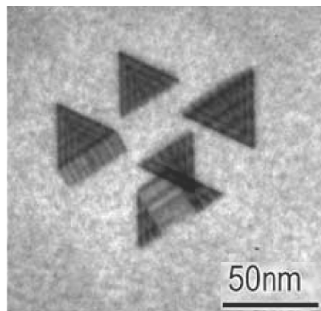
Используя данные таблицы, можно просчитать скорости направленной диффузии по формуле

$$v = (D_1 - D_2) \nabla N; \quad (3)$$

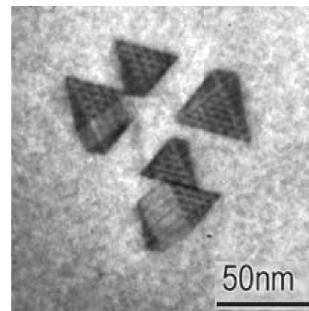
$$N = \frac{C_1}{C_1 + C_2},$$

где  $D_1$  и  $D_2$  — коэффициенты диффузии двух диффундирующих металлов;  $C_1$  и  $C_2$  — их концентрации;  $N$  — относительная концентрация материала в начале процесса диффузии;  $\Delta N$  — изменение относительной концентрации через некоторое время (время протекания процесса диффузии) [10].

Согласно [11] процессы аномально быстрой диффузии могут проходить под действием внешней вынуждающей силы. При этом перемещаются не отдельные атомы, а их группы, как это показано в работе [12]. Механизм трансформации обедненных зон в тетраэдры дефектов упаковки заключается в образовании согласованных смещений тетраэдрических групп атомов в направлении в область с избыточным свободным объемом (рис. 16).



а)



б)

Рисунок 16. Тетраэдры дефектов упаковки в золоте, наблюдаемые с помощью электронного микроскопа: а, б — группа ТДУ под двумя различными углами [13]

Аналогичный эксперимент был проведен с CuZn (латунь) и Pb. Соединение латуни со свинцом произошло при комнатной температуре и медленном сжатии (время сжатия 20 мин) с помощью наковален Бриджмена. В результате пластинка латуни прочно соединилась с кусочком свинца, т.е. прошла твердофазная реакция, инициированная только механической нагрузкой (рис. 17).

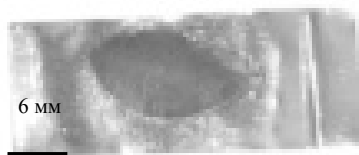
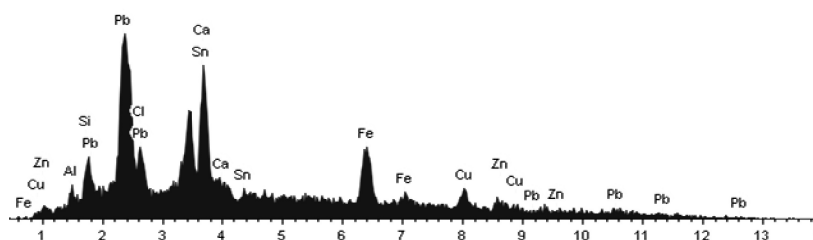


Рисунок 17. Фотография образца CuZn-Pb после реакции

Рентгено-спектральным анализом были исследованы продукты твердофазной реакции (рис. 18).



Название	Al	Si	Cl	Ca	Fe	Cu	Zn	Sn	Pb
Атомы	1,3	2,9	4,1	9,9	20,7	1,2	3,1	23,7	33,2

Рисунок 18. Рентгеновская спектрограмма поверхности образца CuZn-Pb после твердофазного превращения в зоне ее прохождения

Приведенные результаты эксперимента свидетельствуют о перераспределении компонентов сплава и о выделении новых неизвестных фаз.

Процессы механохимических реакций в рассматриваемых системах могут быть описаны с позиции теории супераррениусовской релаксации [14], утверждающей, что при динамическом нагружении происходят локальное переключение химической связи и межатомные смещения вдоль направления приложенной нагрузки. Такие смещения наблюдаются кооперативно в системе возбужденных атомов [15]. Область перегруппировки частиц на локальном уровне (мезоскопическом) названа сдвиговой трансформационной зоной (СТЗ). Внутреннее состояние системы характеризуется величиной ее плотности. В простейшей форме СТЗ-теория включает два типа зон, обозначенных (+) и (-) с величинами плотности  $n_+$  и  $n_-$ , ориентированных вдоль выбранной оси сдвигового напряжения. Зоны каждого типа преобразуются друг в друга в процессе элементарного сдвига. Средняя скорость нагрузки выражается следующим уравнением:

$$\dot{\gamma} = A_0 (R_+ n_+ - R_- n_-).$$

Здесь  $\gamma$  усреднена по заселенности зон  $n_+$  и  $n_-$  так, что переориентация происходит с вероятностью  $R_+$  и  $R_-$  соответственно.

Динамика свободного объема включает два механизма: сжатие с ростом плотности и превращение макроскопической работы в энтальпию «расширяющейся» среды. Активационный объем может отличаться от объема, зависящего от деформации, поскольку две элементарных перестройки — сдвиг и сжатие включают различные относительные движения молекул. При этом для вероятности перегруппировки частиц (трансформации)  $R_{\pm}$  и для кинетики возрастания свободного объема используются следующие уравнения:

$$R_{\pm} = R_0 \exp\left(\frac{-v_0}{v_f}\right) \exp\left(\frac{\sigma}{\phi}\right),$$

$$\left(\frac{dv_f}{dt}\right) = -E_1 \exp\left(\frac{-v_1}{v_f}\right) + A_V \sigma \left(\frac{d\varepsilon^P}{dt}\right),$$

где  $v_0$  — свободный объем вблизи зоны трансформации, необходимый для смещения частицы в поле напряжения сдвига;  $\bar{v}_f$  — средний свободный объем;  $v_1$  — свободный объем, необходимый для смещения частицы при уплотнении структуры в отсутствие напряжения сдвига (причем  $v_1 < v_0$ , поскольку при перегруппировке, связанной с уплотнением, требуется меньший свободный объем, чем при перегруппировке, обусловленной сдвигом);  $\sigma$  — напряжение;  $\varepsilon^P$  — пластическая деформация;  $\bar{\sigma}$  — некоторое усредненное напряжение;  $R_0$ ,  $E_1$  и  $A_V$  — константы.

В возбужденном состоянии в твердом теле происходит необратимый переход между его внутренними состояниями. Авторы [14, 15] разделили свободную энергию активации перехода атома или группы атомов в возбужденное состояние на две составляющие — энергию переключения межатомной связи и сдвиг. Эта энергия необходима для переориентации небольшой группы атомов. Авторы постулируют, что при достаточно низких температурах система туго зажата и локализованные молекулярные переориентации могут быть включены энтропийно в виде струны беспорядка, проходящей насквозь через материал.

Любой твердофазный процесс осуществляется благодаря диффузии, однако механизмы диффузии являются предметом острых дискуссий. Это происходит в основном из-за сложности проверки механизмов диффузии экспериментальным путем. Нагрузка создает сдвиг, который приводит к переключению химических связей и изменяет симметрию кристаллической фазы [16].

Таким образом, проведенный в работе анализ особенностей структурообразования (ротационных сдвигов, внутренних изгибов атомной решетки, достигающих 100 градусов/мкм и выше) может быть описан с точки зрения теории сдвиговой трансформационной зоны [14].

#### Выводы

1. В результате динамического нагружения обнаружены механохимические реакции в системе Ni-Ti в массивном состоянии.
2. Механохимические реакции в двуслойных пленках Ni-Ti привели к образованию смеси нанокристаллических фаз на основе никеля и титана.
3. Особенности структурной перестройки в процессе механохимических реакций могут быть описаны в рамках теории сдвиговой трансформационной зоны, основанной на модели возбужденных атомов.
4. В двухслойной системе Cu-Al при сжатии сформировалась высокотемпературная фаза CuAl благодаря значительному тепловому эффекту, приводящему к локальному разогреву в зоне контакта.
5. В двухслойной системе Cu-Pb при комнатной температуре в результате механохимической реакции, инициированной динамической нагрузкой, достигнута взаимная растворимость металлов (Cu, Pb) друг в друге.
6. Исследование структурно-фазовых превращений при деформации тройной композиции Cu-Zn-Pb подтверждает соединение этих металлов при комнатной температуре.

Авторы благодарят А.А.Веригина и Г.В.Бондаренко за проведение химического анализа исследуемых образцов.

#### Список литературы

- 1 Smolyakov V.K. Comb. Explosive Shock Waves 41. — 2001. — P. 319.
- 2 Leitsin V.N., Dmitrieva M.A. Chemistry in interests of steady development 13. — 2005. — P. 271.
- 3 Abylkalykova R.B., Kveglis K.I. et al. Solid-Phase Synthesis and Martensite Transformations in Thin Films and Bulk Materials Ni-Ti Systems. — Almaty, 2007. — P. 193.
- 4 Hirsh P., Khovi A. et al. Electron microscopy of thin crystals. — М.: Mir, 1968. — 562 p.
- 5 Pearson W.B. The crystal chemistry and physics of metals and alloys. — New York: Wiley Interscience Inc., 1972. — 870 p.
- 6 Bolotov I.E., Kolosov V.Yu. Phys. Status Solidi A 69. — 1982. — P. 85.
- 7 Kolosov V.Yu. Proc. XII ICEM, Seattle, San Francisco Press. — 1990. — Vol. 1. — P. 574.
- 8 Gouldstein Dzh., Jakovic H. Practical scanning electron microscopy. — М.: Mir, 1978. — 656 p.
- 9 Greil E.M. Research NiAl and M<sub>3</sub>Al // Mechanical properties of metallic compounds. — М.: Metallurgiya, 1982. — P. 256–299.

- 10 *Pearson W.B.* The crystal chemistry and physics of metals and alloys. — New York: Wiley Interscience Inc., 1972. — P. 870.
- 11 *Rozhanskii V.N., Berezhkova G.V.* // *Phys. Stat. Sol.* — Vol. 6. — 1964. — P. 185.
- 12 *Brown W.F.* Relaxational Behavior of Fine Magnetic Particles // *J. Appl. Phys.* — 1959. — Vol. 30. — № 4. — P. 130–132.
- 13 *Kolosov V.Yu., Tholen A.R.* Transmission electron microscopy studies of the specific structure of crystals formed by phase transition in iron oxide amorphous films // *Acta Materialia.* — 2000. — Vol. 48. — P. 1829.
- 14 *Maloney C., Lemaitre A.* Universal Breakdown of Elasticity at the onset of Material Failure // *Phys. Rev. Lett.* — 2004. — Vol. 93. — № 19. — P. 195501(1–4).
- 15 *Langer J.S., Lemaitre A.* Arhiv: cond-mat.0411038v1 1998, 2004.
- 16 *Jonn J. Gilman* Mechanochemistry. — M.: Nauka, 1996. — Vol. 274. — P. 65.

Г.Б.Тажібаева, А.А.Калитова, Р.Б.Әбілқалықова, Л.И.Квеглис

### **Динамикалық жүктеменің әсерінен Ni және Cu негізіндегі қорытпаларындағы қаттыфазалық ауысулар**

Мақалада Ni және Cu негізіндегі қорытпалардың пластикалық деформациялануы кезінде жүретін физика-химиялық процестер қарастырылған. Ni және Ti қос қабатты үлгілердің, ZrSiO<sub>4</sub> қабаты мен NiTi құймалардың, мыс, алюминий және CuZn қос қабатты үлгілердің механохимиялық реакциялар өту кезіндегі пайда болған өнімдері зерттелген. Ni-Ti жүйесінің массивті күйде динамикалық жүктеменің нәтижесінде механохимиялық реакциялардың өнімдері табылған. Механохимиялық процесіндегі құрылымдық қайта құру ерекшеліктері қозған атомдар моделіне негізделген, сондай-ақ трансформациялық ығысу аймағының теориялық шегінде анықтама алатыны көрсетілген. Cu-Al қос қабатты жүйесінде елеулі жылу эффектісі әсерінен түйісу аймағында локальді қызу арқылы сығу кезінде Cu-Al жоғары температуралық фазасы түзілген.

G.B.Tazhibaeva, A.A.Kalitova, R.B.Abylkalykova, L.I.Kveglis

### **Solid phase transformations initiated by dynamic loading in alloys based on Ni and Cu**

In the present paper the physical and chemical processes occurring during plastic deformation of alloys based on Ni and Cu were considered. Have been investigated the products of mechanochemical reactions in two-layer samples of nickel and titanium, alloy NiTi with a layer of ZrSiO<sub>4</sub>, two-layer samples of copper and aluminum, and two-layer samples CuZn. As a result of dynamic loading, the products of mechanochemical reactions in the system Ni-Ti- in bulk state, have been found. It was shown that the features of structural alteration in the process of mechanochemical reactions can be described by the theory of shear transformation zones, based on the model of excited atoms. In the two-layer Cu-Al system at compression the high-temperature phase formed due to the significant thermal effect, which leads to local heating in the contact area.

В.М.Юров

*Каргадинский государственный университет им. Е.А.Букетова (E-mail: exciton@list.ru)***Условия самоорганизации трибологических систем**

На основе термодинамической модели исследован вопрос о самоорганизации металлических систем в процессе трения. Рассмотрена связь термодинамики с теорией информации. Предложены методы повышения уровня организации систем с трением. Показано, что уровень организации системы с трением существенно связан с ее поверхностным натяжением. Проанализированы вопросы оптимизации толщины пленки, наносимой на металлические поверхности.

*Ключевые слова:* термодинамическая модель, самоорганизация, трение, теория информации, поверхностное натяжение, оптимизация толщины.

*Введение*

Как отмечается в работе [1], существует традиционное мнение, что трение является разрушительным процессом, направленным на необратимое диспергирование поверхностного слоя материала трущихся тел. Согласно термодинамике Клаузиуса должен наблюдаться рост энтропии, т.е. рост необратимого беспорядка в замкнутой системе, которой по мнению многих авторов и является изнашиваемая пара трения. Если считать, что пара трения обменивается веществом и энергией с окружающей средой, т.е. является термодинамически открытой системой, то и представления об этом объекте могут быть иными.

Известно также, что в открытых системах неживой природы, которые постоянно получают из внешней среды отрицательную энтропию и вещество, также могут возникать стационарные неравновесные состояния с высокой степенью упорядоченности [2].

Рассмотрим некоторые аспекты самоорганизации трибологических систем. В настоящее время этот вопрос находится, пожалуй, в стадии постановки [1].

*Уровень организованности системы*

В 1968 г. Е.А.Александровым и В.П.Боголеповым [3] был предложен метод оценки уровня организованности системы на основе критерия Ферстера, представляющего собой меру избыточности по К.Шеннону:

$$R = \frac{S_{\max} - S_t}{S_{\max}} = 1 - \frac{S_t}{S_{\max}}, \quad (1)$$

где  $S_{\max}$  — максимальное значение энтропии системы;  $S_t$  — текущее значение величины энтропии в каждый данный момент времени  $t$ .

Этот критерий характеризует относительную организованность системы; уровень ее абсолютной организованности в каждый данный момент времени оценивается величиной структурной информации  $I_t$ , характеризующей систему.

Не рассматривая детально указанного подхода, приведем лишь основные выводы, которые были сделаны авторами.

1) Для любой замкнутой системы

$$\frac{dS_t}{dt} = -S_{\max} \frac{dR}{dt}. \quad (2)$$

Это выражение есть формализованная запись фундаментального положения о двойственности любых организационных процессов. Они всегда внутренне противоречивы: наряду с процессами упорядочения, повышения внутренней организованности системы всегда действует прямо противоположная тенденция — нарастания дезорганизованности, неупорядоченности системы.

2) Для любой системы справедливо соотношение

$$I_t = S_{\max} \cdot R, \quad (3)$$

то есть в каждый данный момент времени информация в системе пропорциональна величине максимальной энтропии и уровню ее организованности.

3) Для двух зависимых систем, находящихся в состояниях  $\alpha$  и  $\beta$  ( $\alpha = 1, 2, 3, \dots, m$ ;  $\beta = 1, 2, 3, \dots, n$ ), в каждый данный момент времени уровень абсолютной организованности определяется соотношением

$$I_{\alpha\beta} \geq I_{\alpha} + I_{\beta}. \quad (4)$$

Равенство в уравнении (4) возможно только в том случае, когда системы независимы.

Отсюда следует основное свойство организованных систем: абсолютная организованность системы как целого всегда больше алгебраической суммы абсолютных организованностей составляющих ее частей; информация об объединенной системе больше суммарной информации об обеих системах, рассматриваемых как независимые.

Из всего сказанного вытекают следующие выводы.

Выражение (4) означает, что при объединении двух независимых систем  $\alpha$  и  $\beta$  в объединенной системе появляется некоторое дополнительное количество структурной информации, равное

$$\Delta I_{\alpha\beta} = I_{\alpha\beta} - (I_{\alpha} + I_{\beta}) \quad \text{или} \quad \Delta I_{\alpha\beta} = (S_{\alpha} + S_{\beta}) - S_{\alpha\beta}. \quad (5)$$

Наличие тесной связи между термодинамическими и информационными характеристиками систем позволило сделать вывод, что введение информации в систему приводит к повышению ее внутренней энергии, что соответствует совершению внешней работы над нею [3].

Следовательно, появление дополнительной информации в объединенной системе может означать только то, что над обеими системами была произведена внешняя работа, которая и привела к их соединению. Эта работа определяется из выражения

$$A = \Theta \Delta I_{\alpha\beta}, \quad (6)$$

где  $\Theta$  — статистическая температура;  $k$  — постоянная Больцмана;  $T$  — температура, выраженная в градусах по шкале Кельвина.

Таким образом, в результате притока информации произошел рост внутренней энергии системы. Из обобщения этого уравнения на любое количество объединяющихся систем и любые организационные процессы следует вывод: любые организационные процессы в системах, приводящие к повышению уровня их организованности, могут происходить только за счет притока энергии или информации извне и без такового вообще происходить не могут.

Рассмотрим более детально этот момент.

Сущность любой системы — наличие обменных процессов между ее частями и элементами, т.е. наличие связей. По оценкам В.М.Глушкова [4], количество связей пропорционально квадрату числа элементов системы:

$$s = \vartheta n^2, \quad (7)$$

где  $n$  — количество элементов;  $s$  — число связей между ними;  $\vartheta$  — коэффициент пропорциональности, зависящий от структуры системы. Если элементы системы связаны по типу «каждый с каждым и с самим собой», то  $\vartheta = 1$ . При другом типе связей величина коэффициента будет иной.

Таким образом, мы принимаем, что развитие любой системы определяется двумя параметрами: числом элементов системы  $n$ , которое может меняться от 0 до максимально возможной для данной системы величины, и коэффициентом  $\vartheta$ .

Если считать, что каждая связь может находиться в двух равновероятных состояниях (например, есть она или нет), то общее количество состояний системы (ее разнообразие) будет равно

$$R = 2^s = 2^{\vartheta n^2}. \quad (8)$$

Исходя из этого энтропия системы составит:

$$S = k \ln(2^{\vartheta n^2}) = \vartheta n^2 \cdot k \ln 2, \quad (9)$$

где  $k$  — постоянная Больцмана. Произведение  $k \ln 2$  есть энергетический эквивалент одной единицы информации.

Таким образом, количество структурной информации, которое содержит данная система при данных посылках, а следовательно, внутренняя энергия системы, пропорционально квадрату числа элементов и при  $\vartheta = 1$  составляет одну единицу на одну связь (считая каждый элемент особой связью «с самим собой»). Соответственно, энергия связей составляет:

$$S_s = \vartheta n(n-1) \cdot k \ln 2. \quad (10)$$

Это есть потенциальная энергия связей системы. Именно она определяет структурную устойчивость системы: система устойчива при условии минимума потенциальной энергии. Следовательно,



устойчивость системы определяется не простым количеством связей между элементами, а оптимальным числом связей и их конфигурацией.

Энергия внешних источников, которая в форме работы поступает в систему и приводит к преобразованию или созданию ее структуры, составляет величину

$$A = T \Theta n^2 \cdot k \ln 2 = \Theta \Theta n^2 \ln 2, \quad (11)$$

где  $T$  — температура,  $\Theta = kT$  — статистическая температура.

Знак равенства соответствует равновесному протеканию процесса. Но поскольку в реальных системах процессы отличаются от равновесных, имеем строгое неравенство.

Таким образом, выражение (11) показывает наличие квадратичной зависимости энергетических затрат на перестройку структуры системы от числа составляющих ее элементов. Из этого следует: ни одна система не может усложняться до бесконечности, поскольку это потребовало бы внешних источников энергии бесконечно большой мощности. Следовательно, любая система (в том числе и трибологическая) может удерживать лишь ограниченное число элементов, количество свободной энергии и информации.

### Энтропия элементарных возбуждений

Здесь мы модифицируем термодинамический подход, предложенный нами в работах [5, 6], применительно к задачам нашего исследования. Дефекты (элементарные возбуждения) в поверхностном слое (дислокации, поры и т.д.) будем рассматривать как систему невзаимодействующих частиц, погруженную в термостат. Квантовые переходы, обусловленные взаимодействием дефектов с термостатом, будут диссипативными (с вероятностью  $P$ ), в отличие от взаимодействия с внешним полем (с вероятностью  $F$ ). Диссипативные процессы приводят к тому, что вторичное поле (отклик системы) всегда меньше первичного, вызывающего образование дефектов.

Поскольку подсистема дефектов обменивается с термостатом только энергией, то соответствующий им ансамбль частиц будет каноническим. В этом случае выражение для статистической энтропии имеет вид

$$S = -k \sum_i f_i \ln f_i, \quad (12)$$

где  $f_i$  — функция распределения;  $k$  — постоянная Больцмана.

Дифференцируя (1) по времени и преобразуя, получим:

$$\frac{dS}{dt} = \frac{k}{2} \sum_{i,j} (l h f_i - \ln f_j) (P_{ij} f_i - P_{ji} f_j), \quad (13)$$

где  $P_{ij}$  — вероятность перехода из начального  $i$  (с энергией  $E_i$ ) в возбужденное состояние  $j$  (с энергией  $E_j$ ).

Решение уравнения (13) имеет вид [5, 6]:

$$P = \frac{2\Delta S}{k\tau} \exp\left\{-\frac{E_m - G^0/N}{kT}\right\}, \quad (14)$$

где  $\Delta S$  — изменение энтропии в диссипативном процессе;  $E_m$  — среднее значение энергии основного состояния дефектов;  $\tau$  — время релаксации.

Большинство диссипативных процессов в природе описывается уравнением Аррениуса:

$$P = \nu \exp(-E_a / kT), \quad (15)$$

где  $E_a$  — энергия активации;  $\nu$  — частотный фактор.

Сравнивая это выражение с (14), находим:

$$\Delta S = \frac{\nu k \tau}{2} \exp\left(-\frac{E_m + E_a - G^0/N}{kT}\right). \quad (16)$$

Частотный фактор в большинстве практически важных случаев  $\nu = 1/\tau$  и выражение (16) переписывается в виде

$$\frac{2\Delta S}{k} = \exp\left\{-\frac{E_m + E_a - G^0/N}{kT}\right\}. \quad (17)$$

Пренебрегая малыми членами после разложения экспоненты, получим:

$$\frac{2\Delta S}{k} = \alpha \frac{G^0}{NkT} \quad \text{или} \quad \Delta S = \alpha \frac{G^0}{2NT}, \quad (18)$$

где  $\alpha = \exp [-(E_m + E_a)/kT] \sim 1$ .

Изменение энтропии объекта обратно пропорционально количеству  $\Delta I$  информации о нем, т.е.

$$\Delta S = \frac{k \ln 2}{\Delta I}, \quad (19)$$

где  $k \ln 2$  — энергетический эквивалент информации.

С другой стороны, информацию о трибологических свойствах объекта несет его коэффициент трения  $f$ , т.е.

$$\Delta I = f. \quad (20)$$

С учетом уравнений (1), (3) и (18) — (20) для уровня организованности трибологической системы можно записать:

$$R = 1 - \frac{2 \ln 2 \cdot f \cdot N \cdot kT}{\mu}. \quad (21)$$

В случае чистых металлов потенциал Гиббса  $G^0$  совпадает с химическим потенциалом  $\mu$ .

Из уравнения (21) видно, что уровень организованности трибологической системы можно повысить ( $R \rightarrow 1$ ) за счет уменьшения числа контактов  $N$  (шероховатости). На практике это достигается путем шлифования, полирования. Как правило, эта процедура требует больших затрат, что приводит к большой стоимости пар трения. Следующим параметром, существенно влияющим на трибологическую систему, является коэффициент трения  $f$ . Его уменьшение достигается за счет различного рода смазок. Последние, однако, стабильны в узком интервале температур и давлений, а в условиях вакуума вообще не применимы.

#### *Влияние поверхностного натяжения на уровень организации трибологических систем*

Силу трения скольжения в случае молекулярного механизма можно представить в виде

$$F_{mp} = \int_L \sigma dl \approx \sigma L, \quad (22)$$

где  $\sigma$  — поверхностное натяжение твердого тела;  $L$  — длина пройденного при скольжении пути.

Для единичных значений нормальной нагрузки и длины пройденного пути величины поверхностного натяжения и коэффициента трения совпадают в системе СИ.

Таким образом, уровень организованности трибологической системы можно изменять за счет изменения ее поверхностных свойств. В настоящее время основной метод модификации поверхности пар трения, работающих в условиях вакуума, — это нанесение тонкопленочных покрытий.

Эффект пленки, особенно тонких трибопленочных структур, изучен достаточно слабо, но в условиях трения очень наглядно проявляются такие ее свойства, как эффект саморегулирования энтропии (толщины, состава и свойств анизотропии), обуславливающий динамическое равновесие в системе при соблюдении принципа наименьшего действия [7].

Экспериментальное определение поверхностного натяжения твердых тел затруднено тем, что их молекулы (атомы) лишены возможности свободно перемещаться. Исключение составляет пластическое течение металлов при температурах, близких к точке плавления, — метод «нулевой ползучести» [8].

В методе «нулевой ползучести» образец (длинная нить, фольга) нагревают до достаточно высокой температуры, так что он начинает сокращаться по длине под действием поверхностных напряжений. К образцу прикладывается внешняя сила, поддерживающая неизменной форму образца. По величине этой силы определяют величину поверхностного натяжения.

В работе [9] и ряде других нами получена формула, которая описывает зависимость физического свойства твердого тела от его размера:

$$A(r) = A_0 \cdot \left(1 - \frac{d}{r}\right). \quad (23)$$

Здесь  $A_0$  — физическое свойство массивного образца;  $A(r)$  — физическое свойство малой частицы или тонкой пленки;  $d$  — критический радиус, или критическая толщина пленки, начиная с которого проявляются размерные эффекты. Для критического радиуса нами получена формула

$$d = \frac{2\sigma v}{RT}. \quad (24)$$

Здесь  $\sigma$  — поверхностное натяжение массивного образца;  $v$  — молярный объем;  $R$  — газовая постоянная;  $T$  — температура.

Из формулы (24) получается линейная зависимость поверхностного натяжения от температуры плавления металла:

$$\sigma = \alpha T_{пл}. \quad (25)$$

В рамках нашей теории коэффициент  $\alpha \approx 10^{-3} \text{ Дж} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-1}$  для всех металлов. Результаты расчета для некоторых металлов представлены в таблице 1.

Т а б л и ц а 1

Температура плавления и поверхностное натяжение некоторых металлов

Металл	$T_{пл}, \text{ К}$	$\sigma, \text{ Дж/м}^2$	Металл	$T_{пл}, \text{ К}$	$\sigma, \text{ Дж/м}^2$
Ag	1234	1,23 (1,14 ± 0,09)	Cu	1356,2	1,36 (1,75 ± 0,09)
Al	933,4	0,93 (0,91 ± 0,2)	Pt	2042,2	2,04 (2,3 ± 0,8)
Au	1336,2	1,34 (1,37 ± 0,15)	W	3653	3,65 (3,9 ± 0,3)

В скобках даны значения  $\sigma$ , полученные экспериментально методом «нулевой ползучести». В целом наблюдается неплохое согласие нашей теории с экспериментальными данными.

Таким образом, оценку поверхностного натяжения металлов можно сделать по их температуре плавления и коэффициенту  $\alpha \approx 10^{-3} \text{ Дж} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-1}$  по формуле (25).

В 1949 г. Р.Толмен [10] вывел уравнение для поверхностного натяжения  $\sigma$ :

$$\sigma / \sigma_{\infty} = (1 + 2\delta / R_s)^{-1}. \quad (26)$$

Здесь  $\sigma_{\infty}$  — поверхностное натяжение для плоской поверхности;  $R_s$  — радиус поверхности натяжения;  $\delta > 0$  — расстояние между эквимолекулярной разделяющей поверхностью и поверхностью натяжения для плоской границы.

Порядок величины параметра  $\delta$ , называемого толменовской длиной, или постоянной Толмена, должен быть сравним с эффективным молекулярным диаметром  $a$ . При  $R \gg \delta$  формула Толмена может быть переписана в виде

$$\sigma / \sigma_{\infty} = 1 - 2\delta / R. \quad (27)$$

Таким образом, подход Толмена сводится к учету поправки на кривизну поверхности к макроскопическому значению поверхностного натяжения  $\sigma_{\infty}$ .

Для малых  $R$  А.И.Русанов [11] получил асимптотическую линейную зависимость

$$\sigma = KR. \quad (28)$$

Здесь  $K$  — коэффициент пропорциональности. Формула (28) получена на основе термодинамического рассмотрения и должна быть применима к малым объектам различной природы. Однако границы применимости формулы (28) и значения параметра  $K$  остаются до сих пор практически не исследованными.

В рамках нашей модели (формулы 23 и 24) для  $K$  нетрудно получить

$$K = \frac{RT}{2\vartheta} \cdot \left( 1 + \frac{A(r)}{A_0} \right). \quad (29)$$

Критерий применимости формулы А.И.Русанова выразится в виде (табл. 2)

$$r_k \geq d = \frac{2\sigma\vartheta}{RT}. \quad (30)$$

Т а б л и ц а 2

Критерий применимости линейной формулы А.И.Русанова

Металл	$r_k, \text{ нм}$	Металл	$r_k, \text{ нм}$
Свинец	0,9	Серебро	1,1
Олово	0,8	Золото	1,1
Железо	1,2	Медь	1,0

Из таблицы 2 видно, что для всех металлов  $r_k$  имеет величину около 1 нм. Удивительно, но такой же порядок имеет критический размер  $r_k$  зародыша при гомогенном образовании кристаллов. Отметим также, что постоянная Толмена в нашей модели равна  $\delta = r_k/2 \approx 0,5$  нм.

Если воспользоваться методом аналогии, можно получить формулу типа (23)

$$\sigma(r) = \sigma_0 \left( 1 - \frac{r_k}{r} \right). \quad (31)$$

Используя формулу (30), можно вычислить  $r_k$ . Затем, используя данные таблицы (1) и формулу (31), мы вычисляем значение поверхностного натяжения нанопленок размером 2 и 10 нм. Результаты вычислений для некоторых металлов при  $T = 300$  К представлены в таблице 3.

Т а б л и ц а 3

#### Поверхностное натяжение нанопленок некоторых металлов

Металл	$T, K$	$\sigma(r), r=2$ нм Дж/м <sup>2</sup>	$\sigma(r), r=10$ нм Дж/м <sup>2</sup>
Серебро	300	0,155	0,257
Золото	300	0,198	0,304
Медь	300	0,180	0,396

Из таблиц 1 и 3 видно, что поверхностное натяжение нанопленок металлов почти на порядок меньше, чем массивных образцов. Во столько же раз уменьшится и коэффициент «сухого» трения. Однако уже при размере пленки больше 10 нм величина поверхностного натяжения приближается к величине поверхностного натяжения массивного образца (сравнение таблиц 1 и 3 следует проводить с учетом температурного коэффициента по формуле (25), где  $T = T_{пл}$ ).

При значении  $r < r_k$  поверхностное натяжение становится отрицательной величиной и свойства пленки должны существенно изменяться в сторону увеличения коэффициента трения и уменьшения уровня организации трибосистем.

Существование оптимума толщины пленки при трении доказано многими исследователями.

По мнению Боудена и Тейбора [12], при трении стального ползуна по пленке индия разной толщины оказывается, что имеется оптимальная толщина с точки зрения энергетических потерь. Как трактуют сами авторы, нагрузка передается через такую пленку и предохраняет трущиеся поверхности от непосредственного контакта. Срез происходит в мягком металле. При уменьшении толщины пленки до 0,1 мкм сила трения убывает, а затем начинает возрастать. При толщине 0,01 мкм, как указывают авторы, пленка перестает быть эффективной (рис. 1). При механохимическом изнашивании оптимум толщины пленки достигается благодаря наличию двух противоположных нелинейных процессов. При толщине пленки меньше оптимального значения наблюдается ее ускоренный рост благодаря высокой активности подложки и малому сопротивлению диффузии. При большой толщине пленка механически и физически экранирует доставку активных компонентов к месту реакции. Кроме того, толстые пленки являются механически нестабильными вследствие комплекса несоответствий (температурных коэффициентов, периодов кристаллических решеток и т.д.) с основным материалом. При механическом воздействии они разрушаются.

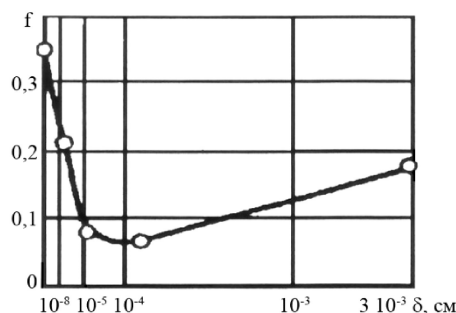


Рисунок 1. Зависимость коэффициента трения от толщины тонкой пленки индия, нанесенной на инструментальную сталь [12]

На основании изложенного выше мы можем сформулировать следующее условие повышения уровня организации трибологических систем:

- необходимо уменьшать поверхностное натяжение трибосопряжения за счет нанесения на ее поверхность пленок оптимального размера, определяемого формулой (30).

Использование этой формулы основано на возможности определения поверхностного натяжения твердых тел и осаждаемых покрытий, предложенных нами недавно [13–16].

### *Организованность трибологических систем и теория катастроф*

Источниками теории катастроф являются теория особенностей гладких отображений Уитни и теория бифуркаций динамических систем Пуанкаре и Андронова [17].

Теория особенностей — это обобщение исследований функций на максимум и минимум. В теории Уитни функции заменены отображениями, т.е. наборами нескольких функций нескольких переменных.

Слово «бифуркация» означает раздвоение и употребляется в широком смысле для обозначения всевозможных качественных перестроек различных объектов при изменении параметров, от которых они зависят.

Катастрофами называются скачкообразные изменения в виде внезапного ответа системы на плавное изменение внешних условий.

Теория катастроф может быть использована в технических задачах для математического моделирования процессов, в которых могут наблюдаться катастрофы. Разрушение трибологических систем при трении также представляет собой катастрофу.

Для математического моделирования возможно рассмотрение следующих объектов:

- 1) цель функционирования;
- 2) одна или две координаты процесса функционирования;
- 3) один или несколько управляющих параметров, изменяя которые, мы управляем ходом процесса.

В нашем рассмотрении цель функционирования — разрушение трибологической системы, а координатой процесса разрушения возьмем скорость диссипации свободной энергии  $F$ , обусловленной образованием кластера из  $N \gg 1$  числа контактов (см. формулу 21). В качестве управляющих параметров возьмем плотность контактов  $\rho$  (шероховатость) и поверхностное натяжение  $\sigma$ .

Для одной координаты  $\dot{F}$  и двух управляющих параметров в теории катастроф имеется только одна стандартная, каноническая зависимость для записи зависимости функции цели

$$\dot{F}(N) = 0,25N^4 - 0,5\rho N^2 - \sigma N, \quad (32)$$

где  $F(N)$  — потенциальная функция, которая является энергией образования  $N$  контактов. Катастрофа, имеющая такую потенциальную функцию, называется катастрофой типа «сборки» [17]. Сборка имеет в докритической области одно устойчивое состояние равновесия (одну ямку потенциальной функции), а в закритической — два устойчивых и одно неустойчивое состояния равновесия (т.е. две ямки, разделенные холмом).

Докритическая и закритическая области задаются следующим набором параметров:

$$\rho < 0, -\infty > \sigma > \infty,$$

$$\rho > 0, |\sigma| > \frac{2\rho}{3} \sqrt{\frac{\rho}{3}}, \quad \rho > 0, |\sigma| < \frac{2\rho}{3} \sqrt{\frac{\rho}{3}}. \quad (33)$$

докритическая область                      закритическая область

Уравнение (32) задает статическую модель разрушения трибологической системы. Для получения динамической модели будем считать пару трения градиентной системой. Это означает, что потенциальная функция  $\dot{F}(N)$  стремится к экстремуму. Градиент функции  $\dot{F}(N)$  равен

$$\text{grad } \dot{F}(N) = \frac{\partial \dot{F}(N)}{\partial N} = N^3 - \rho N + \sigma. \quad (34)$$

Далее, в первом приближении, будем считать, что скорость увеличения свободной энергии пропорциональна скорости роста количества контактов. Тогда можно записать, что

$$\beta \frac{d^2 F}{dt^2} = \frac{\partial \dot{F}(N)}{\partial N} = N^3 - \rho N + \sigma, \quad (35)$$

где  $\beta$  — коэффициент пропорциональности,  $d^2 F/dt^2$  — вторая производная свободной энергии.

В механике такое уравнение характерно для движения в среде вязкого трения. В этом случае процесс перехода из одного состояния равновесия в другое получается плавным, похожим на  $S$ -образную логистическую кривую. На рисунке 2 приведены результаты решения дифференциального уравнения (35). Графики для соответствующих случаев обозначены номерами 1 и 2. Для обоих случаев параметр  $\rho = 3 = \text{const}$ . Выбор значений параметров в данном случае произволен, и наша задача состоит в том, чтобы проиллюстрировать общий подход. Коэффициент  $\beta = 10$  определяет масштаб времени и согласует размерности переменных. Параметр  $\sigma = 3 = \text{const}$ .

В первом случае, как следует из графиков, скорость диссипации свободной энергии растет примерно по  $S$ -образной кривой и достигает максимума, примерно равного 9 единицам. Во втором случае управляющий параметр равномерно уменьшается по закону  $\sigma = c - \gamma t$ .

Как видно из графика, до точки  $m$  скорость диссипации свободной энергии все-таки растет, правда, не такими темпами, как в первом случае. Затем скорость диссипации свободной энергии начинает снижаться и в точке  $k$  становится нулевой, т.е. трибологическая система терпит катастрофу и разрушается. Очевидно, имея такую, достаточно простую модель разрушения трибологической системы, можно качественно оценить возможности перехода с одной  $S$ -образной кривой на другую.

Для нас важна зависимость скорости диссипации свободной энергии от поверхностного натяжения  $\sigma$ . Обсудим этот вопрос подробнее. Тонкопленочные объекты зоны трения подвержены сложным процессам разрушения — восстановления, не согласующимся с традиционными принципами термодинамики равновесных систем. Это происходит на фоне мощнейших удельных концентраций энергии на микроконтактах, приводящих материал в состояние «магма-плазма» [1] с особыми свойствами вещества.

Поэтому для трибологических систем особую роль играет скорость отвода энергии из зоны трения. Это означает, что скорость диссипации свободной энергии в зоне трения должна быть минимальной ( $\text{grad } \dot{F}(N) \rightarrow 0$ ). Из уравнений (34) и (35) снова следует сделанный уже нами вывод: для повышения уровня организации трибологических систем необходимо уменьшать поверхностное натяжение трибосопряжения.

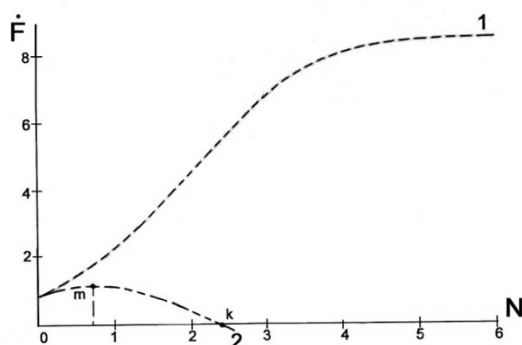


Рисунок 2. Результат решения дифференциального уравнения (35)

### Заключение

Рассмотренные нами вопросы относятся к синергетике конденсированных сред, которая, в свою очередь, находится в стадии становления. Отметим также, что мы не затронули вопросы анизотропии поверхностного натяжения, ее связь с фрактальной размерностью тонкопленочных покрытий в зоне трения и, собственно, ее связь с шероховатостью покрытия. Все эти вопросы мы обсудим в следующей работе.

### References

- 1 Baranov A.V., Wagner V. A., Tarasevich S.V. Self-organizing conditions of tribological systems at a boundary friction of metals // Polzunov Vestnik. — 2009. — № 1–2. — P. 155–158.
- 2 Kareri J. An order and the disorder in matter structure. — M: Nauka, 1985. — 326 p.

- 3 *Aleksandrov E.A., Bogolepov V.P.* About some organizational criteria of quality of functioning of systems (to a question on creation of a mathematical apparatus of the theory of the organization) // *The Organization and management*. — М.: Nauka, 1968. — P. 60–76.
- 4 *Glushkov V.M.* Introduction in the management information system. — Kiev: Technika, 1974. — 264 p.
- 5 *Jurov V.M.* Thermodynamics of luminescing systems // *Vestnik of KarSU. Physics*. — 2005. — № 3 (39). — P. 13–15.
- 6 *Jurov V.M.* Superficial tension of solid states // *Vestnik of KarSU. Physics*. — 2007. — № 1 (45). — P. 23–29.
- 7 *Poljakov A.A.* The theoretical analysis of the basic mechanisms of evolution of tribosystems at selective carrying over // *Durability of details of rubbing details of cars*. — 1988. — № 3. — P. 14–26.
- 8 *Roldugin V.I.* Surface physical chemistry. — Dolgoprudno: Intelligence. — 2008. — 568 p.
- 9 *Jurov V.M.* Properties of small particles // *Vestnik of KarSU. Physics*. — 2009. — № 2 (54). — P. 36–45.
- 10 *Tolman R.C.* The effect of droplet size on surface tension // *J. Chem. Phys.* 1949. — Vol. 17. — № 2. — P. 333–356.
- 11 *Rusanov A.I.* Phase of balance and the superficial phenomena. — L.: Chemistry, 1967. — 346 p.
- 12 *Bouden F.P., Teibor D.* Friction and greasing of solid states. — М.: Mechanical engineering, 1968. — 543 p.
- 13 *Jurov V.M., Eshchanov A.N., Kuketaev A.T.* Way of measurement of a superficial tension of firm bodies // Patent RK № 57691. It is published 15.12.2008. The bulletin № 12.
- 14 *Jurov V.M., Portnov V.S., Puseeva M.P.* Way of measurement of a superficial tension and density of superficial conditions of dielectrics // Patent RK № 58155. It is published 15.12.2008. The bulletin № 12.
- 15 *Jurov V.M., Portnov V.S., Puseeva M.P.* A way of measurement of a superficial tension of magnetic materials // Patent RK № 58158. It is published 15.12.2008. The bulletin № 12.
- 16 *Jurov V.M., Guchenko S.A., Ibraev N.H.* A way measurements of a superficial tension of besieged coverings // Patent RK № 66095. It is published 15.11.2010. The bulletin № 11.
- 17 *Arnold V.I.* The theory of accidents. — М.: Editornaja URSS, 2007. — 136 p.

В.М.Юров

### Трибологиялық жүйелерінің өздік ұйымдасу шарттары

Үйкелу процесінде термодинамикалық моделін қолданып, өздік ұйымдастыру шарты қарастырылды. Термодинамикамен, ақпарат теориясымен байланысы зерттелді. Үйкелу жүйелерінің өздік ұйымдастыру деңгейін арттыру әдістері ұсынылды. Жүйе ұйымдастыру деңгейінің үйкелісі беттік тартылыспен байланыстылығы көрсетілді. Металдың бетіне түсірілген қабықша қалыңдығын онтайландыру жолдары келтірілді.

V.M.Jurov

### Self-organizing conditions of tribological systems

On the basis of thermodynamic model the problem of self-organizing metal systems during friction is presented. The question on connection of thermodynamics with the theory of the information is considered. Methods of increase of a level of the organization of systems with friction are offered. It is shown, that the level of the organization of system with friction is essentially dealt with its superficial tension. Questions of optimization of thickness of a film rendered on metal surfaces are considered.

---

# ЖЫЛУ ФИЗИКАСЫ ЖӘНЕ ТЕОРИЯЛЫҚ ЖЫЛУ ТЕХНИКАСЫ ТЕПЛОФИЗИКА И ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ТЕПЛОТЕХНИКА

УДК 533.15; 536.25

И.В.Поярков, В.Мукамеденкызы, Ш.Актолкын

*Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Алматы (E-mail: p-igor@inbox.ru)*

## Щелевой диффузионный канал

Показано, что процесс диффузионного и конвективного смешения происходит в диффузионном канале; в щелевом канале смена режима смешения происходит при меньших значениях критических чисел Рейля. Отмечено, что рассмотренный в данной статье щелевой канал можно применять в двухколбовом методе с использованием теневого прибора; диффузионный канал можно модернизировать путем разделения его пополам по наименьшей стороне. Предложены методы определения геометрической постоянной прибора и методы оценки погрешности в ее определении.

*Ключевые слова:* диффузионное смешение, конвективное смешение, щелевой канал, двухколбовый метод, теневой прибор, числа Рейля, геометрическая постоянная прибора.

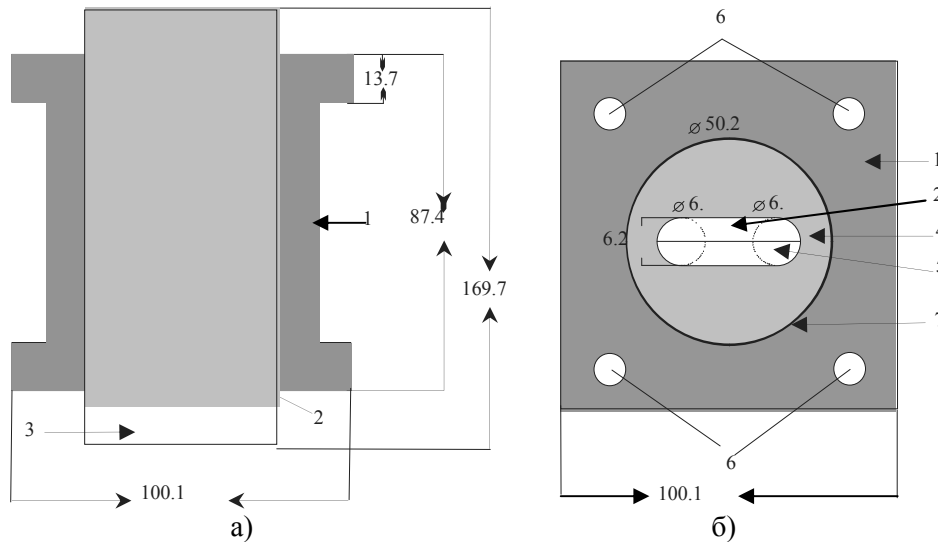
Исследования многокомпонентной диффузии в некоторых смесях показали, что при определенных термодинамических параметрах системы и геометрических характеристиках диффузионного канала возникают конвективные потоки, которые в несколько раз превосходят диффузионный [1]. Проявление неустойчивости в диффузионном процессе также наблюдалось Миллером и Мейсоном при исследовании термоэффекта в трехкомпонентных газовых смесях. Они дали объяснение наблюдаемому явлению и назвали такое поведение газов при диффузии диффузионной неустойчивостью (неустойчивостью, «instabilities diffusion») [2]. Ранее аналогичное явление, получившее название «конвекция с двойной диффузией» («double diffusive convection»), или «двойная диффузия», было обнаружено и физически описано авторами [3] при океанографических исследованиях в середине 50-х годов так называемых «солевых фонтанов».

Дальнейшие исследования показали, что явление диффузионной неустойчивости связано с появлением пространственной неоднородности плотности. Стратифицированные области, обусловленные концентрационными полями, в поле силы тяжести вызывают свободно конвективное движение, которое искажает диффузионный перенос. Теоретическое описание смены диффузии на конвективный массоперенос возможно через парциальные числа Рэлея, которые представляют собой комплекс, состоящий из термодинамических параметров газовой системы и геометрических характеристик диффузионного канала. Как показали теоретические исследования, смена режима «диффузия — конвекция» происходит при определенном критическом числе Рэлея и зависит от формы диффузионного канала. Для щелевого канала это число составляет значение, равное 31,29, а для цилиндрического — в два раза больше — 67,95 [4]. Следовательно, в каналах щелевой формы смена режима смешения происходит при меньших термодинамических параметрах, чем в цилиндрических. Например, в двухколбовом методе достаточно легко изменять давление и температуру в системе.

Исходя из этого мы создали щелевой диффузионный канал (рис. 1), представляющий собой плоскопараллельную щель 2 высотой  $h = 6,25$  мм и длиной  $L = 169,75$  мм, выполненный из латуни. В нижней части канал имеет плоскопараллельные стеклянные стенки 3 для визуального наблюдения протекания процесса смешения при помощи теневого прибора. Диффузионный канал крепится к диффузионному аппарату при помощи болтов через крепежные отверстия 6. Между вставкой и аппаратом находятся фторопластовые прокладки 7 для предотвращения течи газов через стыковочные



соединения. Для исследования характеристик конвективного течения в диффузионном канале нами была предусмотрена возможность деления его на две равные части пластиной 5. Разделяющая пластина была изготовлена из медной фольги (толщина 0,1 мм) и закреплена в канале эпоксидной смолой. Таким образом, мы получили два связанных одинаковых канала, каждый шириной 3 мм. Суммарная площадь двух каналов в пределах погрешности исследований равна площади одного канала.



1 — корпус; 2 — диффузионный канал; 3 — плоскопараллельные стекла для визуального наблюдения протекания эксперимента; 4 — область совмещения с колбами; 5 — разделяющая пластина; 6 — отверстия для крепления блока с диффузионным каналом к колбам; 7 — фторопластовая прокладка

Рисунок 1. Диффузионный канал: а) вид спереди; б) вид сверху

При исследовании процессов массопереноса в газовых смесях используются различные методы: например, двухколбовый, расчетная формула для определения коэффициента диффузии содержит геометрические параметры: площадь поперечного сечения  $S$  и длину  $L$ , объемы нижней  $V_I$  и верхней  $V_{II}$  колб [5]:

$$D = \frac{L}{S\tau} \frac{1}{\left(\frac{1}{V_I} + \frac{1}{V_{II}}\right)} \ln \frac{\Delta c_0}{\Delta c_\tau}, \quad (1)$$

где  $\Delta c_0$ ,  $\Delta c_\tau$  — разности концентраций (в мольных долях) между колбами аппарата в начальный и конечный моменты времени;  $\tau$  — время диффузии.

Выражение (1) было получено с применением следующих допущений: квазистационарное состояние в диффузионном канале наступает быстро, концентрации газов в колбах прибора выравниваются мгновенно, объем канала значительно меньше объема колб, коэффициент диффузии не зависит от концентрации. Помимо допущений, описанных выше, при выполнении экспериментов не всегда представляется возможным достаточно точно и полно учесть геометрические параметры прибора, поэтому в формулу (1) вводят поправки. Так, в работе [6], вследствие влияния диффузионного сопротивления, вместо геометрической длины диффузионного канала было использовано ее эффективное значение:

$$L_{эф} = L + kd, \quad (2)$$

где  $d$  — диаметр капилляра;  $k = (0,745 \pm 0,012)$  — поправочный коэффициент.

Если проанализировать формулу (1), то для определенного диффузионного прибора при исследованиях геометрические параметры остаются неизменными, поэтому их можно заменить одной величиной, называемой постоянной прибора —  $\beta$ . Параметр  $\beta$  может быть найден несколькими методами: геометрическим (абсолютный) или эмпирическим (относительный).

Если геометрические размеры аппаратов измеряются непосредственно, то такой способ определения постоянной прибора является абсолютным. Абсолютный способ, конечно, выглядит предпоч-

тительнее перед относительным, так как при соответствующей измерительной технике погрешность постоянной прибора может быть сведена к минимуму. Кроме того, погрешность относительного способа, при всех прочих равных условиях, будет несколько больше, чем абсолютного из-за небольшой, но все же существующей погрешности эталонного коэффициента диффузии. В этом случае постоянная прибора находится из выражения

$$B = \frac{L_{эфф} \cdot V_I \cdot V_{II}}{S \cdot (V_I + V_{II})}. \quad (3)$$

Погрешность в ее определении будет равна

$$\delta\theta(B) = \sqrt{\left(\frac{\delta(L_{эфф})}{L_{эфф}}\right)^2 + \left(\frac{\delta(S)}{S}\right)^2 + \left(\frac{\delta(V_I)}{V_I}\right)^2 + \left(\frac{\delta(V_{II})}{V_{II}}\right)^2 + \frac{\delta^2(V_I) + \delta^2(V_{II})}{(V_I + V_{II})^2}}. \quad (4)$$

Необходимо отметить, что в некоторых случаях абсолютный способ просто неприменим, как, например, в аппарате для визуализации диффузионного процесса. Это связано со сложностью учета объема колб аппарата и невозможностью анализа влияния сложной геометрии соединительного капилляра на эффективную длину диффузионного канала.

Эмпирический метод — определение постоянной прибора по известным коэффициентам диффузии. Погрешность в определении  $\beta$  в основном связана с приборной погрешностью в определении концентрации и коэффициентов диффузии газов. Концентрацию можно измерить интерферометрическим методом с точностью до 0,2%. Коэффициенты диффузии — это табличные значения. В этом случае постоянная прибора вычисляется из формулы

$$\beta = \frac{D\tau}{\ln \frac{\Delta c_0}{\Delta c_\tau}}, \quad (5)$$

где  $D$  — коэффициент диффузии, определяемый по формуле

$$D = D_0 \frac{p_0}{p}. \quad (6)$$

Здесь  $D_0$  — коэффициент диффузии при нормальных условиях; давление  $p$  определяется с учетом атмосферного давления ( $p_{атм}$ ) и давления в системе ( $p_{колб}$ ) по правилу аддитивности:

$$p = p_{атм} + p_{колб}.$$

При интерферометрическом методе разность концентраций определяется согласно выражению

$$\Delta c_\tau = \frac{\Delta \tilde{\beta}}{\tilde{\beta}_1 - \tilde{\beta}_2} \frac{1}{k_p k_T}, \quad (7)$$

где  $\tilde{\beta}_1$  и  $\tilde{\beta}_2$  — преломляющие усилия первого и второго газов;  $\Delta \tilde{\beta}$  — разность преломляющих усилий ( $\Delta \tilde{\beta} = a(N - N_0) + b$ , где  $N_0$  — нулевой отсчет;  $N$  — показание шкалы компенсатора;  $a$  и  $b$  — константы градуировки);  $k_p k_T$  — поправка на температуру и давление.

При вычислении постоянной прибора относительным методом погрешность определяется по формуле

$$\delta\theta(B) = \sqrt{\left(\frac{\delta(D_{12})}{D_{12}}\right)^2 + \left(\frac{\delta(\tau)}{\tau}\right)^2 + \frac{1}{\left(\ln \frac{\delta c_0}{c_\tau}\right)^2} \left[ \left(\frac{\delta(\Delta c_0)}{\Delta c_0}\right)^2 + \left(\frac{\delta(\Delta c_\tau)}{c_\tau}\right)^2 \right]}, \quad (8)$$

$$[\delta(\Delta c_0)]^2 = (\delta c_0^I)^2 + (\delta c_0^{II})^2, \quad [\delta(\Delta c_\tau)]^2 = (\delta c_\tau^I)^2 + (\delta c_\tau^{II})^2,$$

где  $\delta c_0^I$ ,  $\delta c_0^{II}$ ,  $\delta c_\tau^I$ ,  $\delta c_\tau^{II}$  — погрешности в определении состава исходных смесей и смесей газов после диффузии в верхней (I) и нижней (II) колбах прибора соответственно.

В заключение можно сказать, что рассмотренный диффузионный канал и его модификация могут использоваться для изучения смены режимов смешения в зависимости от термодинамических параметров газовой системы, а также для исследования сложного массопереноса в одном канале и в

двух связанных каналах, что значительно расширяет возможности для правильного понимания процесса смешения, происходящего при диффузионной неустойчивости.

### References

- 1 Zhavrin Yu.I., Kosov V.N. and Krasikov S.A. Some features of convective heat and mass transfer in multicomponent gaseous mixtures // *Journal Engineering Physics and Thermophysics*. — 1996. — Vol. 69. — № 6. — P. 977–981.
- 2 Miller L., Mason E.A. Oscillating instabilities in multicomponent diffusion // *Phys. Fluids*. — 1966. — Vol. 9. — № 4. — P. 711–721.
- 3 Stommel H., Arons A.B., Blanchard D. An oceanographical curiosity: the perpetual salt fountain // *Deep-Sea Res.* — 1956. — Vol. 3. — P. 152–153.
- 4 Hershune H.Z., Zhukhovitsky Z.M. Convective instability of incompressible liquid. — M.: Nauka, 1972. — 392 p.
- 5 Ney E.P., Armisted F.C. The self-diffusion coefficient of uranium hexafluoride // *Phys. Rev.* — 1947. — № 1. — P. 14–19.
- 6 Kalinin B.A., Loyko A.E., Suetin P.E. Effective length of capillary in the measurement of interdiffusion of gases by the two volumes method // *Diffusion in gases and liquids*. — Alma-Ata, 1972. — P. 79–85.

И.В.Поярков, В.Мұхамеденқызы, Ш.Ақтолқын

### Тетіктік диффузиондық арна

Диффузиялық және конвективтік араласу процестері диффузиялық арнада жүреді. Қуыс арнадағы араласу режимінің ауысуы Рэлей критикалық санының кіші мәндерінде өтеді. Мақалада қарастырылып отырған қуыс каналды, жарықтық құрылғыны пайдалана отырып, екіқолбалық әдісте қолдануға болады. Диффузиялық каналдың кіші қабырғасын тең екіге бөлу арқылы оны жанартуға мүмкіндік бар. Сонымен қатар құрылғының геометриялық тұрақтысын анықтау және қателігін бағалау тәсілі ұсынылды.

I.V.Poyarkov, V.Muhamedenkysu, Sh.Aktolkin

### Slot diffusion channel

The process of diffusive and convective mixing can take place in the diffusion channel. The change of a mixing regime in a slot's channel occurs at small values of the critical Rayleigh numbers. The slot channel considered in this paper can be used in the two-flask method jointly with a «shadow» device. Diffusion channel can be redesigned by splitting it in half on the smallest side. The methods of the device's geometrical constant determination and the error estimation procedure have been proposed.

---

# АСПАПТАР ЖӘНЕ ЭКСПЕРИМЕНТ ТЕХНИКАЛАРЫ ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

УДК 537.533.34

А.О.Саулебеков<sup>1</sup>, А.А.Трубицын<sup>2</sup>, Ж.Т.Камбарова<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Карагандинский государственный университет им. Е.А.Букетова (E-mail: saulebekov@mail.ru, kambarova@bk.ru);

<sup>2</sup>Рязанский государственный радиотехнический университет, Россия (E-mail: assur@bk.ru)

## Компьютерное моделирование электростатического гексапольно-цилиндрического зеркального энергоанализатора

Разработана компьютерная модель электронно-оптической схемы электростатического гексапольно-цилиндрического зеркального энергоанализатора с криволинейным профилем внешнего электрода. Проведен траекторный анализ движения заряженных частиц в данной электронно-оптической схеме. Численно определены электронно-оптические параметры энергоанализатора в режимах угловой фокусировки второго порядка по типу «кольцо-кольцо» и «ось-кольцо». Рассчитаны относительное энергетическое разрешение, светосила и аппаратная функция для рассмотренных режимов фокусировки пучка заряженных частиц. Расчет электронно-оптической схемы энергоанализатора проведен посредством программы «Фокус» моделирования аксиально-симметричных систем корпускулярной оптики с произвольной геометрией электродов.

*Ключевые слова:* компьютерная модель, энергоанализатор, траекторный анализ, угловая фокусировка, энергетическое разрешение, светосила, аппаратная функция.

Спектроскопия потоков заряженных частиц играет важную роль в физических исследованиях и контроле технологических процессов ряда современных производств. Энергетический анализ осуществляется спектрометрами, пространственно разделяющими пучки заряженных частиц по энергии и фокусирующими на приемные устройства доли выделенных потоков. В связи с интенсивным развитием методов электронной спектроскопии возникла необходимость дальнейшего улучшения корпускулярно-оптических характеристик и расширения функциональных возможностей спектрометров. Возросшие требования к уровню эксперимента диктуют необходимость повышения требований к чувствительности и разрешающей способности обеспечивающего его оборудования, усложнения геометрии электродов, необходимости одновременного применения нескольких методов исследования, сокращения времени эксперимента, тем более все это подкреплено возросшими технологическими возможностями. В настоящее время в аналитическом приборостроении принята ориентация на зеркальную осесимметричную оптику. Такой выбор обусловлен тем, что в условиях высокой светосилы энергоанализаторы зеркального типа позволили получить высокие характеристики разрешения и чувствительности.

Возникает вопрос о дальнейших путях развития аналитического приборостроения, в том числе о расчете электростатических зеркальных анализаторов, более эффективных по сравнению с уже известными. Поэтому энергоанализ потоков заряженных частиц, как эффективный метод исследования поверхности твердых тел, требует дальнейшей модернизации существующих или создания качественно новых анализирующих систем на основе дальнейшего развития теории.

Ранее, в работах [1–3], был предложен новый класс осесимметричных лапласовых полей, построенных на основе синтеза мультиполей и цилиндрического поля и представляющих практический интерес для решения задачи энергоанализа пучков заряженных частиц. Интерес представляет суперпозиция цилиндрического поля  $U_c = \ln r$  и кругового гексаполя. При сложении полей центральная окружность мультиполя совмещается с нулевой эквипотенциалью логарифмического поля.

Потенциал в гексапольно-цилиндрическом поле описывается в системе координат  $r, z$  следующим выражением [4]:

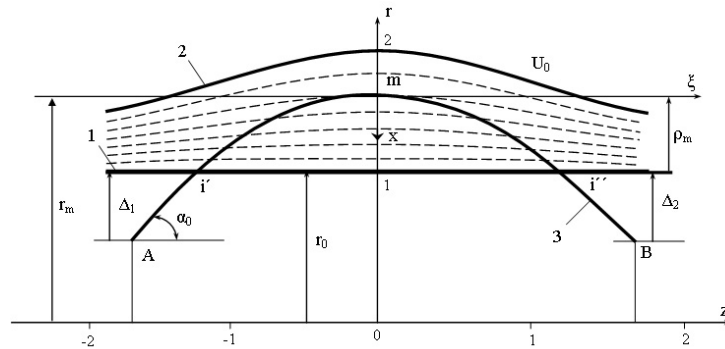
$$U(r, z) = \mu Lnr + \gamma U_h(r, z), \quad (1)$$

где

$$U_h(r, z) = \frac{1}{2} \left\{ Lnr \left[ z^2 - \frac{1}{2} r^2 - \frac{1}{2} \right] + \frac{1}{2} r^2 - \frac{1}{2} \right\} - \quad (2)$$

круговой гексаполь;  $\mu$  — коэффициент, задающий весовой вклад цилиндрического поля  $Lnr$ ;  $\gamma$  — весовая составляющая кругового гексаполя. Как следует из уравнения (1), можно варьированием коэффициентов  $\mu$  и  $\gamma$  получить неограниченное количество вариантов различных гексапольно-цилиндрических полей.

Схема энергоанализатора с гексапольно-цилиндрическим полем (1) для составляющей цилиндрического поля  $\mu = 2$  и кругового гексаполя  $\gamma = 1$  приведена на рисунке 1.



A — источник;  $i'$  — входная кольцевая щель;  $i''$  — выходная кольцевая щель; B — приемник

Рисунок 1. Схема энергоанализатора на основе ГЦП

Электростатическое поле формируется в пространстве между двумя осесимметричными коаксиальными электродами, внутренний из которых имеет цилиндрическую форму (радиуса  $r_0$ ) и находится под потенциалом земли. На внешний электрод, профиль которого повторяет эквипотенциаль поля, имеющий криволинейный профиль, подается отклоняющий потенциал  $U_0$ . Профиль внешнего электрода определен из расчета эквипотенциальных линий гексапольно-цилиндрического поля с помощью программы MathCAD.

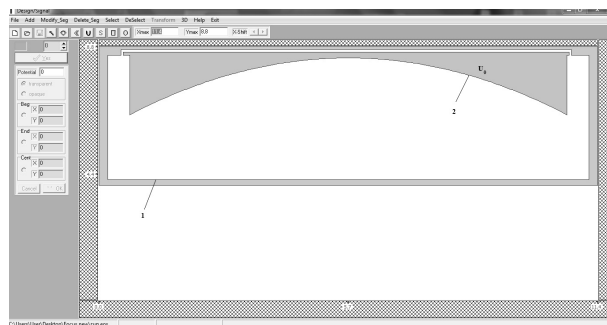
В работе проведено моделирование электронно-оптической схемы энергоанализатора на основе гексапольно-цилиндрического поля с выпуклым профилем внешнего электрода при  $\mu = 2$ ,  $\gamma = 1$  посредством программы «Фокус» моделирования аксиально-симметричных систем корпускулярной оптики с произвольной геометрией электродов. Программа позволяет в графическом режиме осуществить ввод и модификацию конструкции, вычислить распределение потенциала в выделенной области и провести траекторный анализ системы [5].

Синтез электронно-оптических систем сложной структуры, отвечающих заданным требованиям, практически неосуществим без этапа предварительного численного моделирования и анализа. Это позволяет в реальное время рассмотреть десятки вариантов искомой конструкции электронно-оптической системы, не прибегая при этом к созданию опытных образцов. Таким образом, значительно расширяются границы возможного поиска оптимальной конструкции электронно-оптических систем, что позволяет оценить ее параметры, которые трудно измерить или невозможно измерить с требуемой точностью [6].

Численное моделирование электронно-оптических систем традиционно включает в себя такие разделы, как моделирование электростатических полей и вычисление траекторий заряженных частиц в этих полях. Численное моделирование, в отличие от аналитического, обладает рядом преимуществ, основным из которых является более низкий уровень идеализации реальных конструкций [7].

На рисунке 2 представлена верхняя часть продольного сечения конструкции энергоанализатора. Общая протяженность электронно-оптической системы 11,4. Потенциал внешнего электрода с криво-

линейным профилем равен 1. Радиус внутреннего цилиндрического электрода равен 4,2. Внутренний цилиндрический электрод под нулевым потенциалом. Электроды выбраны прозрачными для прохождения заряженных частиц.



1 — внутренний цилиндрический электрод,  
2 — внешний электрод с криволинейным профилем

Рисунок 2. Продольное сечение верхней части конструкции в схеме гексапольно-цилиндрического энергоанализатора

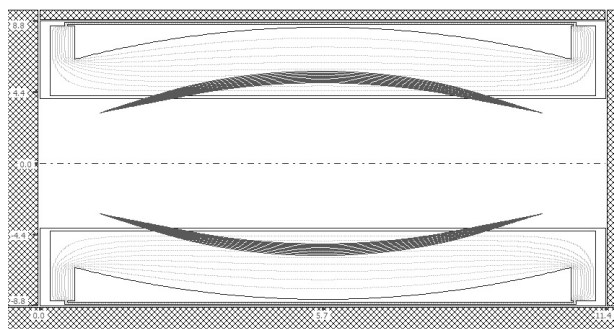


Рисунок 3. Траектории движения заряженных частиц в электронно-оптической схеме гексапольно-цилиндрического энергоанализатора

Рисунок 3 представляет ход траекторий заряженных частиц в указанной электронно-оптической системе. Точечный источник и его изображение находятся в области внутреннего цилиндрического электрода. Из точечного источника в интервале полярных углов от 31 до 44° вылетают частицы и под действием потенциала на внешнем электроде криволинейного профиля направляются на коллектор. В системе выполняется фокусировка «кольцо-кольцо». Отношение энергии заряженной частицы к потенциалу электрода  $E/V = 1$ . Положение источника —  $x = 1,2$ ;  $y = 3,120$ . Шаг изменения угла был равен 1°.

Рассчитаны линейная дисперсия и разрешение выходной диафрагмы. Для этого рассмотрены траектории движения заряженных частиц с различными энергиями:  $\Delta x = 0,0519194$ ;  $\Delta E = 0,01$ ;  $E = 1$  (эВ);  $D = \Delta x \cdot E / \Delta E$  — линейная дисперсия;  $D = 5,16$ ;  $R = \Delta E/E$  — разрешение диафрагмы;  $R = 0,01$ .

Для расчета аппаратной функции электронно-оптической схемы гексапольно-цилиндрического энергоанализатора для случая угловой фокусировки типа «кольцо-кольцо» запускаются частицы из точечного источника, помещенного вблизи внутреннего цилиндрического электрода, в диапазоне начальных углов 31–44° и в диапазоне начальных энергий (а точнее  $E/V$ ) 0,995–1,005, где  $V$  — максимальный потенциал. Шаг изменения угла при расчетах аппаратной функции равен 0,5°. На рисунке 4 представлена аппаратная функция электронно-оптической схемы гексапольно-цилиндрического энергоанализатора для угловой фокусировки второго порядка типа «кольцо-кольцо».

Относительное энергетическое разрешение на полувысоте инструментальной функции анализатора с радиусом выходной диафрагмы  $0,0085 R_{in}$  составляет 0,55 % при светосиле  $\Omega/2\pi = 10$  %. В данной электронно-оптической системе также выполняется угловая фокусировка второго порядка типа «ось-кольцо». В этом случае точечный источник располагается от системы  $Z = -3,6$  на оси симметрии. В таблице представлены результаты расчетов электронно-оптических параметров энергоанализатора.

Т а б л и ц а

Электронно-оптические параметры гексапольно-цилиндрического энергоанализатора для различных типов угловой фокусировки второго порядка

Тип фокусировки	«Кольцо-кольцо»	«Ось-кольцо»
Порядок фокусировки	2	2
Центральный угол фокусировки	34°	41,37°
X координата фокусировки	10,18	15,48
Y координата фокусировки	3,072	3,65
Параметр отражения	1	1

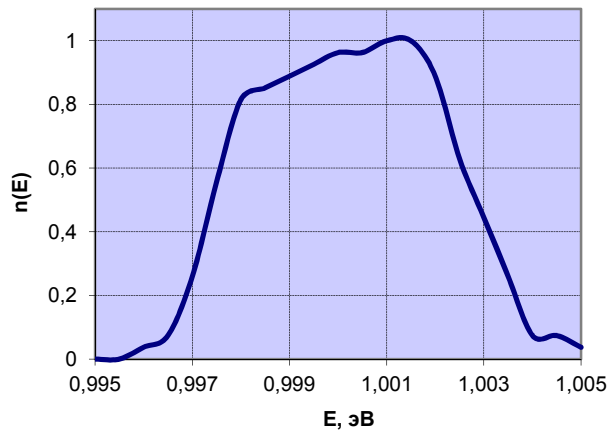


Рисунок 4. Аппаратная функция гексапольно-цилиндрического энергоанализатора (фокусировка типа «кольцо-кольцо»)

На рисунке 5 представлен ход траекторий заряженных частиц в указанной электронно-оптической системе для режима угловой фокусировки второго порядка типа «ось-кольцо». Интервал начальных углов вылета заряженных частиц от  $31^\circ$  до  $43^\circ$ . Отношение энергии заряженной частицы к потенциалу электрода  $E/V = 1,4$ . Положение точечного источника —  $x = 0$ ;  $y = 0$ . Шаг изменения угла был равен  $0,5^\circ$ . Частицы вылетают из точечного источника, попадая в поле, отражаются от него и далее фокусируются в кольцевое изображение на поверхности внутреннего цилиндрического электрода.

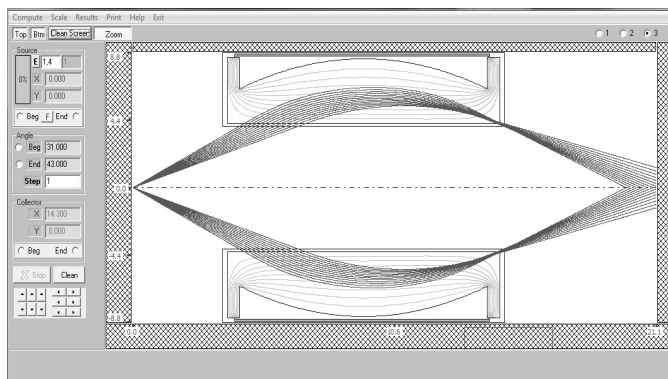


Рисунок 5. Траектории заряженных частиц в электронно-оптической схеме гексапольно-цилиндрического энергоанализатора (фокусировка типа «ось-кольцо»)

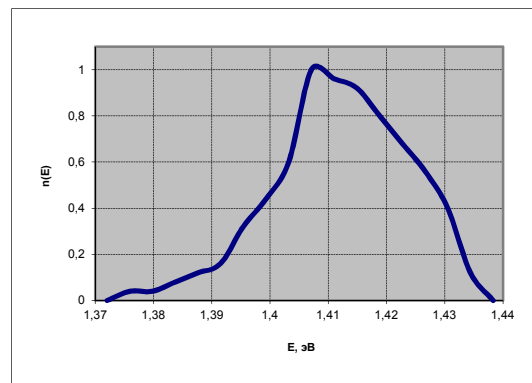


Рисунок 6. Аппаратная функция гексапольно-цилиндрического энергоанализатора (фокусировка типа «ось-кольцо»)

Для расчета аппаратной функции диафрагму расположили на поверхности внутреннего цилиндрического электрода. Диапазон начальных углов  $31\text{--}43^\circ$ , диапазон начальных энергий (а точнее  $E/V$ )  $1,37\text{--}1,45$ . Шаг изменения угла при расчетах аппаратной функции равен  $0,5^\circ$ .

На рисунке 6 представлена аппаратная функция электронно-оптической схемы гексапольно-цилиндрического энергоанализатора с угловой фокусировкой второго порядка типа «ось-кольцо».

Относительное энергетическое разрешение на полувысоте инструментальной функции анализатора с радиусом выходной диафрагмы  $0,058 R_{in}$  составляет  $0,57\%$  при светосиле  $\Omega/2\pi = 12,6\%$ .

Таким образом, получена численная модель электронно-оптической схемы гексапольно-цилиндрического энергоанализатора с выпуклым профилем внешнего электрода. Рассчитаны аппаратные функции анализатора при точечном источнике в режимах угловой фокусировки второго порядка типа «кольцо-кольцо», «ось-кольцо». Определены электронно-оптические параметры гексапольно-цилиндрического зеркального энергоанализатора для угловой фокусировки второго порядка типа «кольцо-кольцо», «ось-кольцо». Установлено, что на основе гексапольно-цилиндрического поля

могут быть построены светосильные энергоанализаторы с угловой фокусировкой второго порядка. Предлагаемый зеркальный анализатор на основе гексапольно-цилиндрического поля за счет возможности острой фокусировки широких пучков заряженных частиц имеет значительное преимущество в разрешающей способности по сравнению с существующими аналогичными электронными зеркалами.

### References

- 1 *Zashkvara V.V., Tyndyk N.N.* Axial-symmetrical multipoles, their application // *Zh. Tech. Phys.* — 1991. — Vol. 61. — № 4. — P. 148–157.
- 2 *Zashkvara V.V.* On circular multipole calculations // *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research. Section A.* — 1995. — A354. — P. 171–174.
- 3 *Zashkvara V.V., Tyndyk N.N.* Potential fields based on circular multipole series // *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research. Section A.* — 1996. — A370. — P. 452–460.
- 4 *Ashimbaeva B.U., Masyagin B.E., Saulebekov A.O., Tyndyk N.N., Chokin K.Sh.* Electron-optical parameters of a mirror analyzer with hexapole cylinder field // *Eurasian Physical Technical Journal.* — 2006. — Vol. 3. — № 2 (6). — P. 51–55.
- 5 *Trubitsyn A.A.* The software «FOCUS» to simulate axi-symmetrical and planar electron (ion) optical systems // *Charged Particle Optics: 8th International conference handbook.* — Singapore, 2010. — P. 208.
- 6 *Demin S.K., Safronov S.I., Tarasov R.P.* Numerical analysis and syntheses of the electron-optical systems of the complex structure. I // *Zh. Tech. Phys.* — 1998. — Vol. 68. — № 2. — P. 97.
- 7 *Trubitsyn A.A.* Modeling of ion-optical systems for mass-spectrometer with quadropole filter of the masses // *Zh. Tech. Phys.* — 2003. — Vol. 73. — № 6. — P. 136.

А.О.Саулебеков, А.А.Трубицын, Ж.Т.Камбарова

### Электростатикалық гексапольді-цилиндрлік айналық энергоанализаторды компьютерлік модельдеу

Сыртқы электроды қисықсызықты пішінге ие болатын электростатикалық гексапольді-цилиндрлік айналық энергоанализатордың электронды-оптикалық сұлбасының компьютерлік моделі өңделген. Ұсынылған сұлбада зарядталған бөлшектердің траекторияларының талдауы жүргізілген. «Сақина-сақина», «ось-сақина» типтері бойынша екінші ретті бұрыштық тоғыстау режимдері үшін энергоанализатордың электронды-оптикалық параметрлері сандық түрде есептелінген. Зарядталған бөлшектер шоқтың тоғыстауының қарастырылған режимдері үшін салыстырмалы энергиялық ажырату, жарық күші мен аппараттық функция анықталған. Энергоанализатордың электронды-оптикалық сұлбасын есептеу электродтардың кез келген пішініне ие болатын аксиалды-симметриялық жүйелерді модельдеудің «Фокус» бағдарламасы көмегімен жүргізілген.

A.O.Saulebekov, A.A.Trubitsyn, Zh.T.Kambarova

### Computer modeling of the electrostatic hexapole-cylindrical mirror energy analyzer

The computer model of the electron-optical scheme of the electrostatic hexapole-cylindrical mirror energy analyzer with a curved profile of the outer electrode was developed. The trajectory analysis of the motion of charged particles in these electron-optical schemes has been given. The electron-optical parameters of the energy analyzer in the regimes of second-order angular focusing on a type of «ring-ring» and «axis-ring» are numerically calculated. The relative energy resolution, luminosity and instrumental function for the considered regimes of a beam of charged particles focusing were calculated. Calculation of electron-optical scheme of the energy analyzer with the program «Focus» through modeling of axial-symmetrical systems of corpuscular optics with arbitrary geometry of electrodes has been done.



УДК 538.95.405

В.М.Юров, Н.Х.Ибраев, С.А.Гученко

*Карагандинский государственный университет им. Е.А.Букетова (E-mail: exciton@list.ru)*

### **Синтез наноструктурных покрытий при одновременном распылении различных катодов**

В работе представлены результаты исследования покрытий, полученных при одновременном распылении различных катодов. Проведены исследование структуры покрытий на растровом электронном микроскопе, элементный анализ различных участков покрытий. Обнаружены участки выпадения отдельных фаз на фоне твердого раствора. Обсуждены вопросы оптимизации нанесения композиционных покрытий.

*Ключевые слова:* покрытия, распыление, катоды, растровый электронный микроскоп, фазы, твердый раствор, оптимизация, композиционные покрытия.

#### *Введение*

В настоящее время наноструктуры находят широкое применение в качестве конструкционных и функциональных материалов. Приоритетными направлениями развития наноматериалов являются разработки нанокатализаторов, высокопрочных сплавов и соединений, материалов с особыми магнитными и электрическими свойствами и т.д. Большинство этих материалов изготавливаются в виде тонких пленок и покрытий.

В литературе рассмотрены разнообразные способы осаждения наноструктурированных пленок [1]. Однако большая часть работ посвящена традиционным методам нанесения пленок: осаждения из газовой фазы и плазмы.

В методе газофазного осаждения происходит подача в камеру летучих соединений металлов (в основном хлоридов) в смеси с водородом и добавками азота, метана или кислорода. При осаждении соединений необходимо поддерживать температуру на уровне одной трети температуры плавления этих соединений, зачастую выше 900 — 1100 К. В связи с этим метод газофазного осаждения мало пригоден для обработки многих конструкционных материалов.

Физические методы осаждения подразделяются на термические и ионно-плазменные. В первом случае происходит конденсация молекулярных или атомарных пучков материала, получаемых в результате резистивного, лазерного или электронно-лучевого нагрева. В силу тепловой природы процесса испарения энергия осаждаемых частиц не превышает 0,3 эВ, а степень ионизации практически равна нулю. Поэтому возможности термических методов ограничены, хотя и используются при получении многих полупроводниковых пленок.

Наиболее перспективны для получения наноструктурированных покрытий — вакуумные ионно-плазменные методы: магнетронного распыления, ионного и вакуумно-дугового осаждения. Это связано с тем, что кроме термического фактора появляются и другие — высокая степень ионизации, плотность потока и энергия частиц. Качество покрытия можно регулировать путем изменения температуры подложки, давления рабочего газа, потенциала подложки и других технологических параметров [2].

Получение нанокompозитов с помощью ионно-плазменных методов требует осаждения на подложку многокомпонентных потоков. В большинстве случаев синтез покрытий сложного элементного состава реализуется путем послойного или одновременного осаждения на подложку в атмосфере реакционных газов потоков от ионных [3], магнетронных [4], вакуумно-дуговых [5] источников и их комбинаций [6].

Одна из ключевых проблем, которые следует решить при создании нанокompозиционных ионно-плазменных покрытий, — генерация многокомпонентных потоков, осаждаемых на подложку.

Основная идея настоящей работы заключается в следующем: для генерации многокомпонентных потоков ионов различных металлов, осаждаемых на подложку, мы используем многофазный композиционный катод на одной пушке вакуумной установки и однофазный катод из титана — на другой. В процессе одновременного распыления различных катодов ионы металлов перемешиваются в плазме и после осаждения формируют покрытие. Такой подход является «вынужденным», поскольку получение многофазных композиционных катодов с заданным числом компонент представляет собой сложную задачу, связанную с получением многокомпонентных сплавов, термодинамические свойства компонент которых могут значительно различаться.

В настоящее время получение композиционных катодов проводится методом порошковой металлургии. Однако этот метод имеет недостатки, связанные с большой анизотропией свойств катодов из-за использования высоких давлений при спекании порошков. Анизотропия свойств катодов приводит к неравномерному их распылению и ухудшает качество покрытия.

#### *Образцы и методика эксперимента*

При проведении экспериментов нами использовались композиционные катоды, полученные методом индукционного плавления на установке ИСЭ СО РАН (г. Томск), и титановые катоды марки ВТ-1-00 по ГОСТ 1908. В качестве инертной атмосферы использовался аргон газообразный по ГОСТу 10157-79, а в качестве реактивного газа — азот газообразный ВЧ по ГОСТу 9293-74. С помощью этих катодов наносились покрытия на ионно-плазменной установке ННВ-6.6И1 на стальную подложку при различных технологических режимах. Количественный анализ элементного состава покрытий проводился на электронном микроскопе JEOL JSM-5910 Казахского национального технического университета им. К.Сатпаева (г. Алматы).

Нами были проведены исследования микроструктуры покрытий с использованием композиционных катодов состава  $\text{Cr-Mn-Si-Cu-Fe-Al}$ ,  $\text{Zn-Al}$ ,  $\text{Fe-Al}$ ,  $\text{Zn-Cu-Al}$ ,  $\text{Mn-Fe-Cu-Al}$  и титана, полученных на электронном микроскопе JEOL JSM-5910, работающем в режиме вторичной электронной эмиссии.

#### *Результаты экспериментов и их обсуждение*

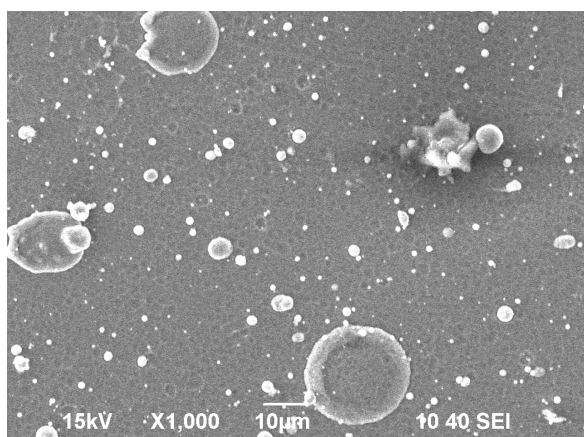


Рисунок 1. Электронно-микроскопическое изображение покрытия  $\text{Cr-Mn-Si-Cu-Fe-Al} + \text{Ti}$  в среде аргона

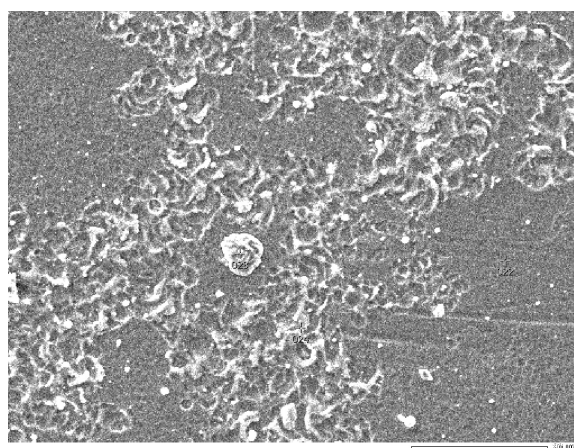


Рисунок 2. Электронно-микроскопическое изображение покрытия  $\text{Cr-Mn-Si-Cu-Fe-Al} + \text{Ti}$  в среде азота

На рисунке 1 показано электронно-микроскопическое изображение покрытия  $\text{Cr-Mn-Si-Cu-Fe-Al} + \text{Ti}$  в среде аргона. Отчетливо видны зерна титана размером от 1 до 10 мкм в диаметре. Материалы с таким размером зерен принято называть крупнокристаллическими [1].

В таблице 1 представлены результаты количественного РФЭС-анализа, из которых следует, что содержание Mn, Si, Cu и Al менее 1 масс. %. В среде азота структура покрытия резко изменяется (рис. 2) благодаря образованию нитрида титана. В этом случае средний размер зерен составляет 100–150 нм. Такие покрытия называют субмикроструктурными [1].

В таблице 2 представлены результаты количественного РФЭС-анализа покрытия Cr–Mn–Si–Cu–Fe–Al + Ti в среде азота в различных точках поверхности, из которых следует, что содержание хрома, титана и азота близки между собой. Это говорит о том, что помимо образования нитрида титана идет процесс образования и нитрида хрома. Из рисунка 2 видно, что микрокристаллиты нитридов титана и хрома имеют преимущественную ориентацию (предположительно в направлении (200)), что также отлично от сферической симметрии микрокристаллитов чистого титана (рис. 1).

Различие двух типов покрытий (рис. 1 и 2) обусловлено различием в поверхностном натяжении  $\sigma$  частиц титана и нитрида титана. По нашим данным  $\sigma_{Ti} = 1,933 \text{ Дж/м}^2$ , а  $\sigma_{TiN} = 0,475 \text{ Дж/м}^2$ , т.е. поверхностное натяжение титана почти в 5 раз больше, чем для нитрида титана. Это и приводит к образованию сферических кристаллитов титана. Поскольку коэффициент сухого трения (без смазки)  $k \sim \sigma$ , то покрытие с титаном можно считать фрикционным, а покрытие с нитридом титана — антифрикционным.

Т а б л и ц а 1

**Результаты количественного анализа покрытия Cr–Mn–Si–Cu–Fe–Al + Ti  
в среде аргона в различных точках поверхности**

001				002					
Element (keV)	Mass%	Error%	Atom%	Element (keV)	Mass%	Error%	Atom%		
Ti K	4.508	49.45	0.25	52.24	C K	0.277	7.96	0.04	26.69
Cr K	5.411	42.59	0.45	41.45	Ti K	4.508	48.80	0.24	41.03
Fe K	6.398	5.89	0.62	5.33	Cr K	5.411	40.24	0.43	31.16
Ag L	2.983	2.07	0.34	0.97	Ag L	2.983	3.01	0.33	1.12
Total	100.00		100.00	Total	100.00		100.00		
003				004					
Element (keV)	Mass%	Error%	Atom%	Element (keV)	Mass%	Error%	Atom%		
C K	0.277	7.17	0.05	23.81	C K	0.277	3.96	0.05	14.56
Ti K	4.508	78.97	0.29	65.72	Ti K	4.508	54.75	0.26	50.50
Cr K	5.411	11.16	0.52	8.55	Cr K	5.411	38.81	0.47	32.98
Fe K	*6.398	2.70	0.69	1.92	Fe K	6.398	2.48	0.65	1.96
Total	100.00		100.00	Total	100.00		100.00		

Т а б л и ц а 2

**Результаты количественного анализа покрытия Cr–Mn–Si–Cu–Fe–Al + Ti  
в среде азота в различных точках поверхности**

022				023					
Element (keV)	Mass%	Error%	Atom%	Element (keV)	Mass%	Error%	Atom%		
C K	0.277	10.07	0.04	20.74	C K	0.277	8.44	0.05	17.89
N K	0.392	27.20	0.19	48.04	N K	0.392	26.93	0.20	48.94
Ti K	4.508	33.90	0.26	17.51	Ti K	4.508	36.46	0.29	19.38
Cr K	5.411	28.83	0.45	13.72	Cr K	5.411	28.16	0.50	13.79
Total	100.00		100.00	Total	100.00		100.00		
024									
Element (keV)	Mass%	Error%	Atom%						
C K	0.277	9.31	0.04	18.52					
N K	0.392	30.84	0.18	52.62					
Ti K	4.508	34.69	0.25	17.31					
Cr K	5.411	25.16	0.45	11.56					
Total	100.00		100.00						

Структуру покрытия можно изменить, используя ионную бомбардировку. На рисунках 3 и 4 показаны электронно-микроскопическое изображение и РФЭС покрытия Cr–Mn–Si–Cu–Fe–Al + Ti в среде аргона после ионной бомбардировки. Облучение покрытий ионами аргона проводилось с по-

мощью многоамперного источника ионов с полым катодом на установке ННВ-6.6 И1. Ток в дуге составлял 1 А, а потенциал на подложке поддерживался равным 300 В. В этом случае размер зерен менее 100 нм и подобную структуру принято называть нанокристаллической [1].

Основное влияние ионной бомбардировки на свойства покрытий осуществляется на стадии их зарождения вследствие релаксации напряжений в области ионного удара и перестройки кристаллической структуры. При этом происходит дробление зерен «выпавшей» фазы вследствие ее относительно слабой связи с основной массой покрытия. Важную роль также играет подвижность адатомов на поверхности (поверхностная диффузия), которая усиливается при низкоэнергетической бомбардировке растущей пленки ионами инертного газа. Увеличить эффект дробления зерен можно увеличением либо энергии потока ионов, либо плотности тока ионов. Одновременно с дроблением идет и обратный процесс их коагуляции. В результате этих двух процессов устанавливается равновесное количество центров зародышеобразования пленки, на которое можно влиять, изменяя параметры ионного облучения.

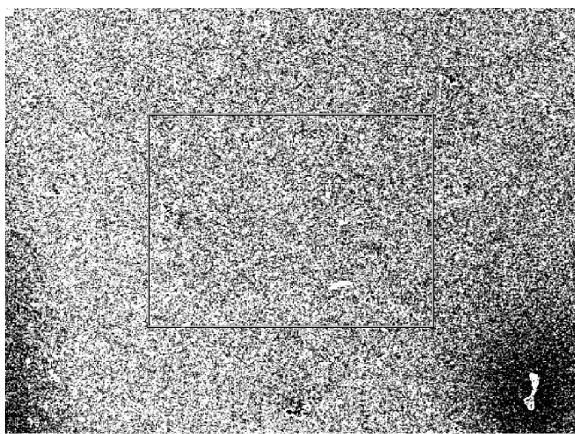


Рисунок 3. Электронно-микроскопическое изображение покрытия Cr–Mn–Si–Cu–Fe–Al + Ti в среде аргона после ионной бомбардировки

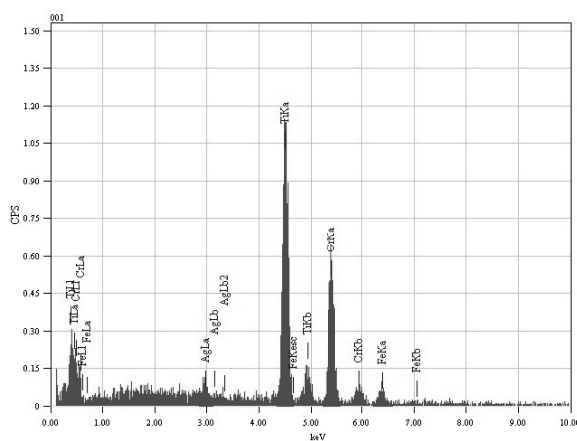


Рисунок 4. РФЭС покрытия Cr–Mn–Si–Cu–Fe–Al + Ti в среде аргона после ионной бомбардировки

В случае бинарных катодов ситуация несколько иная (рис. 7–10). Средний размер титановой фазы в покрытии Fe–Al + Ti в среде аргона меньше, чем в покрытии Cr–Mn–Si–Cu–Fe–Al + Ti. В среде азота также наблюдаются меньшие размеры кристаллитов нитрида титана. Покрытие Fe–Al без титана соответствует основной массе покрытия Fe–Al + Ti (рис. 5, 6). В целом закономерность формирования сферических кристаллитов титана такая же, как и в предыдущем случае.

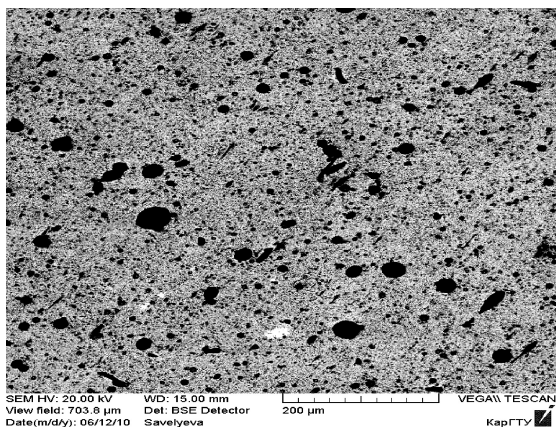


Рисунок 5. Электронно-микроскопическое изображение покрытия Fe–Al без титана

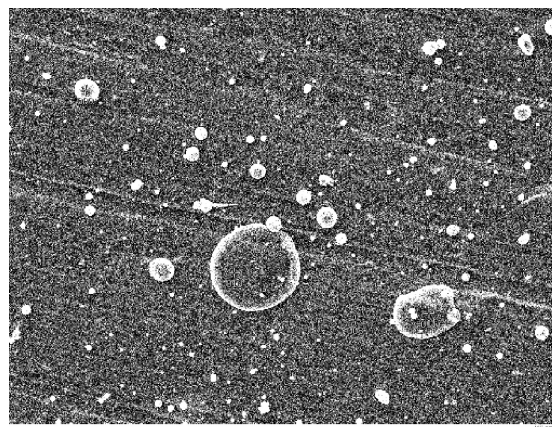


Рисунок 6. Электронно-микроскопическое изображение покрытия Fe–Al + Ti в среде аргона

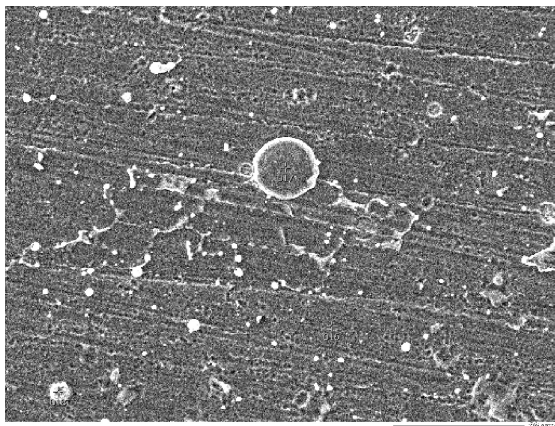


Рисунок 7. Электронно-микроскопическое изображение покрытия Fe–Al + Ti в среде азота

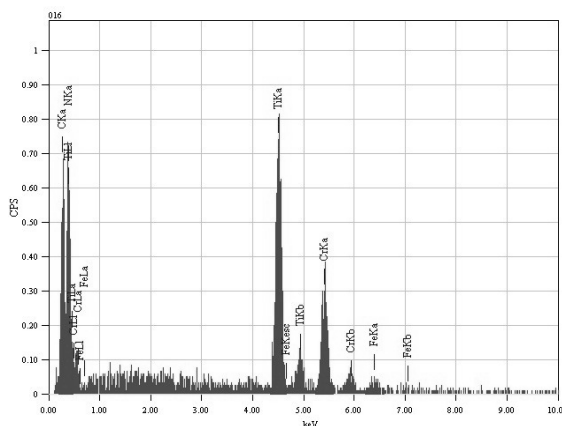


Рисунок 8. РФЭС покрытия Fe–Al + Ti в среде азота

Для покрытия Zn–Al + Ti наблюдаются большие размеры зерен кристаллитов (рис. 9–10). В целом структура покрытий Fe–Al и Zn–Al в наномасштабе существенно различна (рис. 11 и 12). В первом случае наблюдается незамкнутая диссипативная структура, а во втором — глобулярная структура.

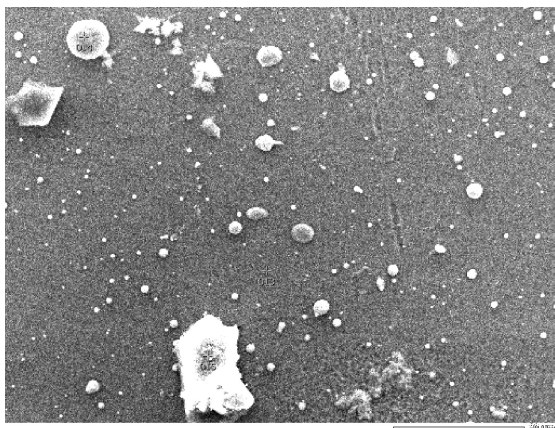


Рисунок 9. Электронно-микроскопическое изображение покрытия Zn–Al + Ti в среде аргона

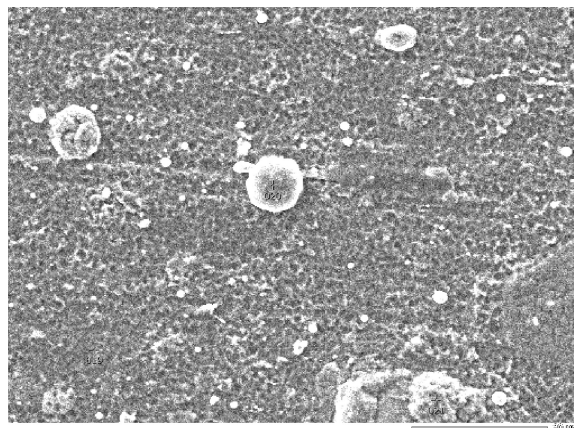


Рисунок 10. Электронно-микроскопическое изображение покрытия Zn–Al + Ti в среде азота

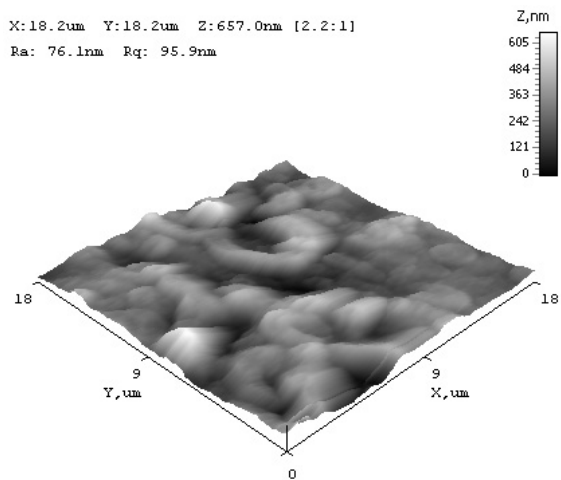


Рисунок 11. АСМ изображение поверхности покрытия Fe–Al

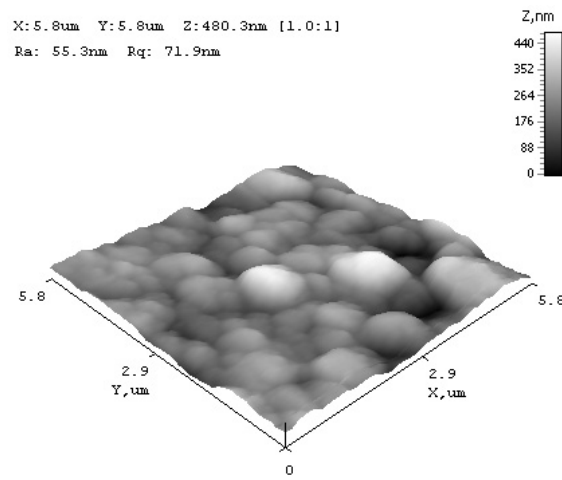


Рисунок 12. АСМ изображение поверхности покрытия Zn–Al

Как известно, работа образования критического зародыша сферической формы выражается как функция переохлаждения  $\Delta T$  :

$$W = \Delta F_{кр} = \frac{16\pi}{3} \left( \frac{M}{\rho} \right)^2 \frac{\sigma^3 T_0^2}{q^2 (\Delta T)^2},$$

где  $M$  — молекулярный вес;  $\rho$  — плотность зародыша;  $q$  — теплота плавления;  $T_0$  — равновесная температура двух фаз бесконечно большого радиуса.

Из последнего выражения следует, что работа образования глобулы пропорциональна кубу поверхностного натяжения. В таблице 3 приведены полученные нами значения поверхностного натяжения металлов в твердой фазе.

Т а б л и ц а 3

Поверхностное натяжение металлов в твердой фазе

Металл	$\sigma_T$ , эрг/см <sup>2</sup>	Металл	$\sigma_T$ , эрг/см <sup>2</sup>
Свинец	100	Серебро	375
Олово	177	Золото	336
Железо	612	Медь	531
Алюминий	279	Никель	795
Кобальт	702	Платина	624

Поскольку в системе Fe–Al алюминий выступает в роли легирующей добавки, то на процесс формирования структуры покрытия основное влияние будет оказывать железо. В системе Zn–Al легирующей примесью является цинк. Из таблицы 3 следует, что величины поверхностного натяжения железа и алюминия отличаются более чем в 2 раза. Это и обусловило резкое различие в структуре формируемых покрытий.

Ионная бомбардировка покрытий Fe–Al + Ti и Zn–Al + Ti не приводит к размельчению зерновой структуры, как это наблюдается для покрытия Cr–Mn–Si–Cu–Fe–Al + Ti. Это связано с тем, что ионное облучение слабо влияет на покрытия Fe–Al и Zn–Al. Это хорошо видно из рисунков 13 и 14.

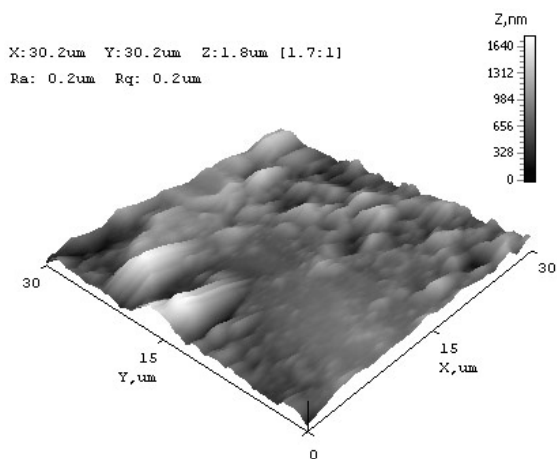


Рисунок 13. АСМ изображение поверхности покрытия Fe–Al после облучения ионами аргона

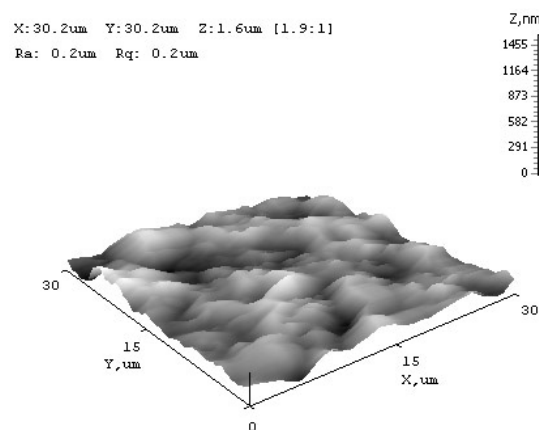


Рисунок 14. АСМ изображение поверхности покрытия Zn–Al после облучения ионами аргона

Радиационная стойкость покрытия Zn–Al связывается нами с его ярко выраженной глобулярной структурой (рис. 14). Наличие такой системы «шаров» приводит к упругому рассеянию ионов аргона, так что локальная деформация оказывается незначительной. Это находит свое отражение в поведении модуля Юнга, который не изменяется в процессе облучения и параметре шероховатости.

Радиационная стойкость покрытия Fe–Al связана с неупорядоченностью ее структуры. Наличие сильной «аморфизации» покрытия делает ее радиационно нечувствительной.

Физические свойства металлического покрытия в значительной мере определяются средним размером зерен. Наилучшим механическим свойствам почти всегда соответствует мелкозернистая структура, как, например, на рисунке 3. Действительно, проведенные нами предварительные измерения микротвердости покрытия Cr–Mn–Si–Cu–Fe–Al + Ti показали значение микротвердости около 70 ГПа. Это значительно превышает значение микротвердости традиционных нитрид-титановых покрытий (около 20 ГПа) и не так сильно отличается от микротвердости алмаза (100 ГПа). Таким образом, полученное нами покрытие можно отнести к сверхтвердым. Практическое использование полученного результата обусловлено необходимостью упрочнения инструментальных сталей режущего инструмента, сверл, вырубных штампов и т.д., качество которых в последние годы заметно снизилось. Производственные испытания покрытий Cr–Mn–Si–Cu–Fe–Al + Ti начаты на Карагандинском турбомеханическом заводе.

Покрытие Zn–Al + Ti, имеющее глобулярную структуру, обладает неплохими антифрикционными свойствами (коэффициент сухого трения в паре Zn–Al + Ti и TiN составляет около 0,1). Предварительные эксперименты с плунжерной парой топливной аппаратуры автомобиля «КамАЗ» показали неплохие результаты. Твердое покрытие TiN на одном плунжере как бы «катается» по системе шаров второго плунжера с покрытием Zn–Al + Ti.

Необходимо отметить, что уменьшение толщины покрытия до наноразмеров сильно влияет на термическую и временную стабильность их свойств. Так, например, в работе [7] показано, что в наноструктурированных многослойных пленках TiN–ZrN релаксационные процессы протекают даже при комнатной температуре, что проявлялось в значительном снижении твердости после длительного хранения. Низкой стабильностью обладают и однослойные наноструктурированные конденсаты, полученные в условиях ионной бомбардировки. Ионная бомбардировка приводит не только к измельчению зерна, но и к увеличению плотности дефектов (дислокаций и т.п.), формированию сжимающих напряжений [8].

#### Заключение

В технологическом аспекте ионная бомбардировка покрытия требует дополнительного оборудования (источник ионов), а в экономическом — дополнительных затрат, приводящих к удорожанию изделия. Однако, как это показано нами на примере покрытия Cr–Mn–Si–Cu–Fe–Al + Ti, иногда такие затраты компенсируются существенным повышением износостойкости и увеличением срока службы инструмента. Напротив, в случае покрытия Zn–Al + Ti нет необходимости в ионной бомбардировке ввиду радиационной стойкости последнего.

Взаимодействие с твердой поверхностью осаждаемых атомов (ионов) и образование кластеров металлов на поверхности (зерновая структура) — сложное явление. Процесс зависит от свойств поверхности и энергии осаждаемых частиц. А свойства поверхности, так же как и малых частиц, определяются, как показано нами выше, их поверхностным натяжением.

#### References

- 1 *Reshetnjak E.N., Strelnitsky V.E.* Synthesis of strengthening nanostructural coverings // Questions of a nuclear science and technics. — 2008. — № 2. — P. 119–130.
- 2 *Jurov V.M., Vertjagina E.N., Guchenko S.A. et al.* Influence of technological parametres on properties of composite coverings Mn-Fe-Cu-A 1 // The Vestnik of development of science and education. — 2011. — № 2. — P. 18–23.
- 3 *Watanabe H., Sato Y., Nie C. et al.* The mechanical properties and microstructure of Ti-Si-N nanocomposite films by ion plating // Surf. and Coat. Technol. — 2003. — Vol. 169–170. — P. 452–455.
- 4 *Carvalho S., Ribeiro E., Rebouta L. et al.* Effect of morphology and structure on the elastic behavior of (Ti, Si, Al) N nanocomposites // Surf. and Coat. Technol. — 2003. — Vol. 174–175. — P. 984–991.
- 5 *Flink A., Larson T., Sjolen J. et al.* Influence of Si on the microstructure of are evaporated (Ti, Si) N thin films; evidence for cubic solid solutions and their thermal stability // Surf. and Coat. Technol. — 2005. — Vol. 200. — P. 1535–1542.
- 6 *Li Z.G., Mori M., Miyake S. et al.* Structure and properties of Ti-Si-N films prepared by ISP assisted magnetron sputtering // Surf. and Coat. Technol. — 2005. — Vol. 193. — P. 345–349.
- 7 *Andrievsky R.A., Glezer A.M.* Dimensional effects in nanocrystals materials. Part. 1. Features of structure. Thermodynamics. Phase balance. The kinetic phenomena // Physics of metals and metallurgical science. — 1999. — Vol. 88. — № 1. — P. 50–73.
- 8 *Veprek S., Veprek-Heiman M., Karvankova P., Prochazka J.* Different approaches to superhard coatings and nanocomposites // Thin Solid Films. — 2005. — Vol. 476. — P. 1–29.

В.М.Юров, Н.Х.Ибраев, С.А.Гученко

**Әр түрлі катодтарды бір уақытта шашыратып  
нанокұрылымды жабықтарды синтездеу**

Мақалада әр түрлі катодтарды бетке түсіре отырып, нанокұрылымдар жабындыларын синтездеудің нәтижелері келтірілген. Растрлы-электронды микроскоппен жабындылардың құрылымдары зерттелген. Олардың әр түрлі аймақтарына элементті талдау жүргізілген. Қатты ерітінді бетінде бірлік фазаларының түсіп қалған аймақтары анықталып, композитті жабындылардың түсіру жолдарын оңтайландыру жан-жақты талқыланған.

V.M.Jurov, N.H.Ibraev, S.A.Guchenko

**Synthesis of nanostructured coverings  
sprayed at the same time various cathodes**

In work the results of research of the coverings received at simultaneous dispersion of various cathodes are submitted. Structure of coverings on a raster electronic microscope is researched. The element analysis of various sites of coverings is carried out. Sites of loss of separate phases on a background of a firm solution are found out. Questions of optimization of drawing of composite coverings are discussed.



---

# ФИЗИКАНЫҢ ӘДІСТЕМЕСІ

## МЕТОДИКА ФИЗИКИ

УДК 378.147:372.853

Л.Ф.Ильина, А.М.Ещанова

*Карагандинский государственный университет им. Е.А.Букетова (E-mail: l\_191137@mail.ru)*

### Методика изучения явлений переноса в вузовском курсе общей физики

Отмечено, что молекулярная физика занимает особое положение как в курсе физики средней школы, так и в курсе общей физики в вузе. Показано, что явления переноса служат как экспериментальным обоснованием, так и экспериментальным подтверждением основ молекулярно-кинетической теории. Авторами определен изучаемый раздел как один из самых сложных разделов физики, в школьном курсе он изучается чисто феноменологически, а на вузовском уровне — с использованием достаточно сложного математического аппарата. В работе приведены основы теории вопроса, а также дано описание содержания педагогического эксперимента по теме, проведенного на кафедре общей и теоретической физики КарГУ им. Е.А.Букетова. Он включил в себя задачи, классические и экспериментальные лабораторные работы, трехуровневую систему оценки качества подготовки студентов. Результаты оформлены с помощью диаграмм.

*Ключевые слова:* молекулярная физика, явления переноса, молекулярно-кинетическая теория, педагогический эксперимент, трехуровневая система оценки знаний.

Молекулярная физика занимает особое положение как в курсе физики средней школы, так и в курсе общей физики в вузе, так как объект, который она изучает, невидим. Поэтому судить о том, как ведут себя молекулы, мы можем только, используя анализ явлений, которые служат как экспериментальным обоснованием, так и экспериментальным подтверждением основ МКТ, и к ним прежде всего относятся явления переноса. В средней школе их рассмотрение носит чисто феноменологический характер: даются лишь определения самих явлений переноса — диффузии, вязкости, теплопроводности и приводятся несколько качественных примеров.

Например, если на хорошо очищенную поверхность золотой пластинки поставить свинцовый цилиндр с гладким основанием, то при постоянной комнатной температуре через несколько лет можно обнаружить, что они «спаялись». Химический анализ показывает, что небольшое количество золота проникает в свинец.

Явления переноса обусловлены хаотическим движением молекул. Поскольку все они имеют в основе общие физические закономерности (наличие градиента какой-либо величины и стремление системы к равновесному, однородному состоянию за счет теплового, хаотического движения молекул), то после рассмотрения явления диффузии (взаимное проникновение одного вещества между молекулами другого) очень просто получить так называемое обобщенное уравнение переноса, удобное для анализа конкретных процессов переноса.

Рассмотрим одномерное явление переноса [1].

Направим ось  $x$  вдоль градиента  $G$  (где  $G$  характеризует некоторое молекулярное свойство, отнесенное к одной молекуле). Среднее расстояние, пробегаемое молекулами, пересекающими площадку  $S$  после последнего столкновения, равно  $2\langle\lambda\rangle/3$  (см. рис. 1).

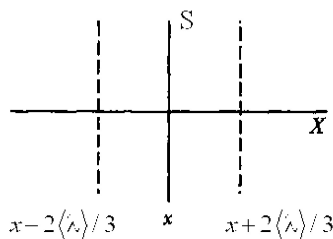


Рисунок 1. К выводу стационарного уравнения переноса

Так как при нормальных условиях  $\langle\lambda\rangle$  мало, то  $G$  на расстоянии  $2\langle\lambda\rangle/3$  от площадки можно представить в виде

$$G\left(x \pm \frac{2}{3}\langle\lambda\rangle\right) = G(x) \pm \frac{2}{3}\langle\lambda\rangle \frac{\partial G(x)}{\partial x}. \quad (1)$$

Поток в направлении, *противоположном* оси  $x$ , равен

$$I_G^{(-)} = -\frac{1}{4}n \langle\vartheta\rangle \left[ G(x) + \frac{\partial G}{\partial x} \cdot \frac{2}{3}\langle\lambda\rangle \right], \quad (2)$$

а по оси  $x$  имеем

$$I_G^{(+)} = +\frac{1}{4}n \langle\vartheta\rangle \left[ G(x) - \frac{\partial G}{\partial x} \cdot \frac{2}{3}\langle\lambda\rangle \right]. \quad (3)$$

Следовательно, *полный поток* имеет вид

$$I_G = I_G^{(+)} + I_G^{(-)}, \quad (4)$$

или

$$I_G = -\frac{1}{3}n \langle\lambda\rangle \langle\vartheta\rangle \frac{\partial G}{\partial x}. \quad (5)$$

Уравнение (5) является стационарным уравнением переноса в общем виде.

Стационарным называется процесс, при котором параметры системы, участвующей в нем, с течением времени не изменяются.

Получим на основе уравнения (5) выражение для диффузии. Предположим, что молекулы равномерно заполняют некоторый объем и все они одинаковы по своим механическим и динамическим параметрам, однако могут отличаться по некоторому признаку, не оказывающему влияние ни на взаимодействие между молекулами, ни на их движение. Таким образом, переносимым признаком в этом случае является просто идентичность молекул. Назовем условно этот признак «цветом» и будем считать, что имеются «белые» и «черные» молекулы. Допустим, что концентрация «белых» и «черных» молекул в пространстве неоднородна. В состоянии равновесия оба сорта молекул должны равномерно заполнить весь объем. Поэтому при неоднородном распределении начнется выравнивание концентраций в результате столкновений между молекулами. Переносимым качеством в этом случае является концентрация рассматриваемого сорта молекул.

Учитывая, что  $G$  в уравнении (5) есть характеристика переносимого качества, отнесенная к одной молекуле, имеем:

$$G = \frac{n_1}{n},$$

где  $n_1$  — концентрация первого сорта молекул, а  $n$  — концентрация смеси ( $n = const$ ).

Тогда уравнение (5) принимает вид

$$I_{n,1} = -\frac{1}{3}n \langle\lambda\rangle \langle\vartheta\rangle \cdot \frac{1}{n} \frac{\partial n_1}{\partial x},$$

или, учитывая коэффициент диффузии, получаем:

$$I_{n,1} = -\frac{1}{3}\langle\lambda\rangle \langle\vartheta\rangle \cdot \frac{\partial n_1}{\partial x} = -D \frac{\partial n_1}{\partial x}. \quad (6)$$

Выражение (6) было получено экспериментально Фиком.

Если же имеется два сорта молекул, отличающихся как динамическими свойствами, так и характером взаимодействия, то процесс диффузии значительно усложняется.

Тогда поток первой компоненты  $I_1$ , являющийся суммой ее диффузионного и гидродинамического потоков, равен

$$I_1 = I_{n,1} + n_1 u = -\frac{D_1 n_2 + D_2 n_1}{n_1 + n_2} \frac{\partial n_1}{\partial x} = -D_{1,2} \frac{\partial n_1}{\partial x},$$

где

$$D_{1,2} = (D_1 n_2 + D_2 n_1) / (n_1 + n_2),$$

а  $u$  — скорость переноса смеси.

Аналогично для полного потока второй компоненты находим:

$$I_2 = I_{n,2} + n_2 u = -D_{2,1} \frac{\partial n_2}{\partial x},$$

где

$$D_{2,1} = (D_2 n_1 + D_1 n_2) / (n_2 + n_1).$$

$D_{1,2} = D_{2,1}$  — коэффициенты взаимной диффузии, определяемые кинематическими характеристиками каждой компоненты.

Вязкость, или внутреннее трение в газах, обуславливается переносом импульса молекул поперек направления движения слоев газа, имеющих различные скорости.

В результате теплового движения молекулы перелетают из одного слоя газа в другой, перенося при этом свой импульс  $m_0 u$  упорядоченного движения. Поток импульса упорядоченного движения в перпендикулярном скорости направлении в данном случае равен

$$G = m_0 u,$$

и, следовательно, уравнение (5) принимает вид

$$I_{m_0 u} = -\frac{1}{3} n \langle \lambda \rangle \langle \vartheta \rangle m_0 \frac{\partial u}{\partial x},$$

или, учитывая коэффициент вязкости, имеем:

$$I_{m_0 u} = -\frac{1}{3} \rho \langle \lambda \rangle \langle \vartheta \rangle \frac{\partial u}{\partial x} = -\eta \frac{\partial u}{\partial x}. \quad (7)$$

При рассмотрении явления *теплопроводности*  $G$  есть средняя энергия теплового движения молекулы. Из теоремы о равномерном распределении энергии по степеням свободы

$$G = \frac{i}{2} kT,$$

плотность потока тепла

$$I_Q = -\frac{1}{3} n \langle \lambda \rangle \langle \vartheta \rangle \frac{i}{2} k \frac{\partial T}{\partial x}. \quad (8)$$

Введем удельную теплоемкость  $c_v$ , учитывая, что

$$(i/2)kn = c_v \rho,$$

тогда

$$I_Q = -\frac{1}{3} \rho c_v \langle \lambda \rangle \langle \vartheta \rangle \frac{\partial T}{\partial x}, \quad (9)$$

а для потока тепла имеем:

$$I_Q = -\chi \frac{\partial T}{\partial x}. \quad (10)$$

Все указанные выше явления стационарны, но реально они нестационарны, т.е. зависят от времени, что приводит к необходимости решать нестационарные задачи, учитывающие зависимость величины  $G$  как от координат, так и от времени. Однако этот анализ выходит за рамки данной статьи.

Предлагаемый материал отработан в процессе чтения вузовского курса молекулярной физики профессором Л.Ф.Ильиной в течение многих лет.

Все задачи на явления переноса — *повышенной сложности*.

Вот некоторые из них.

**Задача 1** [2]. Два одинаковых параллельных диска, оси которых совпадают, расположены на расстоянии  $h$  друг от друга. Радиус каждого диска равен  $a$ , причем  $a \gg h$ . Один диск вращают с небольшой угловой скоростью  $\omega$ , другой диск неподвижен. Найти момент сил трения, действующий на неподвижный диск, если вязкость газа между дисками равна  $\eta$ .

**Задача 2** [2]. Решить предыдущую задачу, считая, что между дисками находится ультраразреженный газ с молярной массой  $M$ , температурой  $T$  и под давлением  $p$ .

**Задача 3** [2]. Пространство между двумя большими горизонтальными пластинами заполнено гелием. Расстояние между пластинами  $l = 50$  мм. Нижняя пластина поддерживается при температуре  $T_1 = 290$  К, а верхняя — при  $T_2 = 330$  К. Давление газа близко к нормальному. Найти плотность потока тепла.

**Задача 4** [2]. Гелий под давлением  $p = 1,0$  Па находится между двумя большими параллельными пластинами, отстоящими друг от друга на  $l = 5,0$  мм. Нижняя пластина поддерживается при температуре  $t_1 = 17$  °С, другая — при  $t_2 = 37$  °С. Найти среднюю длину свободного пробега атомов гелия и плотность потока тепла.

**Задача 5** [3]. Определить толщину льда, образующегося в течение заданного времени  $t$  на спокойной поверхности озера. Считать, что температура  $T$  окружающего воздуха все время постоянна и равна температуре наружной поверхности льда ( $T < T_{nl}$ , где  $T_{nl}$  — температура плавления льда). Про-

известны численный расчет, предполагая, что  $t = -10$  °С. Для льда  $\chi = 2,2 \frac{Вт}{м \times К}$ ,  $\lambda = 3,4 \times 10^5 \frac{Дж}{кг}$ ,  $\rho = 10^3 \frac{кг}{м^3}$ .

Последняя задача наиболее интересна.

*Решение задачи.* Пусть к моменту времени  $t$  слой воды толщиной  $z$  замерз (см. рис. 2). Замерзает слой толщиной  $dz$ , при этом выделяется тепло, которое отводится наружу за счет теплопроводности льда толщиной  $z$ .

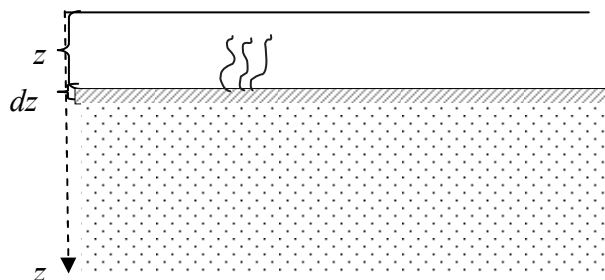


Рисунок 2. К определению толщины льда в спокойном озере

По уравнению теплового баланса

$$-\lambda \rho S dz = -\chi \frac{T_{nl} - T_0}{z} S dt,$$

отсюда

$$\lambda \rho S dz = \chi \frac{T_{nl} - T_0}{z} S dt.$$

Разделяем переменные

$$z dz = \frac{\chi (T_{nl} - T_0)}{\lambda \rho} dt,$$

интегрируем

$$z = \sqrt{\frac{2\chi (T_{nl} - T_0)}{\lambda \rho} t},$$

считаем

$$z = \sqrt{\frac{2 \times 2,2 \times 10 \times 2,4 \times 3,6 \times 10^6}{3,4 \times 10^5 \times 10^3}} \cong 0,11 \text{ м} \cong 11 \text{ см.}$$

Таким образом, за одни сутки толщина льда составит 11 см.

Сравнительному анализу методик изучения явлений переноса с использованием интерактивных технологий посвящена дипломная работа А.М.Ещановой.

«Проверку» большинства физических законов с качественной стороны, а также измерение некоторых физических постоянных можно осуществить только на лабораторных занятиях, которые способствуют более глубокому усвоению изучаемого материала. Кроме классических лабораторных работ, представляющих собой проведение реального эксперимента (возможно, демонстрационного), существуют и виртуальные, смоделированные на компьютере. Они расширяют круг опытов, так как позволяют изучать процессы при экстремальных значениях физических параметров и рассматривать в виде демонстрационных работ мысленные эксперименты, исторические опыты и т.д. [4].

Мы предлагаем 3 классические лабораторные работы и 2 виртуальные.

*Классические:*

1. Определение коэффициента вязкости газа и средней длины свободного пробега молекул воздуха.
2. Определение коэффициента внутреннего трения жидкости по методу Стокса.
3. Определение коэффициента теплопроводности воздуха методом нагретой нити.

*Виртуальные* [5, 6]:

1. Изучение движения тел при наличии сил вязкого трения.
2. Определение длины свободного пробега.

Для осуществления «плавного» перехода от лекционных, практических и лабораторных занятий к планомерной организации СРС предлагаем 3-уровневое изучение темы в вопросах и ответах.

*1-й уровень (самый простой) — в нем предлагаются традиционные тестовые вопросы.*

*Пример*

Укажите правильную формулу для коэффициента вязкости.

- А)  $\eta = \frac{1}{3} \rho \langle \lambda \rangle \langle \vartheta \rangle$ .                      В)  $\eta = -\frac{1}{3} \langle \lambda \rangle \langle \vartheta \rangle$ .                      Д)  $\eta = -\frac{1}{3} \rho c_v \langle \lambda \rangle \langle \vartheta \rangle$ .
- Б)  $\eta = -\frac{1}{3} \rho \langle \lambda \rangle \langle \vartheta \rangle$ .                      Г)  $\eta = \frac{1}{3} \rho c_v \langle \lambda \rangle \langle \vartheta \rangle$ .

*2-й уровень (промежуточный) — для рассмотрения на занятиях по СРСП, т.е. в аудитории.*

*Пример*

Укажите правильные формулы, относящиеся к вязкости в газах:

1.  $dK = -\eta \frac{du}{dx} dS$ ;
2.  $df = -\eta \frac{du}{dx} dt$ ;
3.  $dK = \eta \frac{du}{dx} dSdt$ ;
4.  $df = -\eta \frac{du}{dx}$ ;
5.  $dK = -\eta \frac{du}{dx} dt$ ;
6.  $\eta = -\frac{1}{3} \lambda \vartheta \rho$ ;
7.  $dK = -\eta \frac{du}{dx} dSdt$ ;
8.  $\eta = \lambda \vartheta \rho$ ;
9.  $df = -\eta \frac{du}{dx} dSdt$ ;
10.  $\eta = \frac{1}{3} \lambda \rho$ ;
11.  $df = \eta \frac{du}{dx} dS$ ;
12.  $\eta = -\frac{1}{3} \vartheta \rho$ .

*3-й уровень (повышенной сложности) — предназначен для работы студентов во внеурочное время, но с обязательным анализом на занятиях СРСП.*

*Пример*

Сконструируйте правильное утверждение о зависимости коэффициентов переноса от давления в нормальной области при постоянной температуре.

1. Коэффициент диффузии ...
2. Коэффициент вязкости ...
3. Коэффициент теплопроводности ...
4. ...прямо пропорционален давлению.
5. ...обратно пропорционален давлению.
6. ...не зависит от давления.

Был проведен педагогический эксперимент. Для проверки уровня усвоения материала по теме студентам групп ФОР-101, РТР-113, ТЭР-111, ФПР-107 предлагались следующие виды контроля: тестирование (1 вариант — 15 вопросов) с пятью вариантами ответов в каждом, физический диктант (один вариант).

*Содержание физического диктанта:*

1. Определение явлений переноса.
2. Каково значение явлений переноса в молекулярной физике?
3. Какие явления переноса вы знаете?
4. Что такое средняя длина свободного пробега (определение, формула)?
5. Среднее число соударений молекул с другими молекулами в единицу времени (формула).
6. Что такое эффективный диаметр молекулы?
7. Что такое диффузия? Закон Фика. Коэффициент диффузии.
8. Что такое вязкость? Закон Ньютона. Коэффициент вязкости.
9. Что такое теплопроводность? Закон Фурье. Коэффициент теплопроводности.
10. Какие явления переноса называются стационарными?
11. Почему реальные явления переноса являются нестационарными?

*Вопросы для тестирования*

- |  |  |
|--|--|
| <ol style="list-style-type: none"> <li>1. Какие явления относятся к явлениям переноса?</li> <li>1. Диффузия.</li> <li>2. Вязкость.</li> <li>3. Теплопроводность.</li> <li>4. Броуновское движение.</li> <li>5. Столкновения между молекулами.</li> <li>А) 1,2,3.</li> <li>Б) Только 1,2.</li> <li>В) 1,2,3,4.</li> <li>Г) 4,5.</li> <li>Д) Все ответы верны.</li> </ol>  | <ol style="list-style-type: none"> <li>4. По какой формуле определяется эффективное сечение молекулы?</li> <li>А) <math>\sigma_{эф} = \pi d_{эф}^2</math>.</li> <li>Б) <math>\sigma_{эф} = \sqrt{2} \pi d_{эф}^2</math>.</li> <li>В) <math>\sigma_{эф} = \pi d_{эф}</math>.</li> <li>Г) <math>\sigma_{эф} = \langle v \rangle \pi d_{эф}^2</math>.</li> <li>Д) <math>\sigma_{эф} = \langle z \rangle \pi d_{эф}^2</math>.</li> </ol>   |
| <ol style="list-style-type: none"> <li>2. Какие вещества имеют большую теплопроводность?</li> <li>А) Пух, мех, шерсть.</li> <li>Б) Металлы.</li> <li>В) Разреженный газ.</li> <li>Г) Жидкости.</li> <li>Д) Стекло, фарфор.</li> </ol>  | <ol style="list-style-type: none"> <li>5. Средняя длина свободного пробега <math>\langle \lambda \rangle</math> — это...</li> <li>А) расстояние, которое пролетает молекула от первого столкновения до последнего;</li> <li>Б) среднее расстояние, которое пролетает молекула от одного столкновения до следующего;</li> <li>В) среднее число столкновений в единицу времени;</li> <li>Г) среднее число столкновений в единицу объема.</li> <li>Д) Нет правильного ответа.</li> </ol>  |
| <ol style="list-style-type: none"> <li>3. Эффективным диаметром молекулы называется...</li> <li>А) максимальное расстояние, на которое молекулы могут подойти друг к другу;</li> <li>Б) минимальное расстояние, на которое молекулы могут подойти друг к другу;</li> <li>В) среднее расстояние между центрами молекул;</li> <li>Г) расстояние между центрами молекул;</li> <li>Д) диаметр самой молекулы.</li> </ol> | <ol style="list-style-type: none"> <li>6. Укажите правильную формулу для средней длины свободного пробега молекул.</li> <li>А) <math>\langle \lambda \rangle = \langle \vartheta \rangle \langle z \rangle</math>.</li> <li>Б) <math>\langle \lambda \rangle = \sqrt{2} \langle \vartheta \rangle \langle z \rangle</math>.</li> <li>В) <math>\langle \lambda \rangle = \sqrt{2} \pi d_{эф} / \langle \vartheta \rangle</math>.</li> <li>Г) <math>\langle \lambda \rangle = \sqrt{2} \pi d_{эф}</math>.</li> <li>Д) <math>\langle \lambda \rangle = \frac{1}{\sqrt{2} \pi d_{эф}^2 n}</math>.</li> </ol> |
| <ol style="list-style-type: none"> <li>7. Какое утверждение является неверным в состоянии физического вакуума?</li> <li>А) Вязкость невозможна.</li> <li>Б) Невозможна теплопроводность.</li> </ol>  | <ol style="list-style-type: none"> <li>11. Явления переноса называются стационарными, если...</li> <li>А) параметры системы, участвующей в процессе, с течением времени не изменяются;</li> </ol>  |

- В) Явления переноса идут так же, как и при нормальных условиях.  
 Г) Диффузия осуществляется со скоростью движения молекул.  
 Д) Возможен перенос тепла между стенками сосуда.

8. Укажите правильную формулу для коэффициента диффузии.

- А)  $D = \frac{1}{3} \rho \langle \lambda \rangle \langle \vartheta \rangle$ .  
 Б)  $D = -\frac{1}{3} \rho \langle \lambda \rangle \langle \vartheta \rangle$ .  
 В)  $D = \frac{1}{3} \rho c_v \langle \lambda \rangle \langle \vartheta \rangle$ .  
 Г)  $D = \frac{1}{3} \langle \lambda \rangle \langle \vartheta \rangle$ .  
 Д)  $I_G = \frac{1}{3} \langle \lambda \rangle \langle \vartheta \rangle \frac{\partial G}{\partial x}$ .

9. Укажите правильную формулу для коэффициента вязкости.

- А)  $\eta = \frac{1}{3} \rho \langle \lambda \rangle \langle \vartheta \rangle$ .  
 Б)  $\eta = -\frac{1}{3} \rho \langle \lambda \rangle \langle \vartheta \rangle$ .  
 В)  $\eta = -\frac{1}{3} \langle \lambda \rangle \langle \vartheta \rangle$ .  
 Г)  $\eta = \frac{1}{3} \rho c_v \langle \lambda \rangle \langle \vartheta \rangle$ .  
 Д)  $\eta = -\frac{1}{3} \rho c_v \langle \lambda \rangle \langle \vartheta \rangle$ .

10. Укажите правильную формулу для коэффициента теплопроводности.

- А)  $\chi = \frac{1}{3} \rho \langle \lambda \rangle \langle \vartheta \rangle$ .  
 Б)  $\chi = -\frac{1}{3} \rho \langle \lambda \rangle \langle \vartheta \rangle$ .  
 В)  $\chi = \frac{1}{3} \rho c_v \langle \lambda \rangle \langle \vartheta \rangle$ .  
 Г)  $\chi = -\frac{1}{3} \rho c_v \langle \lambda \rangle \langle \vartheta \rangle$ .  
 Д)  $\chi = \frac{1}{3} c_v \langle \lambda \rangle \langle \vartheta \rangle$ .

15. Укажите формулу, соответствующую закону Фурье.

- Б) параметры системы, участвующей в процессе, с течением времени изменяются;  
 В) параметры системы, участвующей в процессе, с течением времени меняются дискретно;  
 Г) система, участвующая в процессе, неподвижна;  
 Д) нет правильного ответа.

12. Выберите формулу, соответствующую стационарному уравнению переноса в общем виде.

- А)  $I_G = -\frac{1}{3} n \langle \lambda \rangle \langle \vartheta \rangle \frac{\partial G}{\partial x}$ .  
 Б)  $I_G = \frac{1}{3} n \langle \lambda \rangle \langle \vartheta \rangle \frac{\partial G}{\partial x}$ .  
 В)  $I_G = \frac{1}{3} \langle \lambda \rangle \langle \vartheta \rangle \frac{\partial G}{\partial x}$ .  
 Г)  $I_G = -\frac{1}{6} n \langle \lambda \rangle \langle \vartheta \rangle \frac{\partial G}{\partial x}$ .  
 Д)  $I_G = \frac{1}{6} n \langle \lambda \rangle \langle \vartheta \rangle \frac{\partial G}{\partial x}$ .

13. Укажите формулу, соответствующую закону Фика.

- А)  $\Delta m = -D \frac{\Delta \rho}{\Delta x} \Delta S \Delta t$ .  
 Б)  $\Delta m = -\eta \frac{\Delta u}{\Delta x} \Delta S \Delta t$ .  
 В)  $\Delta m = -\chi \frac{\Delta T}{\Delta x} \Delta S \Delta t$ .  
 Г)  $\Delta m_0 = D \frac{\Delta \rho}{\Delta x}$ .  
 Д)  $\Delta m_0 = -\chi \frac{\Delta T}{\Delta x}$ .

14. Укажите формулу, соответствующую закону Ньютона.

- А)  $\Delta K = -\eta \frac{\Delta u}{\Delta x} \Delta S \Delta t$ .  
 Б)  $\Delta K = \eta \frac{\Delta u}{\Delta x} \Delta S \Delta t$ .  
 В)  $\Delta K = \eta \frac{\Delta u}{\Delta x} \Delta S$ .  
 Г)  $\Delta K_0 = -\eta \frac{\Delta u}{\Delta x} \Delta S$ .  
 Д)  $\Delta K_0 = -\frac{\Delta u}{\Delta x} \Delta S \Delta t$ .

$$A) \Delta Q = \chi \frac{\Delta T}{\Delta x} \Delta S \Delta t .$$

$$Б) \Delta Q = -\chi \frac{\Delta T}{\Delta x} \Delta S \Delta t .$$

$$B) \Delta Q_0 = -\chi \frac{\Delta T}{\Delta x} .$$

$$Г) \Delta Q_0 = \chi \frac{\Delta T}{\Delta x} \Delta S .$$

$$Д) \Delta Q_0 = -\chi \frac{\Delta T}{\Delta x} \Delta S .$$

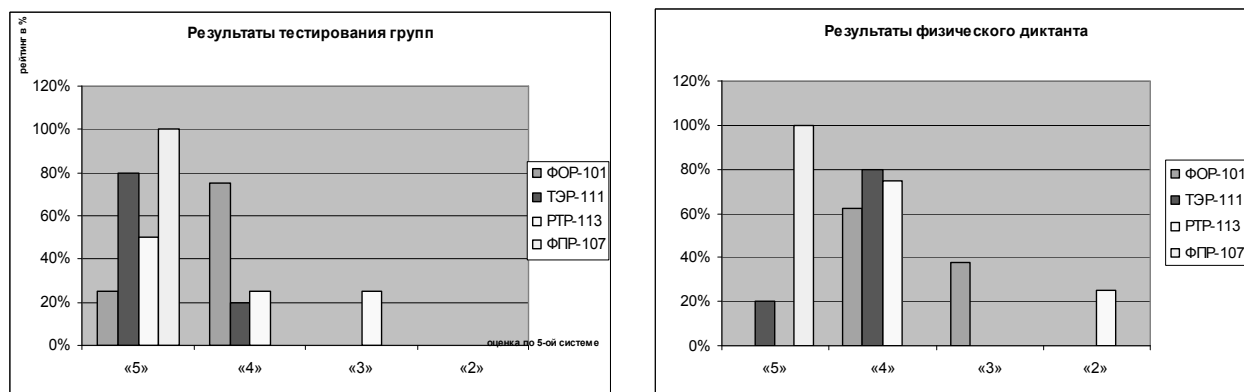


Рисунок 3. Результаты педагогического эксперимента

Из диаграмм видно, что результаты тестирования во всех группах лучше, чем результаты диктантов (рис. 3). Это можно объяснить тем, что в тестировании предлагались варианты ответов, из которых нужно было выбрать только один. Студенты, работая с тестами, чувствовали себя более раскованно, так как эта система им более привычна. Тестирование было проведено после написания диктанта, поэтому ребята частично повторили материал.

Диктант писать сложнее, чем работать с тестами, так как он является экспресс-контролем, предполагающим восприятие «на слух», что менее продуктивно, нежели визуальное восприятие.

В заключение отметим, что представленный в статье материал труден для восприятия как студентами, так и школьниками, поэтому необходимо тщательно обрабатывать теорию вопроса, подбирать задачи, экспериментальное обеспечение.

Широкое использование интерактивных технологий способствует эффективности усвоения материала.

## References

- 1 Matveev A.N. Molecular physics: Practice textbook for University. — M.: Higher school, 1981. — 400 p.
- 2 Irodov I.E. Tasks of general physics. — M.: Nauka, 1988. — 416 p.
- 3 Ginsburg V.L., Levin L.M., Sivuhin D.V., Yakovlev I.A. Collection tasks of general physics course. Thermodynamics and molecular physics. — M.: Nauka, 1976. — 207 p.
- 4 Tolstic A.M. Virtual physics laboratory. — Tomsk: Tomsk State University, 2007. — 272 p.
- 5 Tolstic A.M. Program virtual physics laboratory. — Tomsk: Tomsk State University, 2007. — 272 p.
- 6 Kosov N.D., Kosov M.D. Molecular physics in questions and answers. — Almaty, 1999. — 142 p.



Л.Ф.Ильина, А.М.Ещанова

**Жоғары оқу орындарындағы жалпы физика курсына  
тасымал құбылыстарын оқытудың әдістемесі**

Молекулалы физика орта мектеп физика курсына ерекше орын алса, жоғары оқу орындағы жалпы физика курсына да сондай орынға ие. Тасымалдау құбылыс молекулалы-кинетикалық теория негізінің эксперименттік дәлелі де, эксперименттік расталуы да ретінде қызмет атқарады. Бұл — физиканың ең күрделі тарауының бірі. Мектеп курсына феноменді бөлігін қарастырса, жоғары оқу орында күрделі математикалық аппаратты қолдану арқылы зерттейді. Мақалада қойған сұрақ бойынша тек теория негіздері ғана келтірілмей, Е.А.Бөкетов атындағы Қарағанды мемлекеттік университетінің жалпы және теоретикалық физика кафедрасында өткізілген педагогикалық эксперименттің мазмұны туралы жазылған. Сондай-ақ классикалық және виртуал зерттеу жұмыстары, студент дайындығы бағалануының үш деңгейлі жүйесі қарастырылған. Жұмыс нәтижесі диаграмма арқылы рәсімделген.

L.F.Ilyina, A.M.Yeschanova

**Method of the transfer phenomena  
studying in the university general physics course**

Molecular Physics occupies a special position as a secondary school physics course and in the general physics course in college. Transport phenomena serve as experimental justification and experimental evidence of the foundations of molecular-kinetic theory. This is — one of the most difficult areas of physics. In the school course it is studied purely phenomenologically, and at university level — with a rather complex mathematical tool. The paper gives the basic theory of matter, as well as description of the pedagogical experiment on the subject, conducted by the Department of General and Theoretical Physics, KSU, named E.A.Buketov. It includes the tasks, classical and experimental laboratory works, and a three-level system of assessing the quality of students' training. The results are designed with the aid of diagrams.

С.Е.Сақыпова<sup>1</sup>, Р.И.Жұманова<sup>2</sup>, Ж.Т.Қамбарова<sup>1</sup>, Ф.Б.Әбілжанова<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Е.А.Бөкетов атындағы Қарағанды мемлекеттік университеті (E-mail: kambarova@bk.ru);

<sup>2</sup>«Дарын» арнайы мамандырылған дарынды балаларға арналған мектеп-интернаты, Қарағанды

## **«Газ заңдары» тақырыбын оқытуда инновациялық технологияларды қолдану әдістемесі**

Мақалада білім саласында инновациялық технологиялардың жаңаша құралдарын қолдану бүгінгі күні үлкен өзектілікке ие болып отырғаны көрсетілген. Физика сабағында компьютерлік және мультимедиялық технологияларды қолдану — әрбір оқушының оқыту шапшаңдығы мен стиліне, деңгейіне қатысты тапсырмаларды дайындауға мүмкіндік береді. Молекулалық физика бөлімінің «Газ заңдары» тақырыбына байланысты әдістемелік талдау мәселелері көрсетілді. «Идеалды газ», «газ заңдары» ұғымдарын түсінуде және есептерді шығару кезінде оқушылардың жиі жасайтын қателіктері айқындалып, талқыланды. Сонымен қатар графиктерді пайдалана отырып, газ заңдары тақырыбы бойынша есептерді шешу мысалдары келтірілген.

*Кілтті сөздер:* инновациялық технологиялар, оқу процесі, графикалық материал, әдістемелік қырлары, ақпарат, идеалды газ, қателер.

Қазақстан Республикасының «Білім туралы» Заңында «білім беру жүйесінің басты міндеті — ұлттық және жалпы адамзаттық құндылықтар, ғылым мен практика жетістіктері негізінде және адамды қалыптастыруға және кәсіби шеберлігін шыңдауға бағытталған білім алу үшін қажетті жағдайлар жасау: оқытудың жаңа технологияларын енгізу, білім беруді ақпараттандыру, халықаралық ғаламдық коммуникациялық желілерге шығу» деп білім беру жүйесін одан әрі дамыту міндеттері көзделеді [1].

Адам іс-әрекетінің әр түрлі салаларында, сонымен қатар білім саласында ақпараттық технологиялардың жаңаша құралдарын қолдану бүгінгі күні үлкен өзектілікке ие болып отыр. Отандық және шетелдік білім саласында оқыту үрдісін компьютерлендіру негізгі факторлардың бірі ретінде қарастырылады. Бүгінгі күні Қазақстан Республикасының Білім туралы тұжырымдамасы ойлы, өнерлі, білімді тұлғаны қалыптастыруға бағытталған және қазіргі білім жүйесі оқушылардың танымдық белсенділігін дамытатын оқытудың жаңа технологияның белсенді түрін және әдістерін оқу процесіне енгізу бағытында құрылуы тиіс. Білімді дамыту үшін білім берудің үйреншікті әдісінен оқыту процесінде оқушылардың пәнге деген қызығушылықтарын арттыратын білім берудің жаңа белсенді әдісіне көшу керек. Бұл тапсырманы оқыту процесінде тек жаңа технологияларды қолдану арқылы жүзеге асыруға болады.

Жалпы айтқанда, бұрын мұғалім оқушыға ақпаратты беруде басты роль атқарса, бүгінгі күні оның ролі мүлде өзгерген немесе елеулі өзгеріске ұшырау қарсаңында тұр. Мұғалімнің жаңа ролі ақпаратты тек қарапайым түрде беріп қана қоймай, сонымен қатар оқушыны материалды өздігінен оқып-үйренуге дағдылап, соған жетелеуді білдіреді. Бұл мәселеде оқытушы тек ақпарат көзі ғана емес, сондай-ақ оқу материалын өз бетімен жетік меңгерудің әдістерін жақсы білетін білгір маман ретінде көрінеді. Яғни мұғалім оқу және қабылдау процесіне тек демеуші күш ретінде ықпалдасады, ал оқушы «қалай оқу керектігін» үйреніп, мұғалімнің бағдарлаушы көмегінен өздігінен білім алу әдістерін қолдануды үйренеді [2].

Еліміздің тәуелсіз мемлекет ретінде қалыптасу барысында білім беруді реформалау процесі жүзеге асырылып жатқаны белгілі. Осыған орай, соңғы кезде оқытудың әр түрлі педагогикалық технологиялары жасалып, мектеп практикасына енгізілуде.

Қазіргі кезде жаңа білім жүйесі интернеттің пайда болуының арқасында дамығанын барлығы мойындайды. Көптеген әдіскерлер бейнефильм, электрондық пошта (e-mail), мультимедиялық тұсаукесер (презентация), анимациялық суреттер және т.б. көмегімен білім беру жүйесіне жаңа педагогиканың қабілеттерін құрастырумен айналысып жатыр. Соның бірі — мультимедиялық технология. Мультимедиа дегеніміз — енгізуге, өңдеуге, сақтауға, жіберуге мәтін, график, анимация, видео, дыбыс т.б. әрекеттерді жасайтын технологияның жалпы түрлері [3].

Мультимедиа құрал — мәтіндерді, анимацияларды, графиктерді дыбыс сияқты адамның компьютермен қарым-қатынасын жасайтын комплексті ақпаратты, бағдарламалық құрал [3]. Мультимедиялық технология жаңа білім беру жүйесінің педагогикалық, дидактикалық функцияла-

рын аша алады. Оқыту жүйесінде ақпараттық, мультимедиялық технология қолдану мұғалімге өзінің пәнін оқытуда жаңа мүмкіншіліктер туғызады және оқушылардың назарын сабаққа аударып және оның пәнге деген қызығушылығын арттырады.

Физика сабағында интерактивті әдістерді пайдалану әрбір оқушының оқыту шапшаңдығы мен стиліне, деңгейіне қатысты тапсырмаларды дайындауға көмектеседі. Интерактивтік құралдар активті оқыту үшін жаңа мүмкіндік беретін ойлау дамуындағы жаңа жолдарды ашып береді.

Жаңа аппараттық технологиялар компьютердің көмегімен ақпараттарды жіберу, тарату, технологиялық өңдеу және көрсету болып табылады. Осы технологияларды нақтылау үшін ақпараттық және бағдарламалық құралдарды — жаңа ақпараттық технологиялық құралдар деп атайды. Жаңа ақпараттық технологиялық құралдар оқу процесіне қосқанда, физиканы оқытуда қолданылатын, оқыту құралының рөлін өзгертеді, ал жаңа ақпараттық технологиялар құралдарын оқу процесіне қосқанда жүретін ортаны өзгертеді.

Кейінгі уақытта физиканы оқыту процесінде дербес компьютер белсенді орын алып келеді. Бұлай болуының бірнеше себебі бар:

- біріншіден, барлық қызмет саласын компьютерлеу процесі оқыту саласында қозғап өтті, кез келген пәннен компьютер оқытушы мен оқушының көмекшісіне айналды;
- екіншіден, компьютер физик-зерттеушінің өте кең таралған құралы болды, осыдан теориялық және эксперименталдық физикадан басқа, «Компьютерлік физика» деген жаңа бөлім ашылды;
- үшіншіден, компьютер құрылымы және оның кейбір элементтерінің жұмыс істеу принциптері туралы мектептің ақпараттану курсына физика курс тарапынан көмек қажет, оқушылардың пәнге қызығушылығын арттыратын физика курсы материалмен қамтамасыз етеді.

Оқушыларға физика ғылымында компьютерді қолданудың негізгі бағыттары физикалық құбылыстарды модельдеу және екі түрлі тапсырманы орындайтын эксперименталдық құрылыммен, яғни, компьютерленбеген құрылымда алынбайтын жылдамдықпен және көлеммен шығаратын эксперименталдық берілгендерді тіркейтін; эксперименттермен басқаруды автоматтандыратын компьютермен жұмыс жасайды. Сонымен қатар компьютер эксперименталдық берілгендерді өңдеуге, сақтауға және үлкен көлемді ақпараттарды іздеуге арналған коммуникация құралы болып табылады. Дербес компьютерді сабақтан және сабақтан тыс уақытта қолдану оқушыларға осы бағыттармен жақсы танысуға мүмкіндік береді.

«Физика» курсының қандай бір бөлігін өтпестен бұрын мұғалім қолданылатын физикалық ұғымдар жүйесіне әдістемелік талдау жасап алуы тиіс. Оқушылардың ғылыми дүниетанымын дамытудағы ол ұғымдардың рөлі мен маңызын анықтау және ұғымдарды қалыптастырудың жолдары мен әдістерін айқындап алу қажет болады. Әдістемелік талдау мынадай мәселелерді ашып алудан тұрады:

1. Ұғымның мазмұны, құрылымы және диалектика-материалистік анықтамасы.
2. Қарастырылып отырған физикалық теориядағы ұғымның рөлі мен маңызы.
3. Ұғымның қолданылу шекарасы.
4. Әдебиеттерде кездесетін осы ұғым жөніндегі қате түсініктерді сынау.

Қарастырылатын ұғымның сипаты мен ерекшеліктеріне байланысты көрсетілген мәселелердің көлемі, мазмұны және ара салмағы әр түрлі болуы мүмкін, бірақ кез келген физикалық ұғымды әдістемелік тұрғыдан талдау үшін осы келтірілген мәселелерді жан-жақты анықтап алған дұрыс.

«Молекулалық физика» бөлімінің құрылымы газ заңдарын оқытудың таңдаулы әдісі (индуктивті немесе дедуктивті түрі) ретінде қарастырылады. «Газ заңдары» тақырыбын индуктивті оқыту кезінде бірінші молекулалы-кинетикалық теориясының негізгі жағдайлары, кейін термодинамиканың кейбір сұрақтары қарастырылып, газ заңдарын эмпирикалық түрде түсіндіреді. «Газ заңдарын» оқытудың дедуктивті жақындауда идеал газдың молекулалы-кинетикалық теориясын зерттейді. «Газ заңдарын» идеал газдың күй теңдеуінің салдарынан шығады деп қарастырады [4].

Тақырыпты меңгеру мақсаттары:

- молекулалы-кинетикалық теорияның негіздері (молекулалы-кинетикалық теориясының негізгі жағдайлары, газдардың молекулалы-кинетикалық теориясының негізгі теңдеуі), температура (жылулық тепе-теңдік, абсолют температура, температура — молекулалардың кинетикалық энергияларының өлшемі) жайындағы білімдер жүйесін меңгеру;
- түсініктер мен шамаларды қалыптастыру: көлем, қысым, температура шамалары арасындағы байланыс орнату әдістерін иемдену;

- менгеру қызығушылықтарының, өздік тәжірибелік зерттеулерді орындау және есептерді шешу барысында интеллектуалды және шығармашылық икемділіктерін дамыту;
- газ заңдары жайындағы білімді пайдалану және оның күнделікті өмірде және өндірісте қолданумен байланысты практикалық есептерді шешу икемін иемдену.

«Газ заңдары» не индуктивті, не дедуктивті түрде оқытылуы мүмкін. Индуктивтік жақындауда газ заңдары берілген экспериментті жалпылау кезінде алынған эмпирикалық заңдар ретінде зерттеліп, кейін идеал газдың күй теңдеуі екі кез келген газ заңдары негізінде енгізіледі. Газ заңдарын оқыту тәртібі кез келген болуы мүмкін, бірақ та дәстүрлі түрде Бойль-Мариотт заңын бірінші қарастырады, бұл газ заңдарының ашылу тарихи ретіне сәйкес келеді.

«Газ заңдарын» оқытудың жоспары келесі түрге ұсынылуы мүмкін:

- 1) процестің анықтамасы;
- 2) процестің іске асу шарты;
- 3) заңның формуласы мен тұжырымдамасы;
- 4) заңның дұрыстығының эксперименттік зерттелуі;
- 5) процестің графикалық кескінделуі;
- 6) орнатылған тәуелділіктің молекулалы-кинетикалық түсіндірмесі;
- 7) заңның қолданылу шекарасы.

Бойль-Мариотт заңын оқыту кезінде оқушылардың назарын изотермиялық процестің көлем мен қысымның баяу өзгерісі жағдайында жүзеге асатынына аудару қажет. Бұл жағдайда газдың зерттелінетін массасы үшін температура тұрақты және термостаттың температурасына тең болады. Сонымен бірге бұл заңның өзгеріссіз химиялық құрамға ие болатын газдың тұрақты массасы үшін орындалатынын ескерген жөн.

Барлық газ заңдары (соның ішінде Бойль-Мариотт заңы да) айнымалы көлемді цилиндрі бар тәжірибе көмегімен суреттеуге болады. Тәжірибе берілгендері бойынша қысымның көлемнен тәуелділік графигін құру қажет. Эксперимент нәтижелерін дұрыс бағалау мен қорытындыларды негіздеу үшін оқушыларға тәжірибе қателігінің пайда болуы мен оның шекаралары туралы талқылау жүргізген жөн. Бұл жағдайда эксперимент нәтижелерінің шашырауы кезінде оқушылар олардың сенімділігін дұрыс бағалай алады.

Оқушылармен Бойль-Мариотт заңының молекулалы-кинетикалық түрде баян етілуін талқылау маңызды. Қысым ыдыстың қабырғаларына соғылған молекулалар санына тәуелді екені белгілі. Бойль-Мариотт заңының графикалық интерпретациясын қарастыра отырып, изотермиялық процестің графигін  $pV$  координаттарда ғана емес, сонымен бірге  $VT$  мен  $pT$  координаттарда көрсеткен жөн.

Шарль заңын түсіндіру кезінде оқушылардың назарын келесіге аудару қажет:  $p_0$  — бұл  $0^{\circ}C$  температура кезіндегі газ қысымы. Қысымның температуралық коэффициенті барлық газдар үшін бірдей, және бұл температураны  $1^{\circ}C$ -қа арттырған кезде газдың тұрақты массасы үшін қысымның салыстырмалы артуы неге тең екендігін көрсетеді. Шарль заңының молекулалы-кинетикалық түсіндірмесі оқушылар үшін қиындық туғызбайды.

Идеал газдың күй теңдеуін қорыту кезінде кез келген екі дербес газ заңын қолданады (Клапейрон теңдеуі). Мысалы, күй теңдеуін Бойль-Мариотт пен Шарль заңдарын қолдану арқылы қорытуға болады. Бұл жағдайда «абсолют температура» түсінігі алдын ала түсіндіріліп, Шарль заңын жазады. Күй теңдеуін қорыту кезінде график құрастырған жөн.

Мектеп оқушылары идеал мен нақты газдар арасындағы айырмашылықты әрқашанда дұрыс түсіндірмейді [5, 6]. Мысалы, «идеал газ — бұл қоспаларсыз нақты газ», «идеал газ — бұл төмен температурадағы нақты газ» және т.с.с. жауаптар береді. «Идеалды» сөзі «елестетілетін, шындығында бар болмайтын» дегенді білдіреді. Идеал газ — бұл газдың теориялық моделі: хаосты түрде қозғалатын молекулалар бір-бірімен қашықтықта әрекеттеспейді; молекулалардың меншікті қосынды көлемі ыдыс көлемімен салыстырғанда өте кіші, молекулалардың бір-бірімен және ыдыс қабырғаларымен соқтығысулары абсолют серпімді болып табылады, яғни соқтығысу кезінде молекулалар кіші қатты шарлар түрінде болады. Идеал газ Менделеев-Клапейрон теңдеуіне, сонымен қатар газ заңдарына бағынады. Аса жоғары емес қысым (мысалы, атмосфералық қысым) мен аса төмен емес температура (мысалы, бөлме температурасы) нақты газ дәлдіктің жеткілікті дәрежесімен идеал газ заңдарына бағынады.

Оқушылар жиі молекулалы-кинетикалық теорияның негізгі теңдеуі

$$pV = \frac{m}{M}RT \quad (1)$$

деп жазады. Бұл дұрыс емес. Бұл (1) теңдеу идеал газдың күй теңдеуі (Менделеев-Клапейрон теңдеуі) болып табылады. Ол массасы  $m$ -ге тең, ал мольдік массасы  $M$  газдың макрокопиялық параметрлерін —  $p$  қысымды,  $V$  көлемді және  $T$  температурасын байланыстырады. Мұндағы  $R$  — әмбебап (мольдік) газ тұрақтысы.

Газдардың молекулалық-кинетикалық теориясының негізгі теңдеуі келесі түрге ие:

$$p = \frac{1}{3}nm_0\langle v^2 \rangle. \quad (2)$$

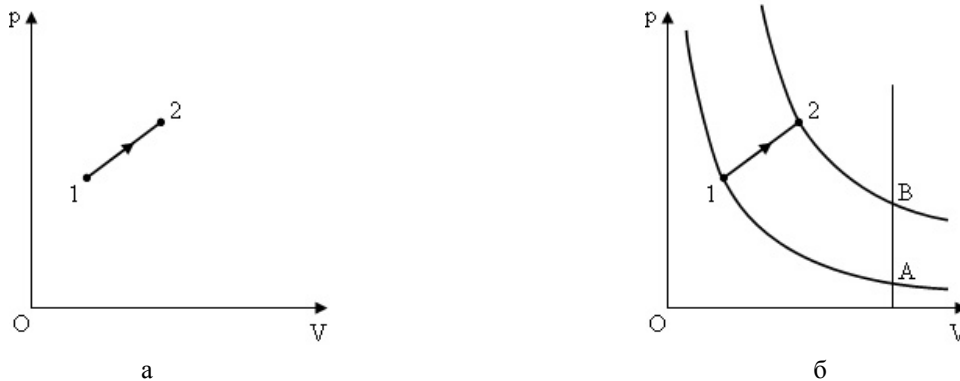
Мұндағы  $p$  — қысым;  $n$  — молекулалардың концентрациясы, яғни көлем бірлігіндегі молекулалардың саны;  $m_0$  — бір молекуланың массасы;  $\langle v^2 \rangle$  — молекулалардың орташа квадраттық жылдамдығы.

Бұл теңдеу макрокопиялық параметр — қысымды газ молекуласын сипаттайтын микрокопиялық шамаларымен байланыстырады.

Менделеев-Клапейрон (1) теңдеуі газдардың молекулалық-кинетикалық теориясының (2) негізгі теңдеуінің салдарынан шықты.

Көбінесе оқушылар изопроцестердегі идеал газ күйінің параметрлері арасындағы байланысты өрнектейтін графиктерді әр түрлі координаттар жүйесінде бейнелей алмайды. Сонымен бірге оқушыларда  $pV$  координаттардағы графиктен  $pT$  және  $VT$  координаттардағы графиктерге көшуге қиындықтар туады. Емтихан тапсырушыларда қиындық тудыратын графикалық есептерді шешу мысалдарын қарастырайық.

*Есеп 1.*  $p, V$  координаттарда (1-сур. а) идеал газдың 1 күйден 2 күйге өткендегі  $p$  қысымның  $V$  көлеміне тәуелділік графигі көрсетілген. Бұл процесте температура қалай өзгерді?



1-сурет. Идеал газдың 1-күйден 2-күйге өтуі

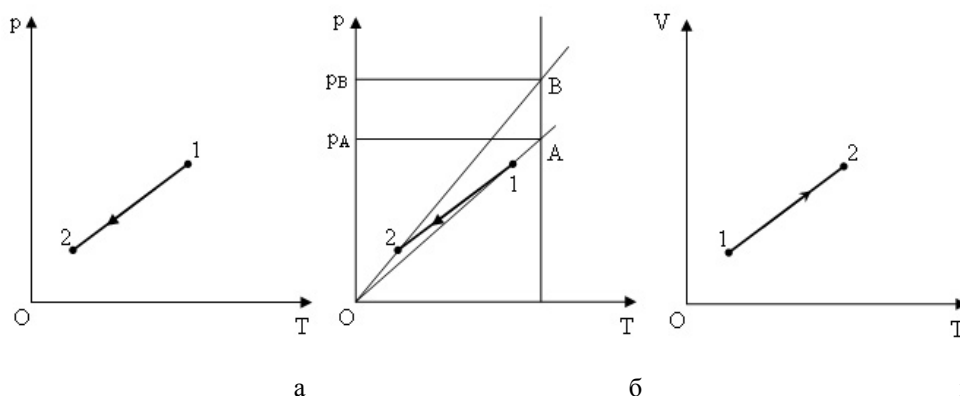
Біреуі 1-нүкте, ал екіншісі 2-нүкте арқылы өтетін екі изотерманы сызайық (1-сур. б). Бірінші изотермаға сәйкес келетін температураны  $T_1$  деп, ал екінші изотермаға  $T_2$  деп белгілейік. Температуралардың қайсысы жоғары екендігін анықтау үшін  $A$  және  $B$  нүктелерінде изотермаларды қиятын кез келген изохораны жүргізейік. Тұрақты көлем кезінде, Шарль заңына сәйкес,  $\frac{p}{T} = const$ .

Сондықтан  $\frac{p_A}{T_A} = \frac{p_B}{T_B}$ , мұндағы  $p_A, p_B$  — сәйкесті  $A$  және  $B$  күйлердегі газ қысымдары;  $T_A, T_B$  — бұл

күйлердегі температура. Бұдан  $T_B = \frac{p_B}{p_A}T_A$ . 1 б суреттен көрінетіні,  $p_B > p_A$ . Сондықтан  $T_B > T_A$ ,

яғни берілген массалы газ үшін жоғары қысымға жоғары температура сәйкес келеді. Сонымен, біз келесі қорытындыға келдік: 2-нүкте арқылы өткен изотермаға 1-нүкте арқылы изотермамен салыстырғанда жоғарырақ температура сәйкес келеді, яғни  $T_2 > T_1$ . 1-күйден 2-күйге өткен кезде газдың температурасы артады.

Есеп 2. Кейбір процесте идеал газдың  $p$  қысымының  $T$  температурадан тәуелділік графигі 2 а суретте көрсетілген. 1-күйден 2-күйге өткен кезде газдың сығылғанын немесе ұлғайғанын анықтау керек.

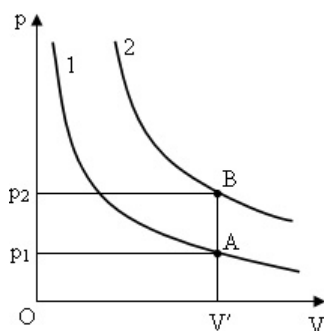


2-сурет. Идеал газдың  $p$  қысымының  $T$  температурадан тәуелділік графигері

Алдыңғы есептің шешілуінде қолданылған аналогиялы амалды қолданайық. Біреуі 1-нүктеден, ал екіншісі 2-нүктеден өтетін екі изохораны өткізейік (2 б-сур.), яғни бірінші изохораға 1-күйдегі  $V_1$  көлем, ал екінші изохораға 2-күйдегі  $V_2$  көлем сәйкес келеді. А және В нүктелерде изохораны қиып өтетін кез келген изотерманы өткізейік. Бойль-Мариотт заңына сәйкес, тұрақты температура кезінде  $pV = const$ . Сондықтан  $p_A V_A = p_B V_B$ , мұндағы  $p_A, V_A$  — А күйдегі газ қысымы мен көлемі;  $p_B, V_B$  — В күйдегі газ қысымы мен көлемі. Бұдан  $V_B = \frac{p_A}{p_B} V_A$ ,  $p_A < p_B$  болғандықтан, онда  $V_B < V_A$ , яғни берілген массалы газ үшін үлкен қысымға кіші көлем сәйкес келеді.

Сонымен, біз келесі қорытындыға келдік:  $V_2 < V_1$ , яғни 1-күйден 2-күйге өткен кезде газ сығылды.

Есеп 3. 3-суретте массалары мен температуралары бірдей екі әр түрлі газдар үшін екі изотермалар көрсетілген. Бұл газдардың мольдік массаларын салыстыру керек.



3-сурет. Екі әр түрлі газдар үшін екі изотермалар

Есептің берілгені бойынша газдардың массасы бірдей  $m$  және температурасы бірдей  $T$ . Бірдей  $V'$  көлемге сәйкес келетін әр түрлі изотермаларда А және В күйді қарастырайық. Бұл күйлер үшін Менделеев-Клапейрон теңдеуін жазайық:

$$p_1 V' = \frac{m}{M_1} RT, \quad p_2 V' = \frac{m}{M_2} RT.$$

Мұндағы  $M_1, M_2$  — сәйкесті бірінші мен екінші газдың мольдік массалары.

Бірінші теңдеуді екінші теңдеуге бөлсек, келесіні аламыз:

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{M_2}{M_1},$$

бұдан

$$M_2 = \frac{p_1}{p_2} M_1.$$

$p_1 < p_2$  екендігін ескеріп, келесі қорытындыға келеміз:  $M_2 < M_1$ , яғни 2 изотерма 1 изотермаға сәйкес келетін газға қарағанда кемірек мольдік массалы газға сәйкес келеді.

Бойль-Мариотт заңын формалды түрде ұққан оқушылар бұл есепті шығара алмады. Кейбіреулері әр түрлі температураларға әр түрлі изотермалар сәйкес келетінін естеріне түсірді, бірақ бұл берілген массалы газ үшін орындалатынын білген жоқ. Бұл есепті шешуінде көрсетілгендей, бір температураға сәйкес келетін, бірақ та әр түрлі газдар үшін изотермалар әр түрлі масса мен мольдік масса салдарынан бірдей болмайды. Себебі бұл шамалардан Бойль-Мариотт заңының  $pV = const$  математикалық өрнегіне кіретін тұрақтылардан тәуелді. Шындығында, бұл өрнек Менделеев-Клапейрон теңдеуінің дербес теңдеуі болып табылады. Сондықтан

$$const = \frac{m}{M} RT.$$

Бұдан көрінетіні, константа  $m$ ,  $M$  мен  $T$  шамалардың әр түрлі мәндерінде константа әр түрлі болады. Бұл константаның сандық мәні артқан сайын, соғұрлым  $p$ ,  $V$  координаттар басынан сәйкесті изотерма алысырақ орналасады.

Газ заңдары бойынша есептерді шығару кезінде оқушылар басқа да көптеген қателіктер жібереді. Білімдеріндегі осал жерлер анықталады, ал жиі нақты физикалық есепті шешуде білімді қолдану дағдысы болмайды. Газ заңдарына есептерді келесі жоспар бойынша шығаруға болады. Егер есепте газдың бір күйі қарастырылатын және бұл күйдегі кез келген параметрді табу қажет болса, онда Менделеев-Клапейрон теңдеуін қолданамыз. Егер қысым мен көлемнің мәндері берілмесе, оларды берілген шамалар арқылы өрнектеу қажет. Кейін жазылған теңдеуге қойып, оны шығарып, белгісіз параметрді анықтаймыз. Егер де есепте идеал газдың екі күйі қарастырылатын болса, онда газдың массасы бір күйден екінші күйге өткен кезде өзгеретінін анықтау қажет. Егер масса тұрақты болса, онда Клапейрон теңдеуін қолдануға болады. Егер де берілген процестегі тұрақты масса кезінде  $p, V, T$  параметрлерінің біреуі өзгермейтін болса, онда сәйкесті газ заңдары қолданылады (Гей-Люссак, Шарль және Бойль-Мариотт заңдары). Егер екі күйде газ массасы әр түрлі болса, онда әрбір газ күйі үшін Менделеев-Клапейрон теңдеуі жазылады. Кейін теңдеулер жүйесін белгісіз шамаға қатысты шығарады.

Білім жүйесінде болып жатқан өзгерістерге сәйкес болашақ мамандарды дайындау бағыттары да жетілдірілуі тиіс. Білім беру жүйесін қайта құру кезеңінде оқытушылардың біліктілігіне ерекше көңіл бөлінеді. Оқытушы — кәсіби мамандығы жағынан әркімнің қолы жете бермейтін сапалар жиынтығын игеруі тиіс тұлға. Оның оқу үрдісін жобалай алуы, оқыту технологиясына әр түрлі пайымдауларды үйлестіре отырып, кіріктіре білуі, оқытудың инновациялық жүйелерін қолдана білуі керек, бір сөзбен айтқанда, педагогикалық үрдістегі проблемалық мәселелерді шығармашылықпен шеше алуы қажет.

Оқыту технологиясының өзгеруі оқытушы қызметінің ақпарат берушіден ұйымдастырушы роліне қайта бет бұруына бағытталуы тиіс. Демек, оқытушы өз қызметін оқушылардың өз бетімен орындайтын оқу-танымдық, ғылыми-зерттеушілік және кәсіптік-практикалық іс-әрекеттеріне жетекші болып қана қоймай, сонымен бірге оны ұйымдастырушы роліне де бағыттауы тиіс. Бұл білім алушылардың ғана емес, сонымен бірге оқытушылардың да өзіндік белсенділігін арттыруға, сондай-ақ оқытуды олардың ортақ мақсаттарына жету үшін ұйымдастырылған «оқушы-оқушы», «оқытушы-оқушы» жүйелеріндегі жеке тұлғалар арасындағы өзара қарым-қатынастар үрдісі ретінде қарастыруға мүмкіндік береді.

Жаратылыстану пәндеріне, оның ішінде «Физика» пәнінің мектепте оқытылу жайына көңіл аудару тәуелсіз еліміздің болашақ мамандары үшін аса маңызды. Елімізде 300-дей мамандық түрлері бар десек, соның 80 %-нан астамы түрлі сала инженерлері, ауылшаруашылық мамандары. Ендеше, мектеп қабырғасынан бұл пәндерді терең меңгермеген адамнан келешекте нашар маман шығатыны еш

күмән туғызбайды. Кеңес заманынан бері бұл пәнге берілген сағат қысқартыла берді. Осының салдарынан «Физика» пәнін оқытуда есептер шығаруға, зертханалық жұмыстар жасауға уақыт аз бөлінеді. Осыдан «Оқушылардың «Физика» пәніне деген қызығушылығын және оны оқыту сапасын қалай арттыруға болады?» деген сұрақ туындайды. Бұл тығырақтан шығудың бірден-бір жолы физиканы оқыту әдісінің тиімді, ұтымды тәсілдерін қолдану, берілген мағлұматтарды, ақпараттарды мейлінше аз уақытта терең жан-жақты игеруін қамтамасыз етуде физиканы оқыту әдістерін пайдалану болып табылады.

Мультимедиалық технологияны оқыту процесі кезінде қолдануда сабақтар физикалық құбылыстарды көрнекілікпен көрсетуге жағдай жасап, материалды терең меңгеруге және де оқушылардың пәнге деген қызығушылығын арттыруға көмектесетіні айқындалды. Мұғалім пәнді оқытудың жаңа әдіс-тәсілдерін орынды пайдаланғанда ғана оқытудың мақсатына қол жеткізе алады. Сондықтан да оқытудың оқушы тұлғасын дамытуды қамтамасыз ететіндей неғұрлым тиімді әдіс-тәсілдерін таңдау мәселесі мұғалімнің алдында тұрған үлкен міндет.

Жұмыста мультимедиалық технологияны қолдана отырып жасалған әдістемелік нұсқау мектеп мұғалімдеріне оқыту кезінде септігі тиеді деген ойдамыз. Ұстаздық мамандықты таңдай отырып, заман талабына сай білікті, білімді маман иесі болып, болашақта өз еңбегінің жемісін көрем деген жастарға сәттілік тілейміз.

### References

- 1 Education Act of Kazakhstan Republic № 319. — Astana, 2007.
- 2 *Kudaykulov M., Zhanabergenov K.* The methodology of teaching physics in school. — Almaty: Rauan, 1998. — 310 p.
- 3 *Kulzhasarov N.D.* Using a computer in the physics lessons // Habarshy. Physics — Mathematics gylymdary. — Almaty, 2006. — № 2. — P. 50–52.
- 4 *Kamenetsky S.E., Purysheva N.S., Nosov T.I.* Theory and methodology of teaching physics in school. Private matters. — M.: Izd. Academy, 2000. — 384 p.
- 5 *Savchenko N.E.* Physics. Intensive course for the exam preparation. The main methods of solving tasks. — M.: Ayris-Press, 2005. — 400 p.
- 6 *Ryzhanova A.* Using a personal computer for physics lessons // Mathematics. Physics. — Almaty: Cursiv, 2007. — № 3. — P. 7–8.

С.Е.Сакипова, Р.И.Жұманова, Ж.Т.Камбарова, Ф.Б.Абилъжанова

### **Методика применения инновационных технологий при изучении темы «Газовые законы»**

В статье рассматриваются некоторые аспекты использования новых инновационных технологий в учебном процессе. Применение компьютерных и мультимедийных технологий на уроках физики позволяет подготовить каждому учащемуся задания в соответствии с уровнем подготовки, стилем и темпом усвоения информации. В работе приведены методические аспекты преподавания разделов молекулярной физики, связанных с газовыми законами. Анализируются наиболее распространенные ошибки учащихся в понимании законов и при решении задач по теме «Идеальный газ. Газовые законы». Кроме того, в статье приведены примеры решения задач по данной теме с использованием графического материала.

S.E.Sakipova, R.I.Zhumanova, Zh.T.Kambarova, F.B.Abilzhanova

### **The methodology of application of innovative technologies at studying the theme «Gas Laws»**

In the article the relevance and some aspects of new innovative technologies usage in the studying process are considered. Application of computer and multimedia technologies on the physics lessons allow to prepare a task for each student according to his level of knowledge, style and rate of mastering of information. The paper presents the methodological aspects of teaching sections of molecular physics related to the gas laws. The most common errors of students in at study the theme «Ideal gas. The Gas laws» and solving word problems on that theme are reviewed and discussed. In addition, the article presents the examples of exercises solving on this theme using the graphical material.



### Воспоминания о профессоре М.П.Тонконогове



Марк Павлович Тонконогов родился 7 июня 1924 г. в г. Томске в семье врачей. Его отец, П.А.Тонконогов, был заслуженным врачом РСФСР.

Среднюю школу Марк Павлович окончил в Барнауле в 1941 г., после чего в 1942 г. поступил в Алтайский машиностроительный институт.

Во время Великой Отечественной войны служил в Советской Армии санинструктором. Награждён медалью «За победу над Германией в Великой Отечественной войне 1941–1945 гг.» (выдана Выборгским райвоенкоматом г. Ленинграда в 1946 г.).

После демобилизации продолжил учёбу в Ленинградском политехническом институте (ныне Санкт-Петербургский государственный технический университет), физико-механический факультет которого окончил в 1949 г. Дипломную работу выполнял на кафедре известного учёного-ядерщика академика АН СССР, Героя Социалистического Труда Б.П.Константинова. Научным руководителем по специальной (секретной) теме был известный физик-

теоретик член-корреспондент АН СССР Я.И.Френкель. Был сталинским стипендиатом. По распределению направлен в г. Томск на завод «почтовый ящик № 134», на котором работал до сентября 1950 г. В 1950–1953 гг. обучался в аспирантуре Томского госуниверситета, по окончании которой защитил кандидатскую диссертацию.

Работал в Томском политехническом институте преподавателем кафедры «Изоляционная и кабельная техника» (1953–1954 гг.).

В Карагандинский горный институт (ныне КарГТУ) прибыл по направлению Министерства высшего образования СССР в феврале 1954 г. Был зачислен сначала ассистентом кафедры химии и физики, а затем — доцентом. С сентября 1954 г. был избран заведующим кафедрой физики.

В 1969 г. в Московском горном институте защитил диссертацию на соискание ученой степени доктора технических наук, в 1970 г. стал профессором. В Москве в издательстве «Недра» в 1972 г. выходит монография «Теоретические вопросы физики горных пород» (авторы — А.А.Воробьёв, М.П.Тонконогов, Ю.А.Векслер), в основу которой в значительной степени были положены материалы диссертации М.П.Тонконогова.

Марком Павловичем с сотрудниками разрабатывается теория диэлектрической релаксации в centrosymmetric кристаллах, исследуются квантовые эффекты при поляризации. Результаты исследований публикуются в научных изданиях: «Журнал технической физики» (ЖТФ), «Письма в ЖТФ», «Электричество», «Журнал физической химии», «Известия вузов. Физика», «Физико-технические проблемы разработки полезных ископаемых», «Заводская лаборатория». В 1975 г. в издательстве «Недра» в Москве выходит его монография «Диэлектрическая релаксация. Электрический пробой и разрушение горных пород».

После доклада Марка Павловича в Комитете по науке и технике при Совмине СССР появляется возможность вести особо важные исследовательские работы, выполняемые по постановлениям ЦК КПСС и Совмина СССР в закрытом режиме. На выделенные средства запускаются самые современ-

ные лаборатории для изучения быстропротекающих процессов с помощью лупы времени (2–3 миллиона кадров в секунду), эпографов, специальных катодных осциллографов, монтируются мощные источники излучения, оптические преобразователи, прессы высокого давления. Для обеспечения трудоёмких расчётов при диагностике явлений пробоя были использованы ЭВМ, разработана методика вычислений (к.т.н. доцент Ю.А.Риттер). На этапе завершения исследований В.Б.Ясинский создал уникальную установку, на которой получил впервые в мире голограммы пробоя, и защитил под руководством Марка Павловича кандидатскую диссертацию. На этих установках обнаружены осцилляции канала пробоя твёрдых тел, разработаны новые эффективные способы разрушения кристаллов и минералов электрическими разрядами.

Кафедра физики Карагандинского политехнического института заработала на выполнении хозяйственной работы по постановлению ЦК КПСС и Совмина СССР только за 1982–1986 гг. более миллиона рублей (научный руководитель — профессор М.П.Тонконогов). Появилась возможность вести учебный процесс на высоком уровне, создать высококачественную лабораторную базу, внедрить ЭВМ для обработки студенческого эксперимента, оборудовать предметную физическую аудиторию на 200 человек очень дорогой установкой проектирования лекционных демонстраций непосредственно на экран, широко использовать кинопроекторы.

В 1991 г. Марк Павлович перешёл из КПИ в КарГУ и был назначен профессором кафедры физики твёрдого тела. Его деятельность на кафедре ФТТ была начата с работы над современным учебником «Физика диэлектриков», который был опубликован в издательстве «Гылым» (Алматы) в 1995 г.

В 1993 г. в КарГУ им была организована выездная сессия по физике диэлектриков РАН, в которой приняли участие ведущие ученые России и Казахстана.

На физическом факультете университета была создана творческая атмосфера научного сотрудничества. Систематически проводились крупные научные международные конференции, защищались кандидатские и докторские диссертации, работала аспирантура, была организована магистратура. Появляется дополнительная возможность развития научных исследований за счёт грантов МОН РК. В результате Марком Павловичем теоретически был обобщен очень большой экспериментальный материал и издан в книге (объёмом 3,5 п.л.) «Диэлектрическая спектроскопия кристаллов с водородными связями. Протонная релаксация» (УФН, 1998 г., т. 168, № 1). Сразу же после публикации Марк Павлович получает приглашение на ответственную работу в редакции журнала «Теоретическая физика, нелинейная оптика и теория групп» (США, Нью-Йорк). Его включают в руководящие органы международных конференций «Диэлектрики» и «Электрическая изоляция».

По результатам исследования протонной релаксации в материалах с водородными связями опубликовано лично Марком Павловичем, а также совместно с сотрудниками кафедры ФТТ более 40 статей, в том числе в журналах «Материаловедение» (Москва) и «Известия вузов. Физика» (Томск) (в США этот журнал издается на английском языке как *Russian Physical Journal*). Получен патент на метод определения параметров релаксаторов в кристаллах с водородными связями.

При работе с аспирантами и соискателями Марк Павлович принимал самое активное участие в написании диссертаций. Тексты диссертаций редактировались многократно и основательно. После его руководства претензий по содержанию и оформлению работы практически не было. Работая с соискателями ученой степени кандидата наук, Марк Павлович часто повторял: «Кандидатские диссертации пишут доктора наук, а докторские — кандидаты, поэтому кандидатские диссертации получаются лучше докторских». Под его руководством защищено 19 кандидатских диссертаций.

Труд М.П.Тонконогова отмечен в 2002 г. наградой — нагрудным знаком «За заслуги в развитии науки Республики Казахстан». Марк Павлович удостоен также медалей «20–30–40–50-лет Победы в Великой Отечественной войне 1941–1945 гг.», знака «Ветеран войны 1941–1945 гг.», медали «За доблестный труд в ознаменование столетия со дня рождения В.И.Ленина», медали ЦК КПСС «За пропаганду марксизма-ленинизма».

**Т.А.Кукетаев,**

*доктор технических наук,*

**К.К.Фазылов,**

*кандидат физико-математических наук*

---

## АВТОРЛАР ТУРАЛЫ МӘЛІМЕТТЕР СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

- Abilzhanova F.B.** — student, Karaganda State University named after E.A.Buketov.
- Abylkalykova R.B.** — candidate of phys.-math. sciences, Associate Professor, East-Kazakhstan Technical State University of D.Serikbaev, Ust-Kamenogorsk.
- Aktolkin Zh.** — student of magistrate, Kazakh National University named after al-Farabi, Almaty.
- Almagambetova K.N.** — student, Karaganda State University named after E.A.Buketov.
- Baktybekov K.S.** — doctor of phys.-math. sciences, Professor, Eurasian National University named after L.N.Gumilev, Astana.
- Baltabekov A.S.** — PhD student, Karaganda State University named after E.A.Buketov.
- Guchenko S.A.** — junior scientist, Karaganda State University named after E.A.Buketov.
- Ibraev N.H.** — doctor of phys.-math. sciences, Professor, Karaganda State University named after E.A. Buketov.
- Ilyina L.F.** — candidate of phys.-math. sciences, Professor, Karaganda State University named after E.A.Buketov.
- Jurov V.M.** — candidate of phys.-math. sciences, Associate Professor, Senior Scientific Employee, Karaganda State University named after E.A.Buketov.
- Kalitova A.A.** — teacher, East-Kazakhstan State University named after S.Amanzholov, Ust-Kamenogorsk.
- Kambarova Zh.T.** — PhD student, Karaganda State University named after E.A.Buketov.
- Koketaitegi T.A.** — doctor of phys.-math. sciences, Professor, Karaganda State University named after E.A.Buketov.
- Kutumova Zh.B.** — student of magistrate, Eurasian National University named after L.N.Gumilev, Astana.
- Kveglis L.I.** — doctor of phys.-math. sciences, Professor, East-Kazakhstan Technical State University named after S.Amanzholov, Ust-Kamenogorsk.
- Muhamedenkysu V.** — candidate of phys.-math. sciences, Elder teacher, Kazakh National University named after al-Farabi, Almaty.
- Poyarkov I.V.** — candidate of phys.-math. sciences, Associate Professor, teacher, Kazakh National University named after al-Farabi, Physical faculty, Almaty.
- Sakipova S.E.** — candidate of phys.-math. sciences, Associate Professor, Karaganda State University named after E.A.Buketov.
- Saulebekov A.O.** — doctor of phys.-math. sciences, Dean, Karaganda State University named after E.A.Buketov.
- Shunkeev K.S.** — doctor of phys.-math. sciences, Professor, Pro-rector on Educational and Methodical Work, Aktyubinsk State Teacher Training Institute.
- Tagaeva B.S.** — candidate of phys.-math. sciences, Elder teacher, Karaganda State University named after E.A.Buketov.
- Tazhibayeva D.K.** — candidate of phys.-math. sciences, Elder teacher, East-Kazakhstan Technical State University named after D.Serikbaev, Ust-Kamenogorsk.

**Trubitsyn A.A.** — doctor of phys.-math. sciences, Professor, Director of Scientific Educational Center of Innovational Technologies in electronics, Ryazan State Radiotechnical University, Russia.

**Yeshanova A.M.** — student, Karaganda State University named after E.A. Buketov.

**Zhanturina N.N.** — magistr of physics, teacher, Chair of Theoretical and Experimental Physics, Aktyubinsk State Teacher Training Institute.

**Zhumanova R.I.** — Head of the Physics Chair of the Regional specialized boarding, School for Gifted Children «Daryn», Karaganda.