

**ҚАРАҒАНДЫ  
УНИВЕРСИТЕТІНІҢ  
ХАБАРШЫСЫ  
ВЕСТНИК  
КАРАГАНДИНСКОГО  
УНИВЕРСИТЕТА**

ISSN 0142-0843

**ФИЗИКА** сериясы  
**№ 4(68)/2012**  
Серия **ФИЗИКА**

Қазан–қараша–желтоқсан  
1996 жылдан бастап шығады  
Жылына 4 рет шығады

Октябрь–ноябрь–декабрь  
Издается с 1996 года  
Выходит 4 раза в год

Собственник РГП

**Қарагандинский государственный университет  
имени академика 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*

К.К.Кусайынов,

редактор д-р техн. наук;

Т.А.Кокетайтеги,

д-р физ.-мат. наук;

Н.Х.Ибраев,

д-р физ.-мат. наук;

А.О.Саулебеков,

д-р физ.-мат. наук;

Л.М.Ким,

д-р физ.-мат. наук;

К.М.Арынгазин,

д-р пед. наук;

И.В.Брейдо,

д-р техн. наук;

С.Д.Джуманов,

д-р физ.-мат. наук (Узбекистан);

М.М.Кидибаев,

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

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 26.12.2012 ж. қол қойылды.

Пішімі 60×84 1/8.

Офсеттік қағазы.

Көлемі 12,25 б.т.

Таралымы 300 дана.

Бағасы келісім бойынша.

Тапсырыс № 857.

Подписано в печать 26.12.2012 г.

Формат 60×84 1/8.

Бумага офсетная.

Объем 12,25 п.л. Тираж 300 экз.

Цена договорная. Заказ № 857.

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

*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>

© Карагандинский государственный университет, 2012

Зарегистрирован Министерством культуры и информации Республики Казахстан.

Регистрационное свидетельство № 13111–Ж от 23.10.2012 г.

## МАЗМҰНЫ

### КОНДЕНСАЦИЯЛАНҒАН КҮЙДІҢ ФИЗИКАСЫ

<i>Ақылбеков А.Т., Даулетбекова А.К., Русакова А.В., Әбуова Ф.У., Бихерт Е.В., Уматова З.Т., Здоровец М.В.</i> Энергиясы 150 МэВ жоғары энергетикалық Кг иондарымен сәулелендірілген LiF кристалдарындағы бояу орталықтары мен наноақаулар .....	4
<i>Гученко С.А.</i> Көп фазалы ионды-плазмалық жабулардың құрылымы, қасиеттері және жасалуы .....	12
<i>Жақатаев Т.А., Какимова К.Ш.</i> Шектелген өзгермелі және кіші көлемде энергияның сақталу теңдеуін қорытуға байланысты қосымша көзқарас .....	25
<i>Родионов И.В.</i> Сүйек арқылы остеоинтез үшін қажетті металдан жасалған қондырғыларға электрет оксид жамылғыштарын қолданудың физика-техникалық мүмкіндіктері және олардың биомедициналық ерекшеліктері жайлы .....	33
<i>Родионов И.В.</i> Медицина қондырғыларын қыздыру арқылы оксидтеу технологиясының физикалық негізі .....	39
<i>Сергеев Д.М., Шункеев К.Ш.</i> «Асқын өткізгіш – флуктуациялық асқын өткізгіш – асқын өткізгіш» джозефсондық жүйедегі андреев шағылуы .....	46
<i>Юров В.М.</i> Металды нанокұрылымдардың жылу өткізгіштігі және электрлік өткізгіштігі .....	53

### ЖЫЛУ ФИЗИКАСЫ ЖӘНЕ ТЕОРИЯЛЫҚ ЖЫЛУ ТЕХНИКАСЫ

<i>Нүсіпбеков Б.Р., Қарабекова Д.Ж., Құрманғалиев А.Ш.</i> Жылулық энергияны бақылауға әрі есептеуге арналған жылуөлшегіш аспаптар .....	61
--	----

### ТЕХНИКАЛЫҚ ФИЗИКА

<i>Көкөтай Т.Ә., Ким Л.М.</i> Сутегі генераторы үшін өте таза суды алу .....	65
<i>Лауринас В.Ч., Завацкая О.Н.</i> Көп фазалы нанокұрылымдық жабулардың механикалық қасиеттеріне лазерлік сәулелендірудің әсері .....	67
<i>Украинец В.Н.</i> Серпімді жартылай кеңістікте екі қабатты қабықшаға мерзімдік қозғалмалы жүктеменің ықпалы туралы есеп .....	75

### РАДИОФИЗИКА ЖӘНЕ ЭЛЕКТРОНИКА

<i>Әшімбаева Б.У., Чокин К.Ш., Исова А.Т., Сәулбеков А.О., Камбарова Ж.Т.</i> Декапольді-цилиндрлік айналық энергоанализатор .....	86
--	----

## СОДЕРЖАНИЕ

### ФИЗИКА КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ

<i>Ақылбеков А.Т., Даулетбекова А.К., Русакова А.В., Әбуова Ф.У., Бихерт Е.В., Уматова З.Т., Здоровец М.В.</i> Центры окраски и нанодфекты в кристаллах LiF, облученных высокоэнергетическими ионами Кг с энергией 150 МэВ .....	4
<i>Гученко С.А.</i> Получение, структура и свойства многофазных ионно-плазменных покрытий .....	12
<i>Жақатаев Т.А., Какимова К.Ш.</i> Комментарий к выводу закона сохранения энергии для конечного подвижного и малого индивидуального объема сплошной среды .....	25
<i>Родионов И.В.</i> О физико-технических возможностях получения и биомедицинских особенностях применения электретных оксидных покрытий на металлических имплантатах для чрескостного остеоинтеза .....	33
<i>Родионов И.В.</i> Физические основы технологии термического оксидирования медицинских имплантатов .....	39
<i>Сергеев Д.М., Шункеев К.Ш.</i> Андреевское отражение в джозефсоновской системе «сверхпроводник – флуктуационный сверхпроводник – сверхпроводник» .....	46
<i>Юров В.М.</i> Теплопроводность и электропроводность металлических наноструктур .....	53

### ТЕПЛОФИЗИКА И ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ТЕПЛОТЕХНИКА

<i>Нусупбеков Б.Р., Карабекова Д.Ж., Курманғалиев А.Ш.</i> Теплометрические приборы для контроля и учета тепловой энергии .....	61
---	----

### ТЕХНИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

<i>Көкөтай Т.А., Ким Л.М.</i> Получение сверхчистой воды для генераторов водорода .....	65
<i>Лауринас В.Ч., Завацкая О.Н.</i> Влияние лазерного облучения на механические свойства многофазных наноструктурных покрытий .....	67
<i>Украинец В.Н.</i> Задача о действии подвижной периодической нагрузки на двухслойную оболочку в упругом полупространстве .....	75

### РАДИОФИЗИКИ И ЭЛЕКТРОНИКА

<i>Әшімбаева Б.У., Чокин К.Ш., Исова А.Т., Сәулбеков А.О., Камбарова Ж.Т.</i> Декапольно-цилиндрический зеркальный энергоанализатор .....	86
---	----

---

АВТОРЛАР ТУРАЛЫ МӘЛІМЕТТЕР.....	93	СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ.....	93
2012 жылғы «Қарағанды университетінің хабаршысында» жарияланған мақалалардың көрсеткіші. «Физика» сериясы .....	95	Указатель статей, опубликованных в «Вестнике Карагандинского университета» в 2012 году. Серия «Физика».....	95

---

# КОНДЕНСАЦИЯ ЛАНҒАН КҮЙДІҢ ФИЗИКАСЫ ФИЗИКА КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ

УДК 621.039.54:539.3719

А.Т.Акилбеков<sup>1</sup>, А.К.Даулетбекова<sup>1</sup>, А.В.Русакова<sup>1</sup>, Ф.У.Абуова<sup>1</sup>,  
Е.В.Бихерт<sup>1</sup>, З.Т.Уматова<sup>1</sup>, М.В.Здоровец<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Евразийский национальный университет им. Л.Н.Гумилева, Астана;  
<sup>2</sup>Институт ядерной физики Национального ядерного центра РК, Астана  
(E-mail: arussakova@gmail.com)

## Центры окраски и нанодфекты в кристаллах LiF, облученных высокоэнергетическими ионами Kr с энергией 150 МэВ

Изучены изменения структуры, оптические и наномеханические свойства кристаллов LiF после облучения ионами криптона с энергией 150 МэВ и флюенсом  $6 \times 10^{12}$  ион/см<sup>2</sup> с помощью оптической абсорбционной, сканирующей электронной, атомно-силовой микроскопии и наноиндентирования. Отмечено, что при оптической спектроскопии происходит насыщение F-центров и образование сравнительно большого числа F<sub>n</sub>-центров. Определено, что изображения, сделанные с использованием АСМ и РЭМ, показывают наличие наноструктурированных областей столбчатых кристаллитов (размером 30–90 нм). Наноструктурирование происходит на глубине до 10 мкм, где потери энергии иона превышают критический порог (около 10 кэВ/нм); при увеличении потерь энергии зоны, обогащенной дислокациями, не наблюдается. Доказано, что, структурные изменения сопровождаются существенным увеличением твердости. Были изучены процессы восстановления структуры и свойств кристаллов при отжиге.

*Ключевые слова:* LiF, облучение, тяжелые ионы, спектры поглощения, наноструктурированная область, АСМ, нанотвердость.

### *Введение*

Облучение быстрыми тяжелыми ионами является перспективным методом для создания наноструктур в твердых телах и тонких пленках. Значительный прогресс был достигнут в создании наноструктур на облученной поверхности. Это так называемые наноразмерные бугорки (hillocks), наноструктуры и нанодфекты, образующиеся на поверхности под влиянием химических травителей и ионного распыления [1, 2]. В широком классе материалов облучение быстрыми ионами приводит к значительным структурным изменениям в объеме. В нанометровом масштабе ионы вызывают различные типы радиационных повреждений, в том числе формирование единичных дефектов и кластеров, скрытых треков, а также образование фазовых переходов, аморфизации поверхности и межфазовые взаимодействия [3–5]. Недавно проведенные исследования показали, что наноструктурирование в объеме твердого тела может быть достигнуто путем облучения высокими дозами, обеспечения насыщения, агрегации и образования радиационных дефектов [6, 7]. Такие исследования проводятся в основном на щелочно-галоидных кристаллах (ЩГК), которые являются перспективными материалами для разработки объемных наноструктур из-за их высокой устойчивости к аморфизации даже при высокой плотности энергии облучения.

Создание центров окраски в ионных кристаллах под воздействием облучения быстрыми тяжелыми ионами зависит как от энергии ионов, так и от потерь энергии ионов ( $dE/dx$ ), температуры облучения и флюенса ( $\Phi$ ) [8, 9]. С увеличением плотности энергии при перекрытии ионных треков одиночный F-центр достигает насыщения, и дальнейшее облучение уже не приводит к его росту, а количество комплексных F<sub>n</sub>-центров, тем временем, продолжает увеличиваться. Насыщение

F-центров зависит как от энергии налетающих ионов, так и от электронных потерь энергии ( $dE/dx$ ). При облучении высокоэнергетическими ионами Kr с энергией 150 МэВ это происходит примерно при флюенсе  $\Phi \sim 10^{12}$  ион/см<sup>2</sup>, что соответствует объемной концентрации F-центров  $N_F \geq 10^{19}$  см<sup>-3</sup>.

Было показано, что создание F-центров сильно зависит от плотности тока (нА/см<sup>2</sup>) или плотности потока ионного пучка (флякса) (ион/см<sup>2</sup>·с). При высоких значениях плотности потока ионного пучка увеличивается эффективность создания сложных  $F_n$ -центров [10, 11], что приводит к образованию молекулы фтора ( $nX_2$ ) и в дальнейшем стимулирует образование наноразмерных дефектов [7, 12, 13]. Данный вывод основывается на результатах структурных исследований с использованием атомно-силовой (АС) и растровой электронной микроскопии (РЭМ), а также на исследованиях наномеханических и оптических свойств кристаллов LiF, облученных высокоэнергетическими ионами Kr с энергией 150 МэВ. Метод изучения оптических спектров поглощения, в свою очередь, был использован для изучения эволюции центров окраски в процессе термических отжигов.

Кристалл LiF был выбран в качестве основного материала мишени из-за его высокой чувствительности к электронным возбуждениям, стабильности радиационных дефектов при комнатной температуре и простоты подготовки образцов путем расщепления.

Принимая во внимание, что самоорганизующиеся наноструктуры под влиянием облучения высокоэнергетическими ионами Kr связаны с ионно-индуцированными напряжениями [6], зависящими от рода налетающей частицы и потерь энергии, облучение ионами Kr ( $E = 150$  МэВ) идеально, так как потери энергии ( $dE/dx$ ) выше критического порога. Как правило, тяжелые ионы (например, U, Pb и Au) вызывают более существенные структурные изменения по сравнению с более легкими ионами [14]. Однако использование частиц легче, чем Kr предпочтительнее из-за снижения нежелательных эффектов, связанных с напряжением.

В данной работе мы исследуем формирование объемных наноструктур для кристаллов LiF, облученных ионами криптона. Оценку термической стабильности полученных наноструктур проводили по спектрам поглощения, снятым с облученных и отожженных кристаллов.

#### *Экспериментальная часть*

В качестве основных объектов для исследования были выбраны высококачественные кристаллы LiF, выращенные в вакууме из расплава (Оптический институт (ГОИ), Санкт-Петербург, Россия). Площадь исследуемых кристаллов составляет порядка 10x10 мм<sup>2</sup>. Кристаллы облучались при комнатной температуре по нормали к плоскости (001) высокоэнергетическими ионами криптона с энергией 150 МэВ (диапазон  $R = 17,5$  мкм,  $dE/dx = 12$  кэВ / нм [15]). Облучение проводили на ускорителе тяжелых ионов ДЦ-60 (Астана, Казахстан). Для исследования были выбраны кристаллы, облученные флюенсом  $6 \times 10^{12}$  ион/см<sup>2</sup> с плотностью ионного тока в пучке 180 нА/см<sup>2</sup> (флякс составил  $8 \times 10^{10}$  ион/см<sup>2</sup>·с). Данный режим был выбран не случайно. Он обеспечивает насыщение F-центров. Измеренная температура во время облучения высокоэнергетическими ионами криптона составила порядка 300 К (при  $E = 150$  МэВ,  $I = 180$  нА/см<sup>2</sup>).

Оптические измерения проводили с использованием спектрофотометра СФ-103 в спектральном диапазоне энергий и длин волн 1,8 эВ (700 нм) — 6,2 эВ (200 нм). Выбор диапазона измерений соответствует поглощению основных электронных центров окраски (F, F<sub>2</sub>, F<sub>3</sub>, F<sub>4</sub>) в кристаллах LiF. Пики F- и F<sub>2</sub>-центров в спектрах поглощения доминируют [3, 10].

Исследование механических свойств осуществляли на приборе MTS G200 с наноиндентором в виде алмазного наконечника Берковича (кривизна <20 нм). Измерения проводили при частоте 45 Гц и скорости деформации 0,05 с<sup>-1</sup>, калибровку наноиндентора — на стандартном калибровочном образце из плавленого кварца. Средние значения нанотвердости и модуля Юнга, включая стандартные отклонения, были рассчитаны из экспериментально полученных кривых нагрузки и разгрузки с использованием стандартного программного обеспечения MTS TestWorks 4. Погрешность измерений рассчитывалась как 10 измерений на точку. Испытания механических свойств образцов проводили на облученной поверхности в атмосфере при комнатной температуре.

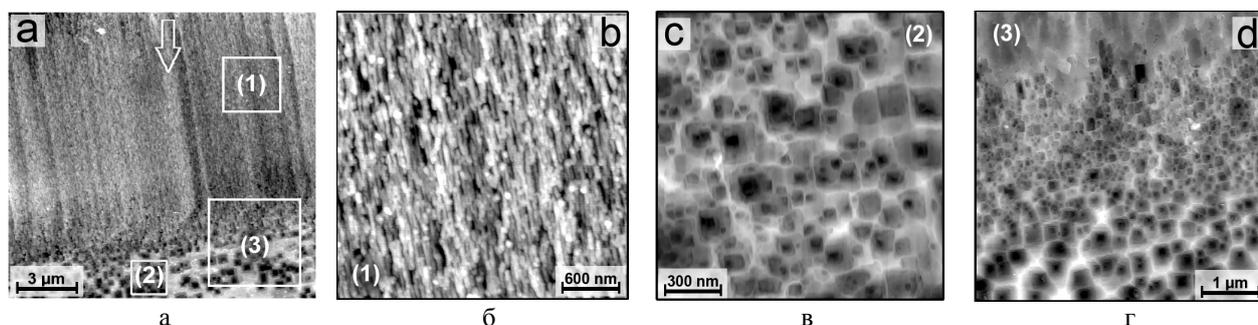
Структурные дефекты на облученной поверхности и сколе образца были выявлены в результате короткого (~1 с) селективного химического травления в насыщенном водном растворе FeCl<sub>3</sub>. Топографию поверхности изучали с использованием сканирующего электронного микроскопа (JSM 7500F) и атомно-силового микроскопа СРП (Veeco). Для просмотра поверхности и сколов исследуемых образцов в РЭМ наносили проводящий слой Pt толщиной порядка 8 нм; АСМ-изобра-

жения были получены в контактном режиме, с использованием стандартных датчиков кремния с наконечниками, радиусом <10 нм.

### Результаты и их обсуждение

**Структурные исследования.** Исследования структурных изменений после облучения были проведены на сколах предварительно расщепленных образцов (нормаль к расщепленной поверхности (100)). Скол образца после облучения не показал каких-либо структурных изменений.

Результаты исследований облученной поверхности с использованием АСМ после химического травления представлен на рисунке 1.



(а) — общий вид, стрелкой показано направление падающего ионного пучка;  
 (б) — наноструктурированная зона; (в) — зона, богатая дислокациями;  
 (г) — промежуточная зона между зоной (1) и (2)

Рисунок 1. Топография поверхности кристаллов LiF, облученных ионами Kr, с энергией 150 МэВ и флюенсом  $6 \times 10^{12}$  ион/см<sup>2</sup>, после химического травления

Существенные изменения в структуре наблюдаются на глубине до 17,5 мкм. Данная глубина совпадает с глубиной проникновения ионов (R). Далее мы наблюдаем зоны, отличающиеся друг от друга структурными составляющими: в одной из зон отчетливо видна наноструктурированная поверхность, состоящая из мелких столбчатых зерен (зона 1), другая зона состоит из многочисленных квадратных ямок травления (зона 2), которые являются типичными призматическими дислокациями. Между наноструктурированной областью и зоной, богатой дислокациями, мы наблюдаем некую переходную область, толщиной примерно 2 мкм (рис. 1г).

АСМ-изображения наноструктурных зон с большим увеличением представлены на рисунке 1б. Размеры зерен были оценены по топографическим фотографиям и составили порядка 30–90 нм.

Рисунок 1в детально показывает зону, богатую дислокациями. Средняя плотность протравленных дислокационных ямок в этой зоне составляет порядка  $5 \times 10^9$  см<sup>-2</sup>. Часть дислокационных ямок травления содержит плоское дно, что свидетельствует о том, что их можно отнести к призматическим дислокациям типа внедрения. Известно, что призматические дислокационные петли образуются в кристаллах LiF (и других ЩГК) при скоплении междоузлий и вакансий, которые в избытке создаются в процессе облучения. Призматические дислокационные петли в ЩГК при облучении их электронами также наблюдали в [16, 17] с использованием просвечивающего электронного микроскопа (ПЭМ).

Измерения размеров ямок травления осуществляли вдоль падения пучка ионов (рис. 1г). Различия в размерах призматических дислокаций связаны с дисперсией скорости травления.

Результаты структурных изменений вдоль траектории падения ионного пучка по сравнению с потерями энергий представлены на рисунке 2. Для кристаллов LiF, облученных ионами Kr с энергией 150 МэВ, доминируют электронные потери энергии. Наноструктурированная зона появляется в образцах, облученных ионами с энергией выше пороговой энергии — 10 кэВ/нм. В самом конце пути ионов, где потери энергии снижаются ниже данного предела, образования структур, богатых дислокациями, не наблюдается.

Для образования наноструктур значительна роль и концентрации внутренних напряжений, которые облегчают процесс упорядочения дефектов и фрагментацию в сильно облученных кристаллах LiF [6].

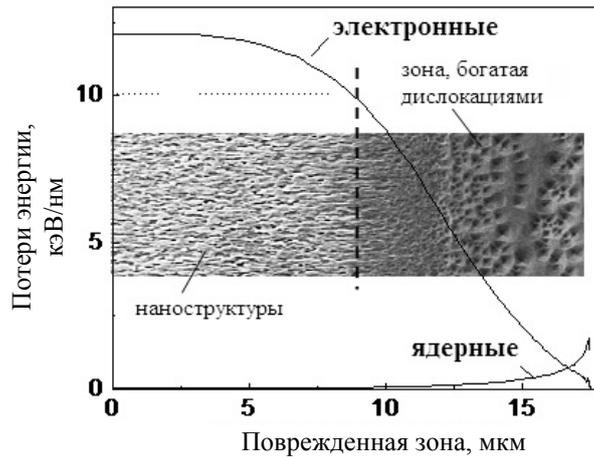


Рисунок 2. Глубина распределения электронных и ядерных потерь энергии для кристаллов LiF, облученных ионами Kг, с энергией 150 МэВ, рассчитанная по программе SRIM.2008.04. В график вставлено изображение профиля облученной области, сделанное с использованием РЭМ

Хорошо известно, что в кристаллах LiF при потерях энергии выше 10 кэВ/нм траектории треков при ионном облучении могут быть выявлены химическим травлением за счет локализации напряженных полей [3]. Очевидно, что накопление внутренних напряжений при облучении флюенсом  $6 \times 10^{12}$  ион/см<sup>2</sup> облегчает наноструктурирование. Воздействие напряжений проявляется также в наличии столбчатых наноразмерных форм, вытянутых вдоль направления потока ионов.

Структура в зоне 2 (рис. 1в) формируется треками, находящимися только в зоне гало. При флюенсе облучения  $6 \times 10^{12}$  ион/см<sup>2</sup> происходит перекрытие областей гало, что приводит к насыщению и агрегации одиночных дефектов. Структурные исследования показывают образование дислокаций в данной области. В таком случае используют более низкие флюенсы для создания наноструктурированной области и перемещения ее к границам зерен.

Подобные столбчатые наноструктуры наблюдались и в кристаллах LiF, облученных большей энергией (ГэВ) ионами урана и золота. Однако не было проведено экспериментов по облучению ионами углерода в связи с тем, что он обладает ионизационными потерями энергии существенно ниже порога, необходимого для повреждения активной зоны [18]. С использованием рентгеновского дифрактометра был проведен анализ наноструктур, индуцированных ионами урана и золота, которые имели мозаичную структуру с малыми границами между доменами. Подобный тип наноструктур формируется также и при облучении ионами криптона с энергией 150 МэВ.

**Исследование механических свойств.** Для исследования механических характеристик кристаллов LiF хорошо подходит наноиндентирование как структурно-чувствительная методика для измерения нанотвердости. Измерения нанотвердости и модуля Юнга проводили на образцах, облученных ионами Kг флюенсом  $6 \times 10^{12}$  ион/см<sup>2</sup> и фляксом  $8 \times 10^{10}$  ион/см<sup>2</sup>·с. Измерения механических характеристик на облученной поверхности образцов показывают сильное увеличение твердости (рис. 3), что характерно для высокого флюенса облучения кристаллов LiF быстрыми тяжелыми ионами [14].

Относительное увеличение твердости по сравнению с необлученными образцами составило порядка 200 %, тогда как увеличение модуля Юнга — только 20 %. Это может быть объяснено с точки зрения последствий напряжений, вызванных нагружением образцов. Увеличение твердости подтверждает наличие существенных структурных изменений в образце, в то время как постоянство модуля Юнга указывает на стабильность кристаллических образцов после облучения.

Измерения механических свойств на сколах облученных образцов показывают наличие упрочнения как в зонах, богатых наноструктурами, так и в зонах, где преобладают дислокации (рис. 4). Максимальное же упрочнение наблюдается в наноструктурированной и переходной зоне. Начиная с глубины около 11 мкм от облученной поверхности твердость постепенно уменьшается и в конце облученной области достигает значений твердости необлученных кристаллов.

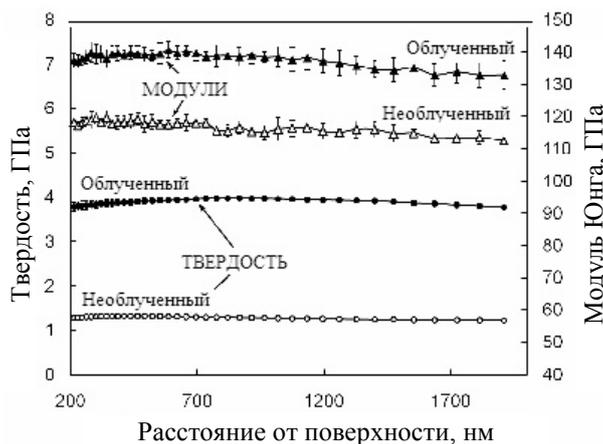


Рисунок 3. Графики твердости и модуля Юнга, измеренные на поверхности кристаллов LiF, облученных высокоэнергетическими ионами Кг, с энергией 150 МэВ и флюенсом  $6 \times 10^{12}$  ион/см<sup>2</sup>. Для сравнения показаны также кривые механических испытаний для необлученных кристаллов

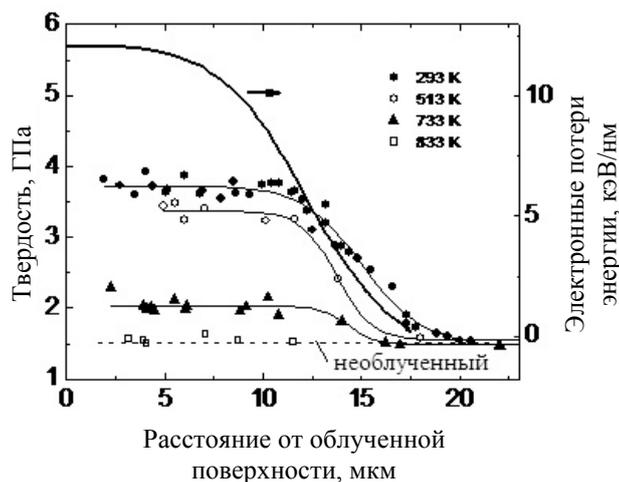


Рисунок 4. Глубина распределения профилей нанотвердости для кристаллов LiF, облученных высокоэнергетическими ионами Кг с энергией 150 МэВ и флюенсом  $6 \times 10^{12}$  ион/см<sup>2</sup>, после термических отжига при 513, 733 и 833 К в течение 20 минут

Сравнение результатов механических испытаний, полученных с поверхности и со сколов облученных образцов (рис. 3 и 4), показывает, что быстрые ионы больше всего упрочняют облученную поверхность, нежели скол. Это может быть связано, например, с распылением поверхности, вызывающим изменение химического состава образца, а также с миграцией радиационных дефектов. Похожий результат наблюдался и при облучении тяжелыми ионами в работе [14]. В большинстве случаев механические испытания дают представление о наличии сложных препятствий в образце, таких как дислокации, зерна, границы зерен. Механизмы упрочнения подробно исследуются и анализируются в работах [14, 18].

**Термический отжиг образцов.** Термическая стабильность различных дефектов в кристаллах LiF, облученных тяжелыми ионами, зависит от потерь энергии иона и плотности ионного тока [19]. Во время термической обработки происходит два разных процесса: 1 — разложение  $V_3$ -центров с образованием H-центров; 2 — диффузия единичных F-центров с образованием сложных электронных центров окраски по следующим реакциям:  $F + F_n \rightarrow F_{n+1}$ ,  $F + F \rightarrow F_2$ ,  $F + F_2 \rightarrow F_3$  и т.д.

Изменения, происходящие в кристаллах в процессе отжига, зависят от исходной структуры дефектов в облученных кристаллах, а также от температуры отжига. Оптические спектры поглощения кристаллов LiF, облученных высокоэнергетическими ионами Кг с энергией 150 МэВ после различных этапов термического отжига, показаны на рисунке 5.

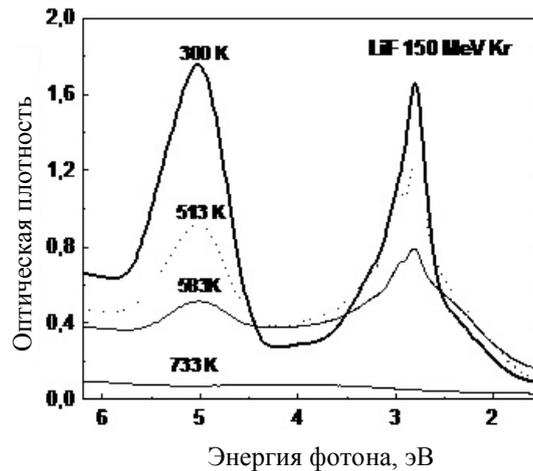


Рисунок 5. Спектры поглощения в кристаллах LiF, облученных высокоэнергетическими ионами Kr, с энергией 150 МэВ и флюенсом  $6 \times 10^{12}$  ион/см<sup>2</sup>, после термических отжигов при 513, 583 и 733 К в течение 20 минут

При температуре отжига менее 500 К F-центры не являются подвижными и разложение  $V_3$ -центров приводит к рекомбинации электронных центров:  $F + H \rightarrow 0$ . С увеличением температуры отжига, кроме рекомбинации электронных центров окраски, с H-центрами происходит слияние электронных и дырочных центров ( $F + F_n \rightarrow F_{n+1}$  или  $H + H \rightarrow X_2$ ). Нагрев при температуре 733 К приводит к полному отжигу F- и  $F_n$ -центров. Присутствует только остаточное поглощение примесных центров (Li и другие возможные загрязнения).

Исследования с использованием атомно-силового микроскопа облученных и отожженных кристаллов показывают, что наноструктуры, созданные в образцах под влиянием облучения ионами криптона, являются термически стабильными при температуре отжига до 500 К (рис. 6а). При более высоких температурах отжига наноструктуры превращаются в зоны, богатые дислокациями (рис. 6б), дальнейшее же повышение температуры приводит к восстановлению структуры за счет уменьшения плотности дислокаций (рис. 6с).

Восстановление твердости при отжиге начинается при температуре отжига выше 500 К и завершается к 833 К (рис. 4). График восстановления твердости по Аррениусу (изменение твердости в % в зависимости от  $(1/T)$ ) дает энергию активации для  $0,2 \pm 0,03$  эВ в диапазоне температур от 513 до 833 К. Это значение энергии активации близко к энергии активации для H-центров, наблюдаемых авторами в [20, 21]. В случае F-центров энергия активации выше ( $\sim 1,5$  эВ). Полученные данные доказывают, что дефекты играют большую роль в образовании галогенов при термическом отжиге. Так как H-центры становятся подвижными при низких температурах, стабильные конфигурации межзвездных галогенных дефектов при комнатных температурах есть агрегаты H-центров. Отжиг выше 530 К приводит к термическому разложению агрегатов H-центров. Единичный H-центр может аннигилировать с F-центрами, которые являются менее подвижными и могут распадаться на поверхности, выделяя нейтральный атом галогена или молекулы.

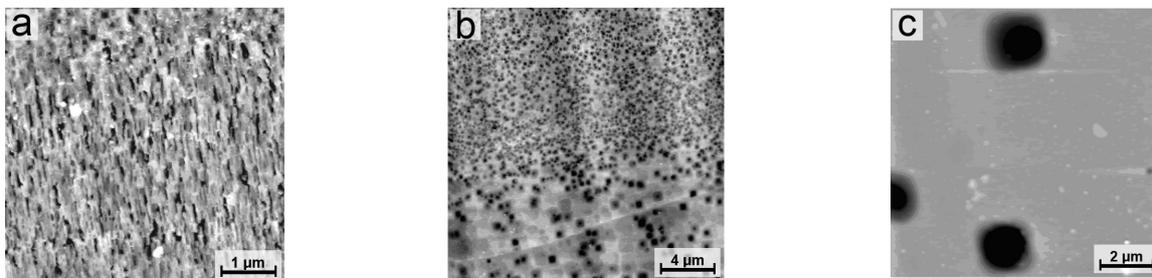


Рисунок 6. Топография поверхности с использованием атомно-силового микроскопа для кристаллов LiF, облученных высокоэнергетическими ионами Kr, с энергией 150 МэВ и флюенсом  $6 \times 10^{12}$  ион/см<sup>2</sup>, после термических отжигов при 513 (а), 733 (б) и 833К (в) в течение 20 минут

С учетом нагрева образцов под ионным пучком результаты отжига также имеют большое значение для дальнейшего выбора параметров облучения, таких как флюенс и плотность ионного тока. Из полученных данных следует, что повышения температуры до 360К во время облучения недостаточно для отжига дефектов.

### Выводы

Исследования, проведенные с использованием атомно-силовой и растровой электронной микроскопии для кристаллов LiF, облученных высокоэнергетическими ионами Kr, с энергией 150 МэВ, подтвердили наличие объемных наноструктур, состоящих из столбчатых зерен с наноразмерными зернами порядка 30–90 нм. Наноструктурные формы, образовавшиеся после облучения с высоким флюенсом ( $6 \times 10^{12}$  ион/см<sup>2</sup>), привели как к насыщению F-центров, так и к образованию агрегатов радиационных дефектов.

Результаты, полученные при проведении термических отжигов образцов, с последующей регистрацией спектров поглощения, являются новыми. Структурные исследования показали, что наноструктуры термически стабильны, вплоть до температуры отжига 500 К. Дальнейшее повышение температуры приводит к переходу от наноструктур до структур дислокационного вида, которые восстанавливаются при температуре около 830 К. При этой же температуре восстанавливаются механические свойства образцов.

Сравнивая полученные результаты с уже имеющимися данными, приходим к выводу, что наноструктурирование можно рассматривать как упорядочение ионных дефектов и их скоплений.

Поля напряжений выявляют область поврежденной зоны и тем самым играют важную роль в образовании наноструктурирования.

При энергии облучения ниже пороговой ( $dE/dx < 10$  кэВ/нм) создаются только призматические дислокации.

### References

- 1 *Toulemonde M., Trautmann C., Balanzat E. et al.* Track formation and fabrication of nanostructures with MeV-ion beams // Nucl. Instr. and Meth. B. — 2004. — Vol. 216(1). — P. 960–967.
- 2 *Neumann R.* Scanning probe microscopy of ion- irradiated materials // Nucl. Instr. and Meth. B. — 1999. — Vol. 151(42). — P. 4029–4032.
- 3 *Schwartz K., Trautmann C., Steckenreiter T. et al.* Defect production and annealing induced by electronic energy loss in pure metal // Phys. Rev. B. — 1998. — Vol. 58. — P. 1920–1928.
- 4 *Abu Saleh S., Eyal Y.* Core structure of latent heavy-ion tracks // J. Appl. Cryst. — 2007. — Vol. 40(71). — P. 700–702.
- 5 *Jain I.P., Agarwal G.* Ion beam induced surface and interface engineering // Surface Science Reports. — 2011. — Vol. 66 (77). — P. 2963–2971.
- 6 *Kumar M., Singh F., Khan S. A. et al.* Heavy ion induced damage in NaCl and KCl crystals // Phys. D: Appl. Phys. — 2005. — Vol. 38(367). — P. 7497–7499.
- 7 *Maniks J., Manika I., Grants R. et al.* Nanostructuring and hardening of LiF crystals irradiated with 3–15 MeV Au ions // Appl Phys A. — 2011. — Vol. 104(1121). — P. 1014–1018.
- 8 *Itoh N., Duffy D.M., Khabakshouri S. et al.* Making tracks: electronic excitation roles in forming swift heavy ion tracks // J.Phys.: Condens. Matter. — 2009. — Vol. 21(474205). — P. 1075–1087.
- 9 *Schwartz K., Volkov A.E., Sorokin M.V. et al.* Color center creation in LiF crystals irradiated with 5- and 10-MeV Au ions // Nucl. Instr. Meth. B. — 2008. — Vol. 266(2736). — P. 2202–2206.
- 10 *Dauletbekova A., Akilbekov A., Zdorovets M.* Electron color center creation in LiF irradiated with Kr ions // Phys. Status Solidi B. — 2010. — Vol. 247(1227). — P. 1174–1183.
- 11 *Dauletbekova A., Akilbekov A., Zdorovets M. et al.* Dislocation mobility study of heavy ion induced track damage in LiF crystals // Nucl. Instr. Meth. B. — 2010. — Vol. 268(3005). — P. 341–346.
- 12 *Schwartz K., Sorokin M.V., Lushchik A. et al.* Effect of electronic energy loss and irradiation temperature on color-center creation in LiF and NaCl crystals irradiated with swift heavy ions // Nucl. Instr. Meth. B. — 2008. — Vol. 266(2736). — P. 149–159.
- 13 *Lidiard A.B.* Ab Initio Effective Core Potentials for Molecular Calculations // Zeitschrift für Physikalische Chemie. — 1998. — Vol. 208(219). — P. 2997–3013.
- 14 *Manika I., Maniks J., Schwartz K.* Swift-ion-induced hardening and reduction of dislocation mobility in LiF crystals // J.Phys. D: Appl. Phys. — 2008. — Vol. 41(074008). — P. 341–346.
- 15 *Ziegler J.F., Biersack J.P., Littmark U.* The Stopping and Range of Ions in Solids. — Pergamon, New York, 1985. — P. 151.

- 16 *Kawamata Y.* Colloid absorption bands associated with implanted alkaly ions MgO single crystals // *Journal de Physique.* — 1976. — Vol. 37(C7–502). — P. 641–650.
- 17 *Hobbs L.W.* Position annihilation studies in alkali halides // *Journal de Physique.* — 1973. — Vol. 34(C9–227). — P. 813–816.
- 18 *Maniks J., Manika I., Zabels R.* Luminescence of aggregate centers in lithium fluoride irradiated with high energy heavy ions // *Nucl. Instr. Meth. B.* — 2011. — doi10.1016/j.nimb.2011.08.042.
- 19 *Schwartz K., Volkov A.E., Sorokin M.V.* Effect of irradiation parameters on defect aggregation during thermal annealing of LiF irradiated with swift ions and electrons // *Phys. Rev. B.* — 2010. — Vol. 82(144116). — P. 633–640.
- 20 *Seifert N., Husinsky W., Betz G.* High-energy ionoluminescence of LiF // *Phys. Rev. B.* — 1991. — Vol. 43(6723). — P. 442–451.
- 21 *Manika I., Maniks J., Kulis P.L.* Hardening in LiF induced by fast Ni ions and recovery of properties under annealing // *Proc.SPIE, Optical Materials and Applications; A.Rosental; Ed., 5946 (2005) 81.*

А.Т.Ақылбеков, А.К.Даулетбекова, А.В.Русакова, Ф.У.Әбуова,  
Е.В.Бихерт, З.Т.Уматова, М.В.Здоровец

### **Энергиясы 150 МэВ жоғары энергетикалық Kr иондарымен сәулелендірілген LiF кристалдарындағы бояу орталықтары мен наноақаулар**

Мақалада 150 МэВ энергиямен және  $6 \times 10^{12}$  ион/см<sup>2</sup> флюенсте криптон иондарымен сәулелендірілген LiF кристалдарындағы оптикалық және наномеханикалық құрылымының өзгеруі оптикалық абсорбционды, сканирлеуші электронды, атомдық күштік микроскоп және наноиндентірлеу әдістерінің көмегімен зерттелді. Оптикалық спектроскопия F орталықтарының қанығуын және салыстырмалы түрде көп мөлшердегі F<sub>n</sub> орталықтарының пайда болатындығын көрсетті. АҚМ және РЭМ көмегімен жасалынған суреттер тік кристаллиттердің наноқұрылымдық аймақтарының бар екенін көрсетті (өлшемі 30–90 нм). Сонымен қатар қыздыру кезінде кристалдың құрылымының және қасиеттерінің қайта қалпына келуі қарастырылды.

A.T.Akilbekov, A.K.Dauletbekova, A.V.Russakova, F.U.Abuova,  
Y.V.Bikhert, Z.T.Umatova, M.V.Zdorovets

### **Color centers and nanodfects in LiF crystals irradiated with 150 MeV Kr ions**

The modifications of structure, optical and nano-mechanical properties of LiF crystals after irradiation with 150 MeV Kr<sup>+14</sup> ions at a fluence of  $6 \times 10^{12}$  ions/cm<sup>2</sup> have been studied using optical absorption spectroscopy, scanning electron and atomic force microscopy, and nanoindentation. Optical spectroscopy shows the saturation of F centers and a comparatively high number of F<sub>n</sub> centers. AFM and SEM imaging reveals a nanostructured region with columnar nanocrystallites (size 30–90 nm). The recovery processes of structure and properties under annealing have been studied.

С.А.Гученко

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

## **Получение, структура и свойства многофазных ионно-плазменных покрытий**

В работе обсуждены результаты исследования процесса формирования ионно-плазменных многофазных покрытий. Показано, что типы возникающих при этом структур не столь многообразны, как, например, при кристаллизации сплавов; в основном наблюдается глобулярная структура и, реже, незамкнутые диссипативные и ячеистые структуры. Отмечено, что физические свойства могут существенно отличаться в зависимости от элементного состава покрытий. Определено, поскольку величина поверхностного натяжения (поверхностной энергии) в большинстве случаев есть величина аддитивная, то каждый элемент, входящий в состав покрытия, вносит свой вклад в общую поверхностную энергию. Доказано, что в случае одновременного распыления многофазных катодов формируются высокоэнтропийные покрытия, обладающие упорядоченной структурой и повышенными механическими свойствами.

*Ключевые слова:* покрытие, трение, микротвердость, микроструктура, наноструктура.

### *Введение*

Среди методов нанесения защитных покрытий, основанных на воздействии на поверхность детали потоков частиц и квантов с высокой энергией, большое внимание привлекают вакуумные ионно-плазменные методы [1–4]. Характерной их чертой является прямое преобразование электрической энергии в энергию технологического воздействия, основанную на структурно-фазовых превращениях в осажденном на поверхности конденсате или в самом поверхностном слое детали, помещенной в вакуумную камеру. Основным достоинством данных методов является возможность создания весьма высокого уровня физико-механических свойств материалов в тонких поверхностных слоях, нанесение плотных покрытий из тугоплавких химических соединений, а также алмазоподобных, которые невозможно получить традиционными методами. Кроме того, эти методы позволяют: обеспечивать высокую адгезию покрытия к подложке, равномерность покрытия по толщине на большой площади; варьировать состав в широком диапазоне, в пределах одного технологического цикла; получить высокую чистоту поверхности покрытия, экологическую чистоту производственного цикла.

К основным методам ионно-плазменной обработки следует отнести:

- ионно-лучевые и вакуумно-дуговые методы осаждения покрытий;
- ионно-плазменные методы диффузионной обработки в тлеющем разряде.

Получение нанокмпозитов 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 источников: ионных [5], магнетронных [6], вакуумно-дуговых [7] и их комбинаций [8].

В настоящей работе проведено обобщение полученных нами экспериментальных данных по структуре и свойствам многофазных наноструктурных ионно-плазменных покрытий [9–26]. В работе предложены модели отдельных стадий сложного процесса осаждения покрытий и влияние на них технологических факторов, ионного облучения. Сделана попытка связать наблюдаемые физические свойства покрытий с их структурой и процессом их формирования.

### *Многофазные катоды и многофазные плазменные потоки*

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. Количественный анализ элементного состава многофазных катодов проводился на электронном микроскопе JEOL JSM-5910. На рисунках 1–2 в качестве примера приведены характеристические рентгеновские энергодисперсионные спектры элементных составляющих многофазных катодов.

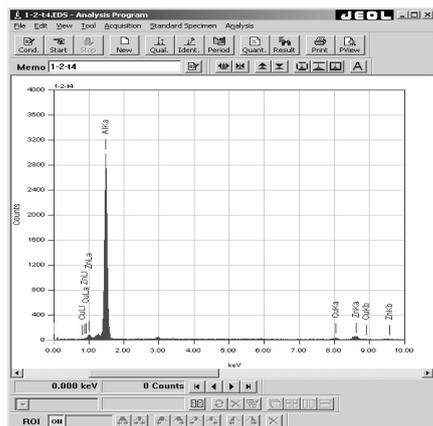


Рисунок 1. РФЭС катодов состава Zn–Cu–Al

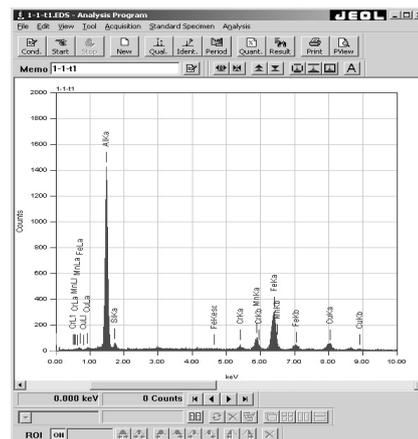


Рисунок 2. РФЭС катодов состава Cr–Mn–Si–Cu–Fe–Al

Полученные значения массовых концентраций элементов композиционных катодов были использованы для расчета их стехиометрии в анализируемом соединении. Значения массовых концентраций  $G$ , %, элементов взяты из данных эксперимента. Атомные массы элементов  $M_i$  известны из периодической системы элементов. Результаты расчета представлены в таблице 1.

Т а б л и ц а 1

## Результаты расчета стехиометрии компонентов

Соединения	$k_1$	$k_2$	$k_3$	$k_4$	$k_5$	$k_6$	Химическая формула по данным анализа
Zn–Cu–Al	1	1,34	39,6				$ZnCu_{1,34}Al_{39,6}$
Cr–Mn–Si–Cu–Fe–Al	1	4,32	4,64	5,26	18,39	67,85	$CrMn_{4,32}Si_{4,64}Cu_{5,26}Fe_{18,39}Al_{67,85}$
Zn–Al	1	65,45					$ZnAl_{65,45}$
Zn–Cu–Al	1	1,10	38,49				$ZnCu_{1,10}Al_{38,69}$
Mn–Fe–Cu–Al	1	10,07	17,37	47,19			$MnFe_{10,07}Cu_{17,37}Al_{47,19}$
Al–Fe	1	43,04					$AlFe_{43,04}$
Al–Fe	1	90,56					$AlFe_{90,56}$

Нами были проведены исследования микроструктуры катодов состава Zn–Cu–Al, Cr–Mn–Si–Cu–Fe–Al, Zn–Al, Zn–Cu–Al, Mn–Fe–Cu–Al, полученных на электронном микроскопе JEOL JSM-5910, работающем в режиме вторичной электронной эмиссии. В качестве примера на рисунках 3–4 приведены изображения катодов. Проведенный анализ показал, что катоды  $AlFe_{43,04}$  и  $AlFe_{90,56}$  представляют собой эвтектику, а остальные — твердые растворы. Исследование элементного состава покрытий, полученных при распылении перечисленных в таблице 1 катодов, показало соответствие состава покрытия составу используемых катодов в пределах ошибки эксперимента.

Одна из ключевых проблем, которые следует решить при создании наноконпозиционных 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 пушке. 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.

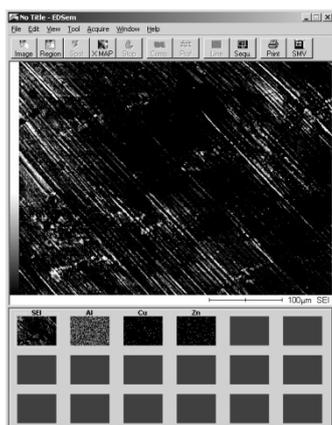


Рисунок 3. Микроструктура катода состава Zn–Cu–Al (1)

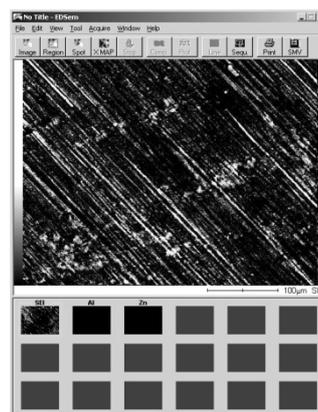


Рисунок 4. Микроструктура катода состава Cr–Mn–Si–Cu–Fe–Al

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.

#### *Формирование ионно-плазменных покрытий*

Хотя способы получения наноструктурных материалов и покрытий довольно разнообразны [27], но все они основаны на механизме интенсивной диссипации энергии, обобщенной в трех стадиях формирования. На первой стадии идет процесс зародышеобразования, который из-за отсутствия соответствующих термодинамических условий не переходит в массовую кристаллизацию. Вторая стадия представляет собой формирование вокруг нанокристаллических зародышей аморфных кластеров, которые на третьей стадии объединяются в межкристаллитную фазу с образованием диссипативной структуры.

Каждая из перечисленных стадий представляет собой сложный процесс. Достаточно указать на процесс образования зародышей новой фазы, теория которой развивается уже более 100 лет и основные положения которой были заложены еще Гиббсом и затем развиты Фольмером, Беккером и Дёрингом, Странским и Каишевым, Френкелем, Зельдовичем [28].

Несмотря на различные модификации и уточнения классической теории зародышеобразования и вполне правильное качественное описание процесса зарождения центров кристаллизации, она все-таки далека от соответствия экспериментальных и теоретических данных. Это вызвано следующими обстоятельствами:

- теория построена на грубом допущении, что микроскопические скопления атомов обладают макроскопическими характеристиками (в частности  $\sigma$ ) и в целом равновесными термодинамическими параметрами;
- практически во всех работах, посвященных начальной стадии зарождения новой фазы (включая и работы последних лет), образование метастабильной фазы считается мгновенным;
- теория (и ее модификации) содержит ряд параметров, не имеющих строго количественного решения.

Применительно к нашим задачам мы модифицировали модель образования кластеров, предложенную в работе [29]. Для равновесного числа атомов в кластере мы получили

$$N_0 = \left( \frac{1}{c} \cdot \frac{\ln n_0}{n_0} \cdot \frac{G^0}{kT} \right)^{1/2}. \quad (1)$$

Сделаем оценку числа частиц в кластере для покрытия нитрида титана:  $G^0 \approx 410$  кДж/моль;  $c \approx 0,001$ ;  $\ln n_0/n_0 \approx 0,02$ ;  $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ ,  $T = 300$  К. Тогда  $N_0 \approx 60$  атомов титана. Полученное нами значение коррелирует с числом атомов  $N$  в зародыше при гомогенном образовании нанокластеров различных металлов [30]. При этом размер кластера —  $r \approx 1$  нм.

Еще сложнее оказывается третья стадия формирования покрытия, когда рост пленки определяется условиями на подвижной границе раздела фаз. Такого рода задачи получили название проблема

Стефана [31]. С математической точки зрения краевые задачи такого типа принципиально отличны от классических задач [31, 32]. Вследствие зависимости размера области переноса потока от времени к этому типу задач неприменимы классические методы разделения переменных и интегральных преобразований Фурье, так как, оставаясь в рамках классических методов математической физики, не удаётся согласовать решение уравнения с движением границы раздела фаз. Все попытки получить аналитическим путём точное решение краевой задачи обобщённого типа в области с границей, движущейся по произвольному закону, приводили к системе интегральных уравнений Вольтера II рода, разрешить которую не удавалось вследствие сложности ядер уравнения системы [32]. Для бесконечной и полубесконечной области с границей, движущейся по произвольному закону, решение проблемы значительно продвинулось вперёд в 70-х годах прошлого века, после выхода в свет серии работ Г.А.Гринберга с сотрудниками [33–35]. Решение второй и третьей краевых задач в конечной области наталкивается на значительные трудности. Исследования в этой области продолжаются и в настоящее время. Обзор современных достижений в решении проблемы Стефана дан в монографии [36]. Применительно к нашим задачам мы использовали решение задачи Стефана, предложенной в работе [37], заменив поток электронов на поток атомов на поверхности подложки. Тогда для плотности потока атомов или ионов, формирующих покрытие, мы получим следующее уравнение:

$$\rho(r, t) = \text{const} \cdot J_0\left(\frac{2r}{R}\right) \cdot \frac{1}{\beta(t)}, \quad (2)$$

где  $J_0$  — функция Бесселя нулевого порядка;  $r$  — текущая координата;  $R$  — геометрический размер подложки;  $\beta(t)$  — скорость движения раздела фаз. График функции  $\rho(r)$  показан на рисунке 5.

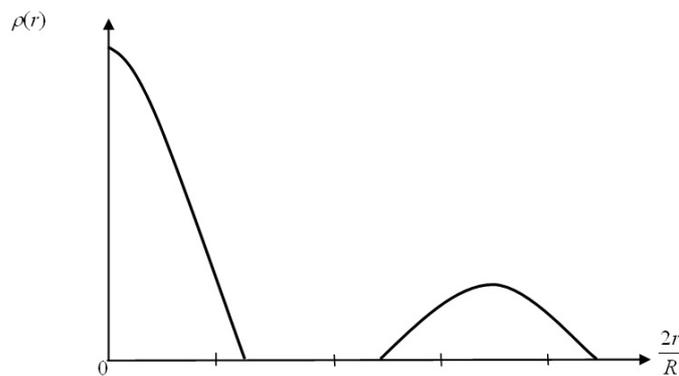


Рисунок 5. График функции  $\rho(r)$  при  $r > 0$

Из рисунка 5 и формулы (2) следует, что поток атомов, формирующих покрытие, распадается, образуя «островки». Полученный нами результат согласуется с островковой моделью формирования ионно-плазменных покрытий [1]. Из (2) также следует, что с увеличением скорости роста покрытия  $\beta(t)$  плотность потока атомов падает, и это приводит к ухудшению качества покрытия. Такая ситуация характерна в том случае, когда теплофизические параметры подложки и наносимого материала сильно различаются [38]. Чтобы исправить такую ситуацию, необходимо использовать композиционные (многофазные) катоды для нанесения покрытий.

Сделаем еще одно замечание. Учет поверхностного натяжения на границе раздела фаз приводит к существенному изменению кинетики формирования покрытий. На рисунках 6 и 7 показана структура двух многофазных покрытий, имеющих различное поверхностное натяжение.

Результаты получены на атомно-силовом микроскопе NT-206 международной кафедры ядерной физики, новых материалов и технологий ЕНУ им. Л.Н.Гумилева. В первом случае (рис. 6) мы наблюдаем незамкнутые диссипативные структуры, а во втором (рис. 7) — глобулярную структуру. Подробнее влияние поверхностного натяжения на структуру покрытий мы обсудим ниже.

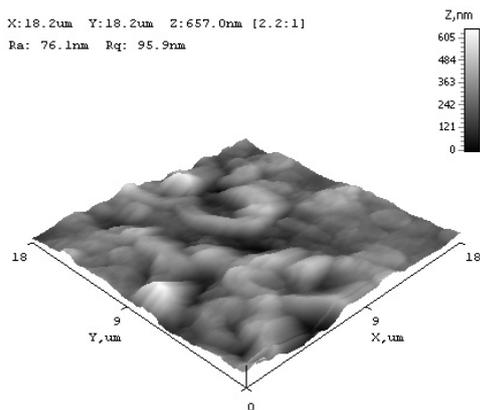


Рисунок 6. АСМ-изображение поверхности покрытия Fe–Al

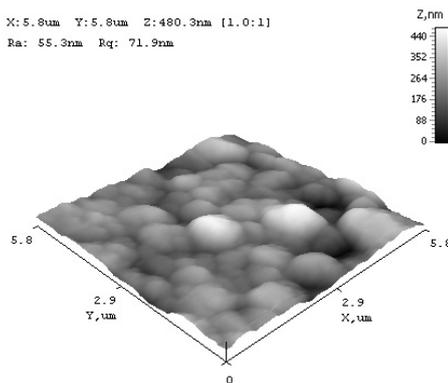


Рисунок 7. АСМ-изображение поверхности покрытия Zn–Al

В рамках проблемы Стефана нам известна лишь одна работа [39], в которой учтена роль поверхностного натяжения.

*Влияние технологических параметров  
на структуру ионно-плазменных покрытий*

Непосредственное влияние на структуру и физические свойства покрытий, полученных методом ионно-плазменного осаждения, оказывают следующие параметры [1, 38, 40,41]: давление реакционного газа в рабочей камере; потенциал основы; ток разряда дуги; свойства материала катода; температура подложки. На рисунках 8 и 9 в качестве примера показаны электронно-микроскопические и АСМ-изображения композиционных покрытий при температурах подложки 350 и 450 °С. Из рисунка 8 видно, что при температуре 450 °С происходит коагуляция цинковой фазы в более крупные фрагменты, причем остальная (большая часть) становится более равномерной. Это отчетливо видно на АСМ-изображении (рис. 9). Аналогичная ситуация наблюдается для других покрытий.

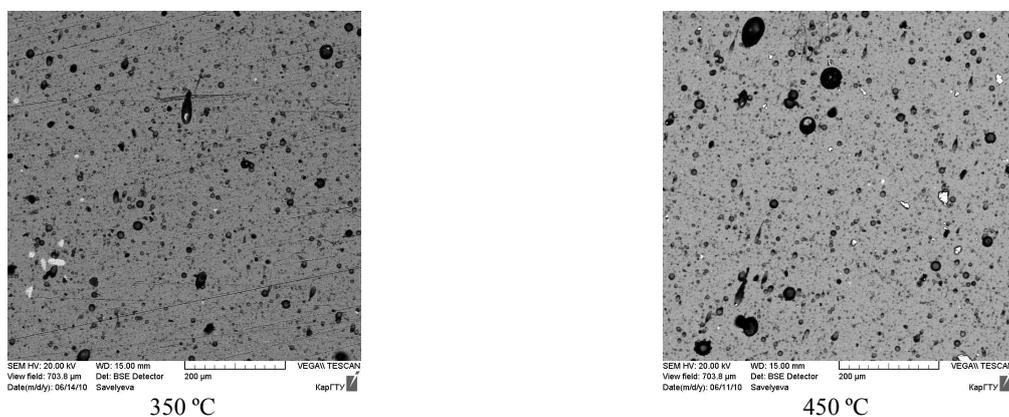


Рисунок 8. Электронно-микроскопическое изображение покрытия Zn–Al

Оптимальная температура подложки для всех композиционных покрытий оказалась около 400 °С. Измельчение зерновой структуры материала покрытия с увеличением температуры подложки сопровождается ростом твердости до некоторого критического среднего размера нанозерна. Снижение твердости при дальнейшем уменьшении среднего размера зерна в покрытии происходит из-за проскальзывания по межзерненным границам (ротационный эффект). В этом случае для дальнейшего повышения твердости требуется затормозить процесс скольжения по межзерненным границам. Такое торможение может быть достигнуто за счет формирования соответствующей наноструктуры, с упрочнением межзерненных границ при использовании многокомпонентных потоков.

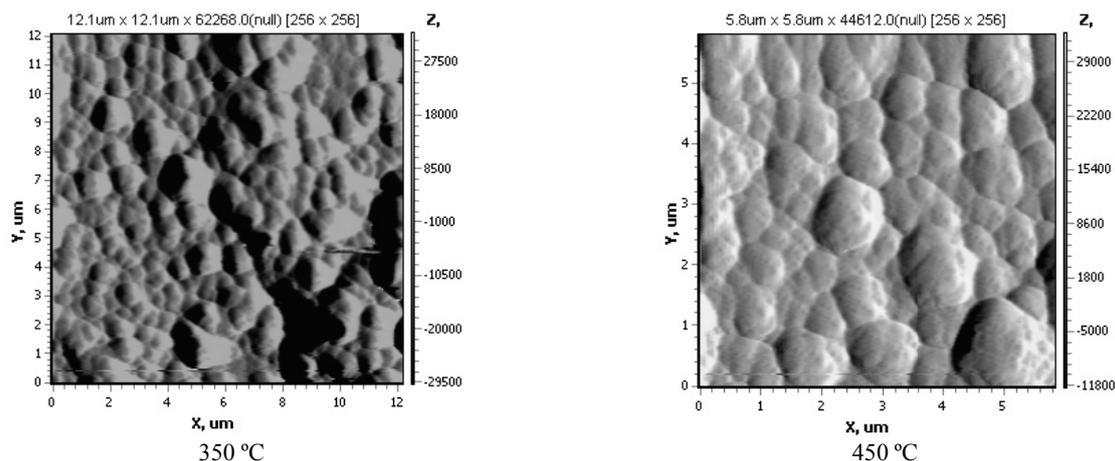


Рисунок 9. АСМ-изображение покрытия Zn–Al

На рисунке 10 показано электронно-микроскопическое изображение покрытия Cr–Mn–Si–Cu–Fe–Al + Ti в среде аргона. Отчетливо видны зерна титана размером от 1 до 10 мкм в диаметре. Материалы с таким размером зерен принято называть крупнокристаллическими [4].

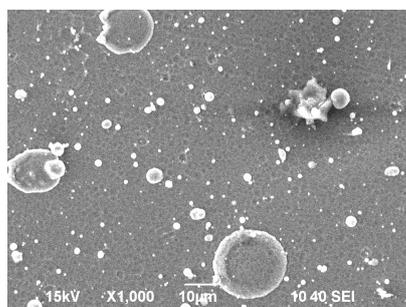


Рисунок 10. Электронно-микроскопическое изображение покрытия Cr–Mn–Si–Cu–Fe–Al + Ti в среде аргона

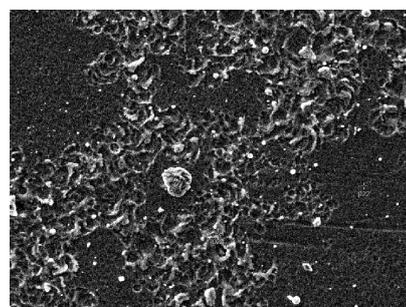


Рисунок 11. Электронно-микроскопическое изображение покрытия Cr–Mn–Si–Cu–Fe–Al + Ti в среде азота

Результаты количественного РФЭС-анализа показали, что содержание Mn, Si, Cu и Al менее 1 масс. %. В среде азота структура покрытия резко изменяется (рис. 11) благодаря образованию нитрида титана. В этом случае средний размер зерен составляет 100 — 150 нм. Такие покрытия называют субмикрокристаллическими [4]. Результаты количественного РФЭС-анализа покрытия Cr–Mn–Si–Cu–Fe–Al + Ti в среде азота показали, 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 11 видно, что микрокристаллиты нитридов титана и хрома имеют преимущественную ориентацию (предположительно в направлении (200)), что также отлично от сферической симметрии микрокристаллитов чистого титана (рис. 10).

Увеличение тока разряда дуги приводит к увеличению толщины покрытия, однако при возрастании тока свыше 130 А снижается совершенство структуры и резко повышается количество капельной фазы, которая является причиной снижения прочности сцепления подложки с покрытием (рис. 12). При малой мощности разряда (ток дуги < 20–30 А) из-за уменьшения коэффициента ионизации плазмы в пленку «замуровываются» нейтральные частицы реакционного газа и катода, что способствует повышению концентрации дефектов покрытия (рис. 13).

Нами была исследована зависимость свойств композиционных покрытий от давления азота в рабочей камере; при этом сила тока, опорное напряжение, материал катода, условия закрепления и теплоотвода, время процессов очистки и напыления оставались постоянными. В таблице 2 представлены результаты по микротвердости.

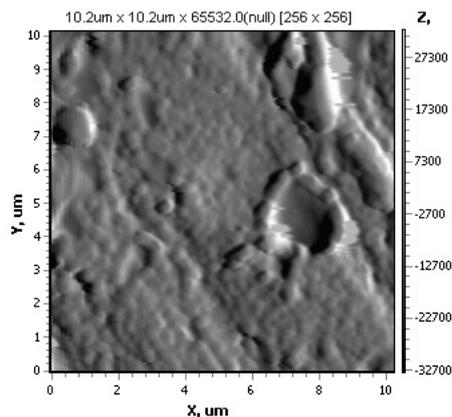


Рисунок 12. Возникновение каплевой фазы при возрастании тока свыше 130 А для композиционного покрытия Cr–Mn–Si–Cu–Fe–Al (АСМ-изображение)

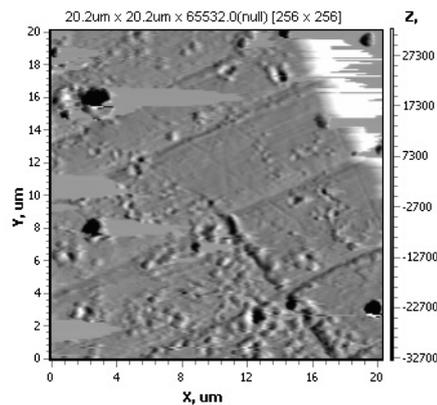


Рисунок 13. Повышение концентрации дефектов покрытия Mn–Fe–Cu–Al при малой мощности разряда (АСМ-изображение)

Т а б л и ц а 2

**Зависимость микротвердости покрытия от давления газа в камере**

Остаточное давление газа в камере	Микротвердость по Виккерсу, HV			
	Al–Fe	Zn–Cu–Al	Zn–Al	Al–Fe
$10^{-8}$	0,662			0509
$10^{-7}$	0,66			0,512
$10^{-6}$	0,60	0,573	0,569	0,514
$10^{-5}$	0,61	0,600	0,520	0,470

При давлении азота  $P = 0,058–0,81$  Па формируется мелкая плотная текстура, близкая к стехиометрическому составу, которая характеризуется оптимальным с точки зрения металлических свойств соотношением металлической и ионной составляющих связи. При этом содержание каплевой фазы уменьшается, а количество пор и отслоений увеличивается. При дальнейшем повышении давления большое число свободных ионов приводит к резкому увеличению количества пор и отслоений.

Проанализировав результаты исследования, можно сделать вывод о том, что образцы, полученные при давлении азота  $P = 0,081–0,81$  Па, имеют наиболее равномерно распределенную мелкую плотную структуру, минимальное содержание каплевой фазы, пор, наплывов, отслоений и наибольшие значения микротвердости.

*Фрактальные структуры многофазных покрытий*

Показать, что рассматриваемая структура является фрактальной, можно, используя соотношение периметра и площади плоских фигур применительно к структурам, сформировавшимся в поверхностном слое материала. Известно [42], что для каждого семейства плоских геометрических фигур отношение периметра  $L$  к площади  $S$

$$\gamma = \frac{L}{S^{1/2}} \tag{3}$$

остается постоянным и не зависит от размера фигуры.

Однако если структура фрактальна, то, как показано в [43], отношение (3) следует заменить на

$$\gamma_D = \frac{L(\ell)^{1/D}}{S(\ell)^{1/2}}, \tag{4}$$

где  $D$  — фрактальная размерность Хаусдорфа рассматриваемой структуры.

Отношение (4) зависит не от размера фрактальной структуры, а от выбора эталона длины  $\ell$ , поскольку длина самоподобной границы фрактала  $L(\ell)$  зависит от длины эталона, с помощью которого она измеряется и  $L(\ell) \rightarrow \infty$  при  $\ell \rightarrow 0$ . Площадь фрактала остается конечной при  $\ell \rightarrow 0$  и определяется как

$$S(\ell) = N\ell^2, \quad (5)$$

где  $N$  — число клеток площадью  $\ell^2$ , необходимых для покрытия плоского фрактала.

В целом фрактальные структуры с самоподобными границами удовлетворяют соотношению периметра и площади [42]:

$$L(\ell) = C\ell^{1-D} [S(\ell)]^{D/2}, \quad (6)$$

где  $C$  — коэффициент пропорциональности. Соотношение (6) соблюдается для любого эталона длины  $\ell$ , достаточно малого для того, чтобы обмерить самое малое из фрактальных множеств.

Фрактальные размерности нами рассчитывались по АСМ-изображениям на высоте средней плоскости (рис. 14). Чем ниже величина фрактальной размерности контуров  $D_k$ , тем более крупномасштабные структуры присутствуют в материале. Величина фрактальной размерности структуры определяет ее пространственный характер. Соответственно, чем ниже значение  $D_s$ , тем более «островковый» характер имеет структура.

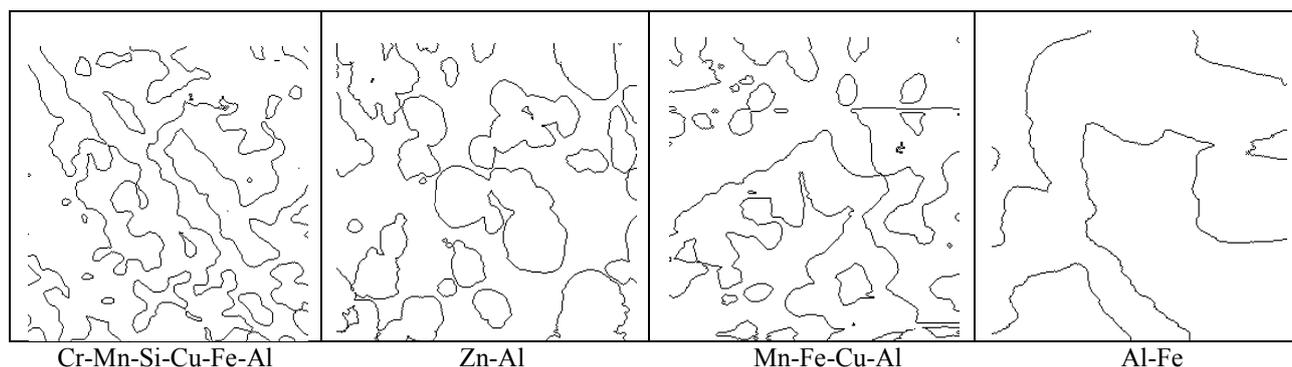


Рисунок 14. Фрактальные структуры многофазных покрытий

В таблице 3 приведены измеренные нами значения физических величин для покрытий с глобулярной структурой. Из таблицы 3 видно, что микротвердость и модуль Юнга уменьшаются с уменьшением фрактальной размерности структуры покрытия. Отметим также, что фрактальная размерность структуры покрытия ниже, чем фрактальная размерность структуры металлической подложки.

Т а б л и ц а 3

**Значения микротвердости и модуля упругости для покрытий с различной фрактальной размерностью**

Композиционное покрытие	Микротвердость, ГПа	Модуль Юнга, ГПа	Фрактальная размерность структуры $D_s$
Cr–Mn–Si–Cu–Fe–Al	55	0,6	1,89
Zn–Al	42	0,5	1,81
Mn–Fe–Cu–Al	36	0,3	1,79

#### *Роль поверхностного натяжения в формировании ионно-плазменных покрытий*

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, когда подвижность атомов на поверхности становится заметной.

Методы экспериментального определения поверхностного натяжения твердых тел начали разрабатываться в 20-х годах прошлого столетия. Обзор этих методов приведен в работах [44–47]. Наиболее точные результаты определения поверхностного натяжения твердых тел получены методом «нулевой ползучести», впервые использованного Тамманом для определения поверхностного натяжения аморфных материалов [48]. Позже этот метод стал применяться и для металлов [49, 50]. Метод раскалывания кристалла, предложенный Обреимовым [51], был использован Гилманом для измерения поверхностного натяжения многих кристаллов с различным типом химической связи — ионной, металлической и ковалентной [44]. В обзорах [44–47] отмечается, что в настоящее время отсутствует ме-

тод, который мог бы быть использован для определения поверхностного натяжения в твердой фазе в широком диапазоне температур. Каждый из методов практически ограничен либо температурой, либо величинами, которые экспериментально определяются с малой точностью. В работах [52–54] предложены новые методы экспериментального определения поверхностного натяжения твердых тел, основанные на измерении размерных эффектов, связанных с изменением некоторого физического свойства малой частицы или тонкой пленки при уменьшении их размера. На размерных эффектах основаны и методы определения поверхностного натяжения осаждаемых покрытий, предложенные нами в работе [55].

В работах [23–26] нами подробно рассмотрены результаты измерения поверхностного натяжения нитридов различных металлов, композиционных покрытий. Здесь мы остановимся на роли поверхностного натяжения в формировании структуры ионно-плазменных покрытий.

Эта роль особенно наглядно проявляется при формировании покрытий в многофазных потоках. На рисунках 15 и 16 показано, как изменяется структура покрытия при одновременном распылении многофазного катода и титана в среде азота.

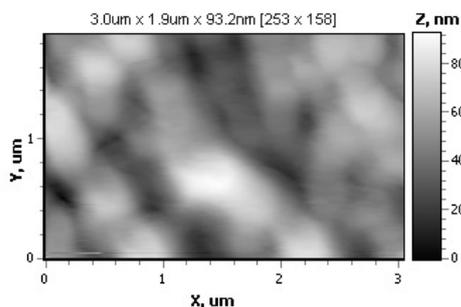


Рисунок 15. АСМ-изображение глобулярной структуры покрытия Cr–Mn–Si–Cu–Fe–Al

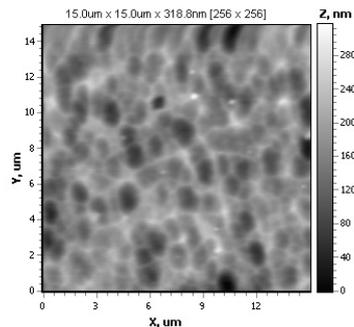


Рисунок 16. АСМ-изображение ячеистой структуры покрытия Cr–Mn–Si–Cu–Fe–Al + Ti в среде азота

В первом случае наблюдается глобулярная структура, во втором — ячеистая. Это сказывается на всех свойствах покрытий и, в частности, на их микротвердости. Во втором случае она значительно выше, чем в первом. Полученные экспериментальные данные в принципе укладываются во все рассмотренные нами модели [56]: концентрационного переохлаждения, связанного с наличием радиального градиента концентрации примеси нитрида титана; ячеек Бенара, возникновение которых обусловлено наличием вертикального градиента температуры; ячеистой дислокационной структуры, связанной с наличием пластических деформаций в покрытии.

Однако во всех случаях можно выбрать два управляющих параметра — плотность дислокаций и поверхностное натяжение. В этом случае процесс формирования покрытия может быть рассмотрен с точки зрения теории катастроф.

Катастрофами называются скачкообразные изменения в виде внезапного ответа системы на плавное изменение внешних условий [57]. Теория катастроф может быть использована в технических задачах для математического моделирования процессов, в которых могут наблюдаться катастрофы. Рост пленки покрытия (фазовый переход I рода) также представляет собой катастрофу.

Для математического моделирования возможно рассмотрение трех объектов:

- 1) цель функционирования,
- 2) одна или две координаты процесса функционирования,
- 3) один или несколько управляющих параметров,

изменяя их, мы управляем ходом процесса.

В нашем рассмотрении цель функционирования — формирование покрытия, а координатой этого процесса возьмем скорость диссипации свободной энергии  $F$ , обусловленной образованием пленки из  $N \gg 1$  кластеров или островков. В качестве управляющих параметров возьмем плотность дислокаций  $\rho$  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

$$\dot{F}(N) = 0,25N^4 - 0,5\rho N^2 - \sigma N, \quad (7)$$

где  $F(N)$  — потенциальная функция, которая является энергией образования  $N$  кластеров. Катастрофа, имеющая такую потенциальную функцию, называется катастрофой типа «сборки» [57]. Сборка имеет в докритической области одно устойчивое состояние равновесия (одну ямку потенциальной функции), а в закритической области — одно неустойчивое и два устойчивых состояния равновесия (т.е. две ямки, разделенные холмом).

Докритическая и закритическая области задаются следующим набором параметров:

$$\begin{aligned} & \rho < 0, -\infty > \sigma > \infty; \\ & \rho > 0, |\sigma| > \frac{2\rho}{3} \sqrt{\frac{\rho}{3}}; & \rho > 0, |\sigma| < \frac{2\rho}{3} \sqrt{\frac{\rho}{3}} \end{aligned} \quad (8)$$

докритическая область                      закритическая область

Уравнение (7) задает статическую модель формирования покрытия. Для нас важна зависимость скорости диссипации свободной энергии от поверхностного натяжения  $\sigma$ . Из уравнения (7) следует, что чем больше поверхностное натяжение, тем меньше скорость диссипации свободной энергии. Это означает, что большая часть подводимой энергии идет на образование покрытия. При этом, как правило, формируются ячеистые наноструктуры, обладающие повышенной твердостью.

#### Заключение

Приведенные в настоящей работе результаты исследования процесса формирования ионно-плазменных многофазных покрытий показывают, что типы возникающих при этом структур не столь многообразны, как, например, при кристаллизации сплавов. Наблюдаются в основном глобулярная структура и, реже, незамкнутые диссипативные и ячеистые структуры. Однако физические свойства могут существенно отличаться, в зависимости от элементного состава покрытий. Поскольку величина поверхностного натяжения (поверхностной энергии) в большинстве случаев есть величина аддитивная, то каждый элемент, входящий в состав покрытия, вносит свой вклад в общую поверхностную энергию. В случае одновременного распыления многофазных катодов формируются высокоэнтропийные покрытия, обладающие упорядоченной структурой и повышенными механическими свойствами. В недавней работе [58] резкое увеличение микротвердости наблюдалось при ионно-плазменном осаждении высокоэнтропийных сплавов в среде азота.

Таким образом, вырисовывается некоторая общая картина: для получения сверхтвердых наноструктурированных покрытий необходимо использовать многофазные (многоэлементные) катоды, желательно при их одновременном распылении. Конечно, нельзя забывать и об оптимизации технологических параметров процесса осаждения покрытий.

*Работа выполнена по программе МОН РК 055 «Научная и/или научно-техническая деятельность», подпрограмме 101 «Грантовое финансирование научных исследований». Контракт № 58.*

#### References

- 1 Barvinok V.A. Management of an intense condition and properties of plasma coverings. — Moscow: Mechanical engineering, 1990. — 384 p.
- 2 Mihajlov A.N., Mihajlov V.A., Mihajlova E.A. A ionic vacuum coverings — a basis of wide improvement of quality of products of mechanical engineering // Progressive technologies and mechanical engineering systems: International of Proceedings. — Donetsk: DNTU, 2004. — Vol. 28. — P. 108–115.
- 3 Berlin E, Dvinin S., Seidman L. Vacuum technology and the equipment for drawing and etching of thin films. — Moscow: Technosphere, 2007. — 472 p.
- 4 Reshetnjak E.N., Strelnitsky V.E. Synthesis of strengthening nanostructural coverings // Questions of a nuclear science and technics. — 2008. — № 2. — P. 119–130.
- 5 Watanabe H., Sato Y., Nie C. et al. The mechanical properties and microstructure of Ti-Si-N nanocomposite films by ion flitting // Surf. and Coat. Technol. — 2003. — Vol. 169–170. — P. 452–455.
- 6 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.
- 7 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.

- 8 *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.
- 9 *Jurov V.M., Guchenko S.A.* Ionic-plasma anticorrosive coverings on a detail of the mountain mine equipment // *Vestnik KarGU. Physics.* — 2008. — № 3 (51). — P. 67–75.
- 10 *Guchenko S.A., Ibraev N.H., Afanasev D.A.* Composite cathodes for ionic-plasma coverings // *Vestnik KarGU. Physics.* — 2009. — № 4 (56). — P. 41–47.
- 11 *Jurov V.M., Guchenko S.A., Ibraev N.H.* Superficial energy and the superficial phenomena in solid states // *Modern problems of science and education.* — 2009. — № 6. — P. 152–159.
- 12 *Jurov V.M., Guchenko S.A., Ibraev N.H.* To a question on temperature dependence of a superficial tension of solid states // *The Bulletin of development of science and education.* — 2009. — № 5. — P. 3–10.
- 13 *Jurov V.M., Guchenko S.A., Ibraev N.H.* Superficial tension nitride-titanic of coverings // *The International magazine applied and basic researches.* — 2010. — № 8. — P. 152–153.
- 14 *Jurov V.M., Guchenko S.A., Ibraev N.H.* Nonlinear properties and superficial tension of ionic-plasma coverings // *The Collection of works of 7th international scientific conference «Chaos and structures in nonlinear systems. The theory and experiment».* — Karaganda. — September, 23–25, 2010. — P. 31–36.
- 15 *Jurov V.M., Guchenko S.A., Ibraev N.H.* Influence of technological parametres on properties of ionic-plasma composite coverings // *Vestnik KarGU. Physics.* — 2010. — № 4 (60). — P. 28–38.
- 16 *Jurov V.M., Guchenko S.A., Ibraev N.H.* Superficial tension of metals in liquid and firm phases // *The Scientific life.* — 2009. — № 5. — P. 18–21.
- 17 *Jurov V.M., Ibraev N.H., Guchenko S.A.* Experimental definition of a superficial tension of nanoparticles and nanofilms // *News of High Schools. Physics.* — 2011. — Vol. 54. — № 1/3. — P. 335–340.
- 18 *Jurov V.M., Guchenko S.A., Ibraev N.H. et al.* Influence of technological parametres on properties of composite coverings Mn–Fe–Cu–Al // *The Bulletin of development of science and education.* — 2011. — № 2. — P. 18–23.
- 19 *Jurov V.M., Vertjagina E.H., Guchenko S.A.* Influence of an ionic irradiation on structure and property of composite coverings // *Vestnik KarGU. Physics.* — 2011. — № 2 (62). — P. 39–48.
- 20 *Jurov V.M., Guchenko S.A., Ibraev N.H.* The nanostructured composite coverings and their properties // *Works of VIII international scientific conference «Perspective technologies, the equipment and analytical systems for materials technology and nanomaterials».* — Almaty, 2011. — Part 1. — P. 168–175.
- 21 *Jurov V.M., Ibraev N.H., Guchenko S.A.* Nanostructural coverings on the basis of binary alloys of aluminium // *Vestnik KazNU of name Al-Farabi. A series physics.* — 2011. — № 2 (37). — P. 38–44.
- 22 *Jurov V.M., Vertjagina E.N., Guchenko S.A. et al.* Influence of an ionic irradiation on properties of nanostructural coverings Zn-Al and Fe-Al // *Modern high technologies.* — 2011. — № 5. — P. 63–68.
- 23 *Jurov V.M., Guchenko S.A., Zavatsky O.N.* Structure and superficial tension of composite coverings // *Vestnik KarGU. Physics.* — 2012. — № 1 (65). — P. 45–53.
- 24 *Jurov V.M., Laurinas V.Ch., Guchenko S.A., Zavatsky O.N.* Dimensional effects and superficial tension of pure metals // *Successes of modern natural sciences.* — 2012. — № 7. — P. 88–93.
- 25 *Jurov V.M., Laurinas V.Ch., Guchenko S.A., Zavatsky O.N.* Influence of technological parametres of sedimentation on a superficial tension of composite coverings // *the International magazine applied and basic researches.* — 2012. — № 5. — P. 55–58.
- 26 *Jurov V.M., Laurinas V.Ch., Guchenko S.A., Zavatsky O.N.* Superficial tension of ionic-plasma coverings // *Vestnik KarGU. Physics.* — 2012. — № 2 (66). — P. 13–21.
- 27 *Psachye S.G., Zolnikov K.P., Konovalenko I.S.* Synthesis and properties of nanocrystals and substructural materials. — Tomsk, 2007. — 264 p.
- 28 *Chernov A.A., Givargizov E.I., Bagdasarov H.S. et al.* *Modern crystallography.* — Vol. 3. — Formation of crystals. — Moscow: Nauka, 1980. — 408 p.
- 29 *Jurov V.M.* Energy storage in insulators at an irradiation ionising radiation // *Vestnik KarGU. Physics.* — 2008. — № 3 (51). — P. 35–43.
- 30 *Jurov V.M., Laurinas V.Ch., Zavatsky O.N.* Dimensional effects and homogeneous origin of crystals of pure metals // *Works of VIII the International scientific conference «Chaos and structures in nonlinear systems. The theory and experiment».* — Karaganda: KarGU, 2012. — P. 282–287.
- 31 *Ljubov B.J.* *The crystallisation theory in great volumes.* — Moscow: Nauka, 1975. — 256 p.
- 32 *Kartashov E.M.* *Analytical methods in the theory of heat conductivity of firm bodies.* — Moscow: The Higher school, 1985. — 480 p.
- 33 *Grinberg G.A.* About the decision of problems of diffusion for extending and compressed areas // *The Applied mathematics and mechanics.* — 1969. — Vol. 33. — № 2. — P. 269–273.
- 34 *Grinberg G.A., Koos V.A.* About the decision of problems of the diffusion which form varies in due course without similarity observance // *The Applied mathematics and mechanics.* — 1971. — Vol. 35. — № 3. — P. 759–760.
- 35 *Grinberg G.A., Tchekmaryova O.M.* About movement of section of phases in problems of Stefan type // *ISTF.* — 1970. — Vol. 60. — № 10. — P. 2025–2031.
- 36 *Gupta S.C.* *The Classical Stefan Problem: Basic Concepts, Modelling and Analysis.* — Amsterdam: Elsevier, 2003. — 385 p.

- 37 *Jurov V.M.* Some questions of physics of a surface of solid states // *Vestnik KarGU. Physics.* — 2009. — № 1 (53). — P. 45–54.
- 38 *Krivobokov V.P., Sochugov N.S., Solovov A.A.* Plasma coverings (properties and application). — Tomsk: Publishing house of Tomsk polytechnical university, 2011. — 137 p.
- 39 *Borodin M.A.* The Stefan problem with a superficial tension // *the Ukrainian mathematical bulletin.* — 2004. — Vol. 1. — № 1. — P. 47–60.
- 40 *Sokolov I.V.* Laws of formation of structure in a blanket of details from constructional metal materials in the course of vacuum ionic-plasma processing. The dissertation author's abstract on competition of a scientific degree of a Cand. Tech. Sci. — Moscow, 2009. — 23 p.
- 41 *Gasanov I.S.* Plasma and beam technology. — Baku: Publishing house «Elm», 2007. — 175 p.
- 42 *Mandelbrot B.* The fractal geometry of nature. — San Francisco: Freeman, 1982. — 459 p.
- 43 *Feder E.* Fractals. — Moscow: Mir, 1991. — 260 p.
- 44 *Gilman J.P.* Direct Measurements of the surface energies of crystals // *J. Appl. Phys.* — 1960. — Vol. 31. — № 2 — P. 2208–2216.
- 45 *Geguzin J.E., Ovcharenko N.N.* Methods of definition of superficial energy solid state // *Successes of Physical Sciences* — 1962. — Vol. 76. Release 2. — P. 283–305.
- 46 *Hohstein A.J.* A superficial a tension of firm bodies and adsorption. — Moscow: Nauka, 1976. — 256 p.
- 47 *Roldugin V.I.* Surface physical chemistry. — Dolgoprudno: the Publishing House «Intelligence», 2008. — 568 p.
- 48 *Tamman G., Tomke R.* Die Abhangigkeit der Oberflachenspannung und die Warme vjr Glassen // *Z. anorg. allgem. Chem.* — 1927. — Bd. 162. — P. 1–16.
- 49 *Udin H., Shaller A.J., Wulf J.* The surface tension of solid copper // *J. Metals.* — 1949. — Vol. 1. — № 2. — P. 182–184.
- 50 *Hayword E.R., Greenough A.P.* The surface energy of solid nickel // *J. Inst. Metals.* — 1960. — Vol. 88. — P. 217–219.
- 51 *Obreimoff J.W.* The splitting reigth of mica // *Proc. Roy. Soc.* — 1930. — Vol. A127. — P. 290–293.
- 52 *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.
- 53 *Jurov V.M., Portnov V.S., Puzeeva M.P.* A way of measurement of a superficial tension and density of superficial conditions of insulators // Patent RK № 58155. It is published 15.12.2008, the Bulletin № 12.
- 54 *Jurov V.M., Portnov V.S., Puzeeva M.P.* Way of measurement of a superficial tension of magnetic materials // Patent RK № 58158. It is published 15.12.2008, the Bulletin № 12.
- 55 *Jurov V.M., Guchenko S.A., Ibraev N.H.* Way of measurement of a superficial tension of besieged coverings // Patent PK № 66095. It is published 15.11.2010, the Bulletin № 11.
- 56 *Jurov V.M., Laurinas V.Ch., Guchenko S.A., Zavatsky O.N.* Formation of cellular nanostructure at formation of ionic-plasma coverings // Works VIII the International scientific conference «Chaos and structures in nonlinear systems. The theory and experiment». — Karaganda: KarSU Publ., 2012. — P. 288–294.
- 57 *Arnold V.I.* The theory of accidents. — Moscow: Editornaya URSS, 2007. — 136 p.
- 58 *Sobol O.V., Andreev A.A., Gorban V.F. et al.* About reproducibility of a single-phase structural condition multielement of highly entropy system Ti–V–Zr–Nb–Hf and highly rigid nitrides on its basis at their formation by a vakuum-arc method // *Letters in JTF.* — 2012. — Vol. 38. — № 13. — P. 40–47.

С.А.Гученко

### **Көп фазалы ионды-плазмалық жабулардың құрылымы, қасиеттері және жасалуы**

Мақалада көп фазалы ионды-плазмалық жабуларды қалыптастыру процесін зерттеу нәтижелеріне талдау жүргізілген. Қалыптасатын құрылымдар арасында айырмашылық шамалы екені көрсетілген. Көбінесе байқалатын құрылым ол глобулярлық құрылым, ал диссипативті және ұяшықты құрылымдар сирек байқалады. Жабулардың физикалық қасиеттері элементтік құрамына байланысты қатты өзгертіні байқалған. Көп жағдайда беттік керілу (беттік энергия) шамасы аддитивті шама болғандықтан, жабудың құрамындағы әрбір элемент жалпы беттік энергияға өз үлесін қосады. Егер бір мезгілде көп фазалы катодтарды қосатын болсақ, энтропиясы жоғары жабулар қалыптасады, олар құрылым бойынша реттелген және механикалық қасиеттері жоғары болып келеді.

S.A.Guchenko

## **Reception, structure and properties of multiphase ionic-plasma coverings**

In work results of research of process of formation of ionic-plasma multiphase coverings are discussed. It is shown, that types of structures arising thus are not so diverse, as, for example, at crystallisation of alloys. Basically the globular structure and, less often, not closed and cellular structures is observed. It is shown, that physical properties can essentially differ depending on element structure of coverings. As the size of a superficial tension (superficial energy) in most cases is size additive each element which is a part of a covering, brings the contribution to the general superficial energy. In case of simultaneous dispersion of multiphase cathodes are formed of the highly entropy coverings possessing ordered structure and raised mechanical properties.

Т.А.Жакатаев<sup>1</sup>, К.Ш.Какимова<sup>2</sup><sup>1</sup>Карагандинский государственный университет им. Е.А.Букетова (E-mail: Toksanzh@yandex.kz);<sup>2</sup>Карагандинский государственный технический университет (E-mail: Klara\_kakaimova\_71@mail.ru)

### Комментарий к выводу закона сохранения энергии для конечного подвижного и малого индивидуального объема сплошной среды

Рассмотрен вывод уравнения сохранения энергии для конечного подвижного объема с учетом работы массовых и поверхностных сил, потока тепла Фурье, конвективного и радиационного потоков энергии и потока энергии в результате действия химических источников. Установлены условия для входящих или же выходящих векторных потоков для физических субстанций, при которых выводы уравнений для конечного объема с подвижными внешними границами и для уравнения малого индивидуального объема (при неподвижных границах) приводят к идентичным, совпадающим результатам. Физический закон возрастания или убывания энергии в заданном объеме согласуется с математическими свойствами поверхностных интегралов и свойствами векторных полей в пространстве, может правильно ими описываться. Показано, что члены с дивергенцией скорости влияют и на изменение полной энергии объема.

*Ключевые слова:* сохранение, энергия, объем, движущийся, границы, подвижные, среда, жидкая, газовая, источники, массовые, тепловая.

Закон сохранения энергии в движущихся (подвижных) объемах сплошных сред формулируется следующим образом: изменение во времени полной энергии объема (Дж/с) жидкости и газа равно сумме: работ в единицу времени поверхностных и массовых сил, приложенных к данному объему и к его поверхности, количеств тепла в единицу времени, которые вытекают или втекают в данный объем через его поверхность, количества тепла, выделяемого в результате действия химического источника тепла в единицу времени, количества тепла, воспринимаемого или отдаваемого в результате теплового излучения (лучистый поток тепла) и притока энергии в результате втекания или вытекания дополнительной массы жидкости через боковую поверхность индивидуального объема в единицу времени [1–2]:

$$\frac{dE}{d\tau} = A_m + A_p + Q_1^* + Q_2^* + Q_3^* + Q_4^*. \quad (1)$$

Полная энергия объема  $E = E_k + E_u$  складывается из кинетической энергии

$$E_k = \delta\theta\rho\frac{v^2}{2}, \quad (2)$$

где  $\vec{v}$  — скорость, м/с;  $\rho$  — плотность,  $\delta\theta$  — элементарный объем, и внутренней энергии элементарного объема  $\delta\tau$ , которая равна

$$E_u = \delta\theta\rho e, \quad (3)$$

где  $e$  (Дж/кг) — энергия, отнесенная к массе.

Количество тепла  $\bar{Q}_1$  (Дж), которое в результате теплопроводности передается от одной изотермической поверхности к другой, рассчитывается по закону Фурье [3] (рис. 1):

$$\bar{Q}_1 = -\lambda \frac{\partial t}{\partial s} \bar{n} F \tau, \quad (4)$$

где  $s$  — элементарный отрезок по направлению нормали  $\bar{n}$  к рассматриваемой внешней поверхности  $F$ , м;  $F$  — площадь поверхности, через которую проходит данный тепловой поток, м<sup>2</sup>;  $\tau$  — время, с. Знак (–) показывает, что вектор теплового потока направлен в сторону понижения температуры и тепловой поток  $\vec{q}$  имеет противоположное направление к направлению  $\text{grad } t$  (рис. 1).

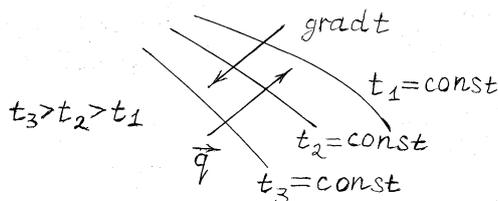


Рисунок 1. Изотермы различных поверхностей в сплошной среде

Из уравнения (4) следует, что мощность теплового потока  $Q^*$  (Вт) равна

$$d\bar{Q}_1^* = \frac{d\bar{Q}_1}{\tau} = -\lambda \frac{\partial t}{\partial s} \bar{n} dF. \tag{5}$$

Плотность теплового потока  $q_1$  (Вт/м<sup>2</sup>) [3]

$$d\bar{q}_1 = \frac{d\bar{Q}_1^*}{F} = -\lambda \frac{\partial t}{\partial s} \bar{n}, \tag{6}$$

где единичный вектор  $\bar{n}$  показывает направление градиента температуры, т.е. он направлен в сторону возрастания значений  $t$ . Знак (-) показывает, что тепловой поток  $\bar{q}_1$  имеет противоположное направление к направлению  $\text{grad } t$ .

Преобразуем (5) с помощью теоремы Остроградского–Гаусса в объемный интеграл:

$$Q_1^* = \int_F \bar{q} \cdot \bar{n} d\sigma = \int_V \text{div}(\bar{q}) d\theta = \pm \int_V \text{div}(\lambda \text{grad } t) \delta\theta, \tag{7}$$

где  $\bar{n}$  — внешняя нормаль к поверхности  $F$ .

При выводе уравнения теплопроводности, исходя из интегральных законов сохранения энергии, знак (-) в (4–6) необходимо учитывать специальным образом, исходя из свойств поверхностного интеграла, векторных полей и свойств входящих и выходящих тепловых потоков в рассматриваемый заданный объем.

При подстановке (7) в (1) знак (-) исчезает в том случае, когда два вектора,  $\bar{q}$  и  $\bar{n}$ , направлены в противоположные стороны,  $\bar{q}_n \uparrow \bar{n} \downarrow$  и угол между ними  $\pi/2 \leq \varphi \leq 3/2\pi$ ,  $\bar{q}_n$  — проекция  $\bar{q}$  на направление вектора  $\bar{n}$ . Тогда скалярное произведение  $\bar{q} \cdot \bar{n}$  имеет отрицательный знак (-) (рис. 2):

$$\bar{q} \cdot \bar{n} = |\bar{q}| \cdot |\bar{n}| \cos \varphi \leq 0. \tag{8}$$

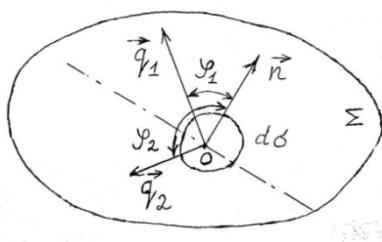


Рисунок 2. Схема расположения нормали  $\bar{n}$  и тепловых потоков  $\bar{q}_1$  и  $\bar{q}_2$  на поверхности  $\Sigma$

Данный минус (-) умножается на минус (-) из формулы (6) и в итоге при переходе к функции градиента в формуле (7) итоговый знак получается (+) положительный. Такое подробное и ясное объяснение влияния угла между двумя векторами,  $\bar{q}$  и  $\bar{n}$ , на знак скорости изменения  $dE/dt$ , к сожалению, нам ранее не встречалось в доступных для нас источниках. Впервые, и не в столь подробной форме, с похожим объяснением мы ознакомились в работе [4].

Когда два вектора,  $\bar{q}$  и  $\bar{n}$ , направлены в одну сторону, т.е. когда они сонаправлены  $\bar{q}_n \uparrow \bar{n} \uparrow$  и угол между ними  $-\pi/2 \leq \varphi \leq \pi/2$ , то скалярное произведение  $\bar{q} \cdot \bar{n}$  имеет положительный знак (+):

$$\bar{q} \cdot \bar{n} = |\bar{q}| \cdot |\bar{n}| \cos \varphi \geq 0. \tag{9}$$

В этом случае данный (+) умножается на минус (-) из формулы (6) и в итоге при переходе к функции градиента в формуле (7) итоговый знак получается (-) отрицательный.

Таким образом, учет знаков теплового потока на основе свойств поверхностного интеграла и свойств векторных полей позволяет теоретически правильно учесть и получить знаки производной в выражении  $(\pm) dE/d\tau$  в формуле (1). Когда тепловой поток  $\vec{q}$  втекает в заданный объем  $V$  энергия в объеме увеличивается  $(+dE/d\tau)$ . Когда тепловой поток  $\vec{q}$  вытекает из рассматриваемого объема  $V$ , энергия в объеме уменьшается и производная скорости изменения энергии будет иметь отрицательный знак  $(-dE/d\tau)$ .

В случае рассмотрения достаточно малого индивидуального объема из (7) следует

$$dQ_1^* = \delta\theta \operatorname{div}(q_f) = \delta\theta \operatorname{div}(\lambda \operatorname{grad} t), \quad (10)$$

где  $q_f$  — тепловой поток, соответствующий закону Фурье.

Однако можно сформулировать законы сохранения энергии и массы сразу для конечных (не малых) объемов. Когда объем имеет конечные размеры, необходимо учитывать подвижность внешних границ, т.е. подвижность поверхности внешней границы данного объема. В этом случае вывод уравнений теплообмена и массообмена имеет некоторые отличия от ранее рассмотренного нами вывода на лекционных занятиях.

На основании изложенного выше для подвижного конечного объема сплошной среды закон сохранения энергии формулируется в виде следующего интегрального соотношения:

$$\frac{d}{d\tau} \int_V \rho \left( e + \frac{\vec{v}^2}{2} \right) d\theta = \int_V \rho \vec{f}_m \cdot \vec{v} d\theta + \iint_F \vec{p}_n \cdot \vec{v} d\sigma + \int_F \vec{q}_f \cdot \vec{n} d\sigma + \int_V q_m d\theta + \int_V q_R d\theta, \quad (11)$$

где  $q_R$  — тепловой поток от радиационного излучения, Вт/м<sup>3</sup>;  $q_m$  — тепловой поток от массовых источников тепла, Вт/м<sup>3</sup>;  $\vec{p}_n$  — вектор плотности поверхностной силы, Па;  $\vec{f}_m$  — массовая плотность объемной силы, Н/кг.

Наша задача теперь заключается в том, чтобы знак производной по времени  $d/dt$  ввести внутрь интеграла в первом члене (11). Для этого воспользуемся теоремой о дифференцировании интеграла, взятого по подвижному объему, доказательство которого рассмотрено в курсе механики жидкости и газа [2–4].

Тогда будем иметь

$$\frac{d}{d\tau} \int_V \rho \left( e + \frac{\vec{v}^2}{2} \right) d\theta = \int_V \left[ \frac{\partial}{\partial t} \left( \rho \left( e + \frac{\vec{v}^2}{2} \right) \right) + \operatorname{div} \left( \vec{v} \cdot \rho \left( e + \frac{\vec{v}^2}{2} \right) \right) \right] d\theta. \quad (12)$$

Учтем, что

$$\operatorname{div} \left( \vec{v} \cdot \rho \left( e + \frac{\vec{v}^2}{2} \right) \right) = \vec{v} \cdot \operatorname{grad} \left( \rho \left( e + \frac{\vec{v}^2}{2} \right) \right) + \rho \left( e + \frac{\vec{v}^2}{2} \right) \operatorname{div}(\vec{v}) \quad (13)$$

и

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \left( \rho \left( e + \frac{\vec{v}^2}{2} \right) \right) + \vec{v} \cdot \operatorname{grad} \left( \rho \left( e + \frac{\vec{v}^2}{2} \right) \right) = \frac{d}{d\tau} \left[ \rho \left( e + \frac{\vec{v}^2}{2} \right) \right] \quad (14)$$

полная производная от полной энергии некоторого конечного объема движущейся среды.

Подставляя (12–14) в (11) и учитывая (4–6), получим:

$$\begin{aligned} \int_V \frac{d}{d\tau} \left[ \rho \left( e + \frac{\vec{v}^2}{2} \right) \right] d\theta &= \int_V \rho \vec{f}_m \cdot \vec{v} d\theta + \int_V \operatorname{div}(\vec{P} \vec{n} \cdot \vec{v}) d\theta + \\ &+ \int_V \operatorname{div} \vec{q}_f d\theta + \int_V q_m d\theta + \int_V q_R d\theta - \int_V \left[ \rho \left( e + \frac{\vec{v}^2}{2} \right) \operatorname{div}(\vec{v}) \right] d\theta, \end{aligned} \quad (15)$$

где  $P = \begin{pmatrix} P_{xx} & P_{yx} & P_{zx} \\ P_{xy} & P_{yy} & P_{zy} \\ P_{xz} & P_{yz} & P_{zz} \end{pmatrix}$  — тензор поверхностных сил давления.

Так как объем интегрирования один и тот же для всех членов, то все интегралы можно объединить в один общий интеграл и записать интегральное уравнение в виде

$$\int_V \left\{ \frac{d}{d\tau} \left[ \rho \left( e + \frac{\vec{v}^2}{2} \right) \right] - \rho \vec{f}_m \cdot \vec{v} - \operatorname{div} (P \vec{n} \cdot \vec{v}) - \operatorname{div} \vec{q}_f - q_m - q_R + \left[ \rho \left( e + \frac{\vec{v}^2}{2} \right) \operatorname{div} (\vec{v}) \right] \right\} d\theta = 0, \quad (16)$$

Из свойств интеграла отсюда следует, что подынтегральная функция равна нулю. Тогда получаем

$$\frac{d}{dt} \left[ \rho \left( e + \frac{\vec{v}^2}{2} \right) \right] = \rho \vec{f}_m \cdot \vec{v} + \operatorname{div} (P \vec{n} \cdot \vec{v}) + \operatorname{div} \vec{q}_f + q_m + q_R - \rho \left( e + \frac{\vec{v}^2}{2} \right) \operatorname{div} (\vec{v}). \quad (17)$$

Таким образом, из свойства подвижности (расширения) границы рассматриваемого объема следует возникновение двух членов уравнений: 1 — конвективной части для полной производной [1, 2, 4]:

$$\vec{v} \cdot \operatorname{grad} \left( \rho \left( e + \frac{\vec{v}^2}{2} \right) \right),$$

2 — возможность изменения полной энергии индивидуального объема жидкости в результате объемной деформации (сжатие или расширение):

$$\rho \left( e + \frac{\vec{v}^2}{2} \right) \operatorname{div} (\vec{v}).$$

При рассмотрении элементарных (достаточно малых) объемов границы объема считаются неподвижными, а потоки тепла и массы втекают или вытекают из данного элементарного объема.

Количество тепла, передаваемое в результате радиационного излучения,

$$dQ_2 = q_R \delta\theta d\tau. \quad (18)$$

Количество тепла, выделяемое в результате действия внутренних источников теплоты,

$$dQ_3 = q_m \delta\theta d\tau. \quad (19)$$

Через боковую поверхность индивидуального объема втекает или вытекает дополнительная масса жидкости, которая изменяет внутреннюю и кинетическую энергию. Поверхностную плотность потока данной энергии обозначим  $\vec{q}_4$ , Дж/(м<sup>2</sup>с),

$$\vec{q}_4 = \rho \vec{v} \left( e + \frac{\vec{v}^2}{2} \right). \quad (20)$$

Чтобы получить полное значение потока этой энергии, необходимо проинтегрировать (20) по поверхности индивидуального объема:

$$Q_4 = \pm \int_F \left[ \rho \vec{v} \left( e + \frac{\vec{v}^2}{2} \right) \right] \cdot \vec{n} d\sigma, \quad (21)$$

где  $\vec{n}$  — внешняя нормаль к поверхности  $\sigma$ . Вытекание некоторой массы из данного объема приводит к уменьшению энергии в рассматриваемом объеме. В этом случае знак (21) отрицательный. Другими словами, в этом случае  $\vec{v}_n \uparrow \vec{n} \uparrow$  параллельны,  $\vec{v}_n$  — проекция  $\vec{v}$  на направление вектора  $\vec{n}$ . И наоборот, производная  $dE/dt$  имеет положительный знак, когда некоторая масса жидкости втекает (прибывает) в данный объем, другими словами,  $\vec{v}_n \uparrow \vec{n} \downarrow$  антипараллельны.

Пусть конвективная масса входящая. Применяя формулу Остроградского-Гаусса к (21), получим:

$$Q_4 = - \int_V \operatorname{div} \left[ \rho \vec{v} \left( e + \frac{\vec{v}^2}{2} \right) \right] d\theta \quad (22)$$

или в случае достаточно малого объема:

$$dQ_4 = -\delta\theta \operatorname{div} \left[ \rho \vec{v} \left( e + \frac{v^2}{2} \right) \right]. \quad (23)$$

Подставляя (10, 18, 19, 23) в (1), получим:

$$\delta\theta\rho \frac{\partial}{\partial\tau} \left( e + \frac{v^2}{2} \right) = \delta\theta\rho \vec{f} \cdot \vec{v} + \delta\theta \operatorname{DIV} (P\vec{n} \cdot \vec{v}) - \delta\theta\rho \operatorname{div} \left[ \vec{v} \left( e + \frac{v^2}{2} \right) \right] + \delta\theta \operatorname{div} (\lambda \operatorname{grad} t) + \delta\theta q_R + \delta\theta q_m. \quad (24)$$

Распишем первый член во второй строчке (24):

$$\operatorname{div} \left[ \vec{v} \cdot \left( e + \frac{v^2}{2} \right) \right] = \left( e + \frac{v^2}{2} \right) \cdot \operatorname{div} \vec{v} + \vec{v} \cdot \nabla \left( e + \frac{v^2}{2} \right). \quad (25)$$

Подставив это в (24), получим:

$$\begin{aligned} \delta\theta\rho \frac{\partial}{\partial\tau} \left( e + \frac{v^2}{2} \right) + \delta\theta\rho \vec{v} \cdot \operatorname{div} \left( e + \frac{v^2}{2} \right) &= \delta\theta\rho \vec{f} \cdot \vec{v} + \delta\theta \operatorname{DIV} (P\vec{n} \cdot \vec{v}) - \\ &- \delta\theta\rho \left( e + \frac{v^2}{2} \right) \cdot \operatorname{div} \vec{v} + \delta\theta \operatorname{div} (\lambda \operatorname{grad} t) + \delta\theta q_R + \delta\theta q_m. \end{aligned} \quad (26)$$

Выражение

$$\frac{\partial}{\partial\tau} \left( e + \frac{v^2}{2} \right) + \vec{v} \cdot \nabla \left( e + \frac{v^2}{2} \right) = \frac{d}{d\tau} \left( e + \frac{v^2}{2} \right) \quad (27)$$

имеет вполне определенные физический и математический смыслы и называется полной производной от полной энергии по времени. Механизм данного определения рассмотрен в курсах механики газа и жидкости [2–4]. Подставляя (27) в (26) и сокращая на величину элементарного объема, как одинакового во всех членах множителя, получим закон сохранения энергии для индивидуального малого движущегося объема в дифференциальной форме (в наиболее полной ее форме). Следовательно, с учетом работы поверхностных и массовых сил, потока тепла по закону Фурье, радиационного излучения тепла, выделения тепла в результате действия химических источников энергии и конвективного переноса энергии

$$\rho \frac{d}{d\tau} \left( e + \frac{v^2}{2} \right) = \rho \vec{f} \cdot \vec{v} + \operatorname{DIV} (P\vec{n} \cdot \vec{v}) - \rho \left( e + \frac{v^2}{2} \right) \cdot \operatorname{div} \vec{v} + \operatorname{div} \vec{q}_f + q_R + q_m. \quad (28)$$

В курсах м.ж.г. [1, 2, 4] установлено, что для несжимаемой жидкости  $\operatorname{div} \vec{v} = 0$ .

Когда жидкость идеальная и несжимаемая, то на основе формул (26), (28) получим закон сохранения энергии в следующем, более упрощенном виде:

$$\rho \frac{d}{d\tau} \left( e + \frac{v^2}{2} \right) = \rho \vec{f} \cdot \vec{v} - \operatorname{grad} p \cdot \vec{v} - p \operatorname{div} \vec{v} + \operatorname{div} (q_f) + \rho q_R + \rho q_m. \quad (29)$$

В законе сохранения энергии член

$$\pm \rho \left( e + \frac{v^2}{2} \right) \cdot \operatorname{div} \vec{v}, \quad (30)$$

который выражает зависимость изменения энергии от объемной деформации (расширения или сжатия), часто не описывается во многих известных и доступных нам источниках. Поэтому мы посчитали уместным рассмотреть более подробный вывод этих уравнений. Отмечаем, что в общепринятых классических изложениях не акцентируется внимание на том, что для несжимаемой жидкости условие  $\operatorname{div} \vec{v} = 0$  используется дважды: 1) — при пренебрежении членом (30); 2) — при упрощении  $\operatorname{DIV} (P\vec{n} \cdot \vec{v})$ , когда расписывается тензор напряжения на основе реальных моделей для трения.

Уравнение (17) совпадает с уравнением (28). Отсюда следует, что интегральное и дифференциальное рассмотрения идентичны только в двух случаях: 1) когда внешняя подвижная граница для ко-

нечного объема расширяется, а для малого дифференциального объема конвективный поток энергии и массы является входящим, прибывающим; 2) когда внешняя подвижная граница для конечного объема уменьшается, а для малого дифференциального объема конвективный поток энергии и массы является выходящим, убывающим. Идентичность наступает только в том случае, когда скорость расширения внешней границы конечного объема  $\vec{v}_F$  равна скорости движения жидкости (скорость втекания или вытекания) через внешнюю поверхность  $F - \vec{v}_g$ . Если эти скорости различны, то в формулах (11–17) будет фигурировать относительная скорость  $\vec{v} = \vec{v}_g - \vec{v}_F$ . На основе этого можно смоделировать течение жидкости через пористые поверхности. Когда для конечного объема внешняя граница движется вовнутрь, следовательно, объем уменьшается. На наш взгляд, мы это рассматриваем впервые, судя только по доступным для нас источникам.

Отсюда следует, что конвективное течение жидкостной среды через неподвижную внешнюю границу (в случае дифференциального подхода) эквивалентно (аналогично) изменению массы сплошной среды внутри рассматриваемого объема, которое возникает в результате изменения (расширения или сжатия) внешней границы (оболочки) данного рассматриваемого объема сплошной среды при постоянной плотности среды (в случае интегрального подхода). Когда внешняя граница подвижного конечного объема сжимается, в формуле (12) второй дивергентный член будет со знаком (–). В то же время, когда конвективный поток тепла и массы из малого объема убывает, вытекает, то в формулах (21), (22) в правой части будет знак минус. В этом случае объединение двух членов в (27) уже не будет иметь место. Отсюда следует, что понятие полной индивидуальной производной скалярной субстанции можно дополнить мыслью о том, что в формуле (27) второй дивергентный член

можно использовать и со знаком (–), т.е. использовать в виде  $\pm \vec{v} \cdot \text{grad} \left( e + \frac{v^2}{2} \right)$ . Например, для ска-

лярной величины  $\rho$  полную (субстанциональную) производную (с учетом знака  $\vec{v}$ ) можно записать в виде  $\frac{d\rho}{d\tau} = \frac{\partial\rho}{\partial\tau} \pm \vec{v} \cdot \text{grad}(\rho)$ . Результат, показывающий уточненный подход к учету знаков для членов в правой части в формуле (1), является, на наш взгляд, теоретически более правильно обоснованным и логически последовательным, чем когда данный же результат выводится на основе свойств малого индивидуального объема и рассматриваются только разности между входящими и выходящими тепловыми (и массовыми) потоками из этого индивидуального малого объема [3, 6] (рис. 3). В этих изложениях знаки для  $(\pm) dE/d\tau$  также получаются, на первый взгляд, правильными. Однако ограничение в том, что тепловые потоки должны быть насквозь проходящими через рассматриваемый индивидуальный объем (рис. 3). Когда входящий поток больше, чем выходящий, получается знак (+). А когда выходящий поток больше, чем входящий, знак в производной получается отрицательный (–), следовательно, внутренняя энергия в рассматриваемом объеме уменьшается [3, 6].

Рассмотрим, как вычисляется  $dq_f$  в работах [3, 6]:

$$dq_f = (q)_x - (q)_{x+dx} = (q)_x - \left[ (q)_x + \left( \frac{\partial q}{\partial x} \right)_x dx \right] = - \left( \frac{\partial q}{\partial x} \right)_x dx. \tag{31}$$

Знак (–) в (31) исчезает при перемножении на знак (–) в градиенте (6).

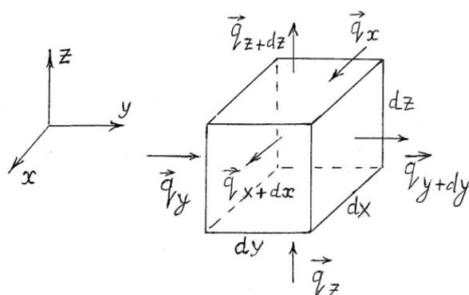


Рисунок 3. Входящие и выходящие потоки тепла в элементарном объеме  $dv = dx dy dz$  [3, 6]

Однако такое рассмотрение имеет следующий противоречивый момент. Когда в сторону возрастания  $X$  тепловой поток убывает, необходимо, чтобы  $\partial q$  имел знак  $(-)$  изначально (априори). Но тогда правая часть (31) будет со знаком  $(+)$ . В итоге окажется, что даже при поступающем в объем тепловом потоке  $dq_f$  знак  $(-dE/d\tau)$  будет показывать уменьшение энергии в этом объеме по формуле (6). Вторым недостатком: данный метод вывода искомых уравнений не позволяет рассмотреть случай, когда, например, со всех сторон боковых граней параллелепипеда все тепловые потоки только входят или же все тепловые потоки только выходят из этого объема через его боковые грани. Другими словами, в этом случае достаточно сложно обосновать корректный переход от формул (4–6) к формуле (28) с учетом изменения знаков.

Поэтому мы предлагаем предпочтение отдавать выводу, изложенному здесь и основанному на свойствах конечного объема сплошной среды при подвижных внешних границах, на свойствах объемных и поверхностных интегралов, а также на свойствах векторных полей и их потоков [7]. Изложенные здесь материалы использовались на лекционных занятиях авторов. Идея статьи может быть продолжена. В дальнейшем мы планируем рассмотреть варианты, когда внешняя граница расширяется с одной скоростью и в то же время через эту (подвижную границу) проходят векторные потоки (массы, энергии, импульса) с другой скоростью. Эти скорости различны. Тогда в формулах (11), (24) появятся дополнительные члены. Но это материал следующей нашей статьи.

В [8] получена формула для закона изменения плотности вероятности квантовой частицы:

$$\frac{\partial P(r, \tau)}{\partial \tau} + \operatorname{div} S(r, \tau) = 0, \quad (32)$$

где  $P(r, \tau)$  — плотность вероятности по координатам для квантовой частицы,  $S(r, \tau)$  — плотность потока вероятности квантовой частицы по координатам. Делая ссылку на приведенный в [8] вывод, отметим только, что при выводе (32) используется свойство формул (8,9) и такой же закон учета знаков, как и в формуле (1). Значит, свойства векторных потоков через поверхность, законы перехода от поверхностных интегралов к объемным играют определяющую роль во многих фундаментальных физических процессах. Уравнение (32) имеет аналогию с уравнением неразрывности, закона сохранения массы в механике жидкости и газа. Именно переход от объемного интеграла к поверхностному привел к понятию и определению потока плотности вероятности  $S(r, \tau)$ .

### Выводы

1. Рассмотрен вывод уравнения сохранения энергии для конечного подвижного объема с учетом работы массовых и поверхностных сил, потока тепла Фурье, конвективного и радиационного потоков энергии и потока энергии в результате действия химических источников.

2. Установлены условия для входящих или же выходящих векторных потоков для физических субстанций, при которых выводы уравнений для конечного объема с подвижными внешними границами и для уравнения малого индивидуального объема (при неподвижных границах) приводят к идентичным, совпадающим результатам.

3. Физический закон возрастания или убывания энергии в заданном объеме совпадает с математическими свойствами поверхностных интегралов и свойствами векторных полей в пространстве, может правильно ими описываться.

### References

- 1 Loitsyansky L.G. Fluid and gas mechanics. — Moscow: Drofa, 2003. — 840 p.
- 2 Anderson J.D. Fundamentals of Aerodynamics. — NY, 2004. — 3rd ed. — 912 p.
- 3 Issachenko V.P., Osipova V.A., Sukomel A.S. Heat transfer. — Moscow: Energiya, 1975. — 488 p.
- 4 Haberman R. Applied partial differential equations with Fourier Series and Boundary Value problems. — New Jersey, 2004. — 769 p.
- 5 Karamcheti K. Principles of ideal-fluid Aerodynamics. — California, 1980. — 636 p.
- 6 Schlichting H., Gersten K. Grenzschicht theorie. — Berlin: Springer, 2006. — 803 p.
- 7 Finikov S.P. A course of differential geometry. — Moscow: GITTL, 1952. — 343 p.
- 8 Schiff L. Quantum mechanics. — Moscow: IL., 1957. — 475 c.

Т.А.Жакатаев, К.Ш.Какимова

### **Шектелген өзгермелі және кіші көлемде энергияның сақталу теңдеуін қорытуға байланысты қосымша пікір**

Қозғалмалы шектелген көлемдегі энергияның сақталу заңы интегралдық тұрғыдан қорытылды. Массалық, беттік күштердің жұмыстары, химиялық энергияның әсері, Фурье, конвективтік жылу ағындары ескерілген. Энергияның сақталу заңы шектелген көлемдегі шекарасы қозғалатын немесе кіші дифференциалдық көлемде шекарасы қозғалмайтын екі жағдайда қарастырылған. Көлемнен шығатын немесе кіретін векторлы ағындар қай кезде бірдей нәтиже беретіні анықталған. Энергияның өсетін немесе кемитін физикалық заңдылығы беттік интегралдың, кеңістіктегі векторлы шамалардың қасиеттерімен дұрыс сипатталатыны көрсетілген. Жылдамдықтың дивергенциясы толық энергия өзгерісіне әсер ететіні көрсетілген.

T.A.Zhakatayev, K.Sh.Kakimova

### **Comment to a conclusion of the energy conservations law for final mobile and small individual volume of the continuous environment**

The equations conclusion of energy conservation for final mobile volume taking into account work of mass and superficial forces, a stream of heat of Fourier, convective and radiating streams of energy and an energy stream as a result of action of chemical sources is considered. Conditions for entering or leaving vector streams for physical substances are established at which conclusions of the equations for final volume with mobile external borders and for the equation of small individual volume (at motionless borders) lead to identical, conterminous results. The physical law of increase or energy decrease in the set volume coincides with mathematical properties of superficial integrals and properties of vector fields in space, can correctly be.

И.В.Родионов

*Саратовский государственный технический университет им. Ю.А.Гагарина, Россия  
(E-mail: iv.rodionov@mail.ru)*

## **О физико-технических возможностях получения и биомедицинских особенностях применения электретных оксидных покрытий на металлических имплантатах для чрескостного остеосинтеза**

В статье показана принципиальная возможность получения открытопористых металлооксидных покрытий с электретным состоянием на чрескостных ортопедических имплантатах для внешнего остеосинтеза. Раскрыты физические и технологические подходы к созданию электретно-модифицированных оксидных покрытий с высокими показателями биосовместимости и повышенным уровнем биомедицинских свойств. Отмечена роль электретных оксидных покрытий на остеointеграционную способность и тромборезистентность поверхности металлических имплантатов. Рассмотрены физические особенности методов электризации при их использовании в технологическом процессе изготовления стальных и титановых имплантатов с биосовместимыми металлооксидными покрытиями.

*Ключевые слова:* электретные оксидные покрытия, металлические имплантаты, металлооксиды, электризация,  $\beta$ -облучение, окисление.

Стержневые металлические имплантаты эффективно применяются в аппаратах внешнего чрескостного остеосинтеза при травматолого-ортопедическом лечении переломов и исправлении деформаций костей опорно-двигательного аппарата [1]. Такие имплантаты, называемые остеофиксаторами, как правило, выполняются из нержавеющей стали 12Х18Н9Т, 12Х18Н10Т и титановых сплавов ВТ6, ВТ16, которые обладают требуемыми медико-техническими характеристиками.

Для обеспечения высокой прочности закрепления ортопедических имплантатов в кости и, соответственно, для создания повышенной жесткости фиксации аппарата остеосинтеза на костных отломках на поверхности металлических стержней формируются открытопористые биосовместимые покрытия, обладающие способностью интеграционного взаимодействия с костью. Материалами таких покрытий часто являются кальцийфосфатные соединения, углерод, биоинертные стекла, нетоксичные оксиды металлов и др. [1–4]. Последние материалы, относящиеся к классу металлооксидной керамики, представляют наибольший практический интерес ввиду отсутствия необходимости их отдельного синтеза для последующего нанесения на имплантаты, технологической простоты получения, а также применения технически несложного и доступного оборудования.

Получение открытопористых металлооксидных покрытий с качествами биосовместимости на чрескостных имплантатах-остеофиксаторах заключается в окислении предварительно пескоструйно-обработанной (шероховатой) поверхности изделий при взаимодействии с различными реакционными средами — водными электролитами и кислородосодержащими газами [5–9].

Перспективным направлением технологии имплантационных оксидных покрытий является создание поверхностных металлооксидов, которые должны обладать не только качествами биологической совместимости, но и способностью стимуляции репаративного остеогенеза в зоне имплантации для ускорения остеointеграции стержней и сокращения сроков их приживления. Усиление фактора роста кости может достигаться за счет придания металлооксидным покрытиям, имеющим диэлектрический характер, остеостимулирующих свойств, проявляемых при электризации таких покрытий с созданием в них электретного (электрически заряженного) физического состояния [10–13]. При этом ввиду того, что костная ткань имеет естественный отрицательный заряд, целесообразно придавать металлооксидному покрытию состояние отрицательного электрета, тем самым приблизить физические свойства покрытия к физическим свойствам кости. Кроме того, в современной медицине все больший интерес вызывают исследования, связанные с влиянием электрического заряда и квазистатического (медленно изменяющегося) поля диэлектрических имплантационных материалов на повышение их биомедицинских характеристик, в частности, за счет придания материалам тромборезистентности. При этом учитывается наличие природного отрицательного заряда клеток тромбоцитов, что дает возможность, используя методы электризации диэлектрических покрытий различных имплантационных конструкций, придавать им электретное состояние с монополярным отрицательным

зарядом, обеспечивающим тромборезистентность [14]. Это позволяет исключить опасность тромбообразования, значительно улучшить трофику тканей и процессы регенерации, а также снизить до минимума вероятность отторжения имплантатов. Данный метод успешно используется в кардиохирургической практике при создании отрицательно-монополярного электрретного состояния искусственных клапанов сердца из стеклоглассера с высоким уровнем тромборезистентности [15].

Функционирование биоструктур организма характеризуется протеканием биоэлектрохимических процессов, которые сопровождаются образованием биопотенциалов, а также появлением биотоков, что приводит к спонтанному возникновению явлений поляризации биоструктур. За счет этого формируется их электрретное состояние и создаются собственные электрические поля, влияющие на процессы жизнедеятельности. Поэтому придание диэлектрическим металлооксидным покрытиям ортопедических имплантатов электрретного состояния приближает их свойства к свойствам биоструктур, улучшает процессы взаимодействия в системе «имплантат-кость» и стимулирует протекание остеоинтеграции. При этом поддерживаются процессы вещественного обмена, микроциркуляции биожидкостей, развивается регенерация кости без опасности тромбообразования в имплантационной зоне, воспалительных осложнений и отторжения имплантатов. Кроме того, на поляризованной поверхности оксидного покрытия могут протекать интенсивные сорбционные явления по отношению к витаминам, протеинам, антибиотикам, что обеспечивает ускоренное и эффективное приживание чрескостных имплантатов.

Формирование отрицательного заряда покрытий создается путем инжектирования электронов в глубь их структуры и закрепления в так называемых «электронных ловушках». В результате электрретное состояние металлооксидных покрытий возникает благодаря образованию зарядов в слоях их структуры. При этом сохранность заряда в поверхностных металлооксидах обеспечивается за счет множества присутствующих структурных микродефектов (не сплошностей) покрытий. В процессе электризации таких покрытий воздействием сильных электрических полей, коронного разряда, а также потока электронов указанные дефекты могут играть роль «электронных ловушек», способствующих эффективному формированию отрицательного монополярного заряда и созданию электрретного состояния.

Электрретное состояние диэлектрических покрытий может создаваться с использованием их внутренней, а также внешней релаксационной поляризации, для чего применяются такие способы, как термоэлектризация, короноэлектризация, фотоэлектризация, радиоэлектризация, механоэлектризация, трибоэлектризация [14, 15]. При этом необходимо учитывать, что оксидная керамика не обладает дипольной структурой, поэтому электризация металлооксидных покрытий осуществляется путем внешней поляризации за счет накопления зарядов в «ловушках» — структурных дефектах и микронесплошностях. Кроме того, из-за сложности формы и относительно небольших размеров чрескостных имплантатов, а также фотонепрозрачности их материалов и покрытий применение к ним механо-, трибо- и фотоэлектризации оказывается затруднительным либо невозможным, а термоэлектризация создает только слабые поверхностные заряды с коротким периодом существования квазистатического поля. Таким образом, для получения объемного гомополярного отрицательного заряда повышенного значения и увеличенной стабильности целесообразно использовать способы радиационной поляризации металлооксидных покрытий путем  $\beta$ -облучения, а также поляризации в условиях коронного разряда.

**Электризация путем  $\beta$ -облучения.** В данных условиях электрретное состояние покрытия возникает за счет воздействия на него потока быстрых электронов, причем способ реализуется как при действии электрического поля, так и в его отсутствие.

При действии электрического поля оксидированный имплантат размещается между двумя тонкими электродами, так что длина свободного пробега электронов превышает толщину покрытия и электроны  $\beta$ -облучения могут проникать насквозь (рис. 1). Электрическое поле, воздействующее на покрытие, имеет напряженность порядка 20 кВ/см, что вызывает направленное смещение свободных заряженных частиц и их закрепление в структурных «ловушках». Электронный поток с энергией около 10 МэВ формируется в ускорителе и выходит из его окна, где на расстоянии 0,1...0,3 мм располагается верхний электрод системы, имеющий вид сетки. В результате воздействия пронизывающих покрытие электронов на его поляризованную структуру в течение нескольких минут происходит усиление направленного смещения заряженных частиц и возрастание величины отрицательного заряда покрытия.

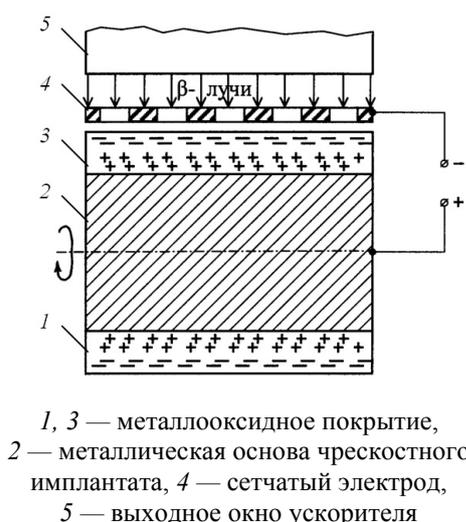


Рисунок 1. Радиоэлектризация с воздействием электрического поля

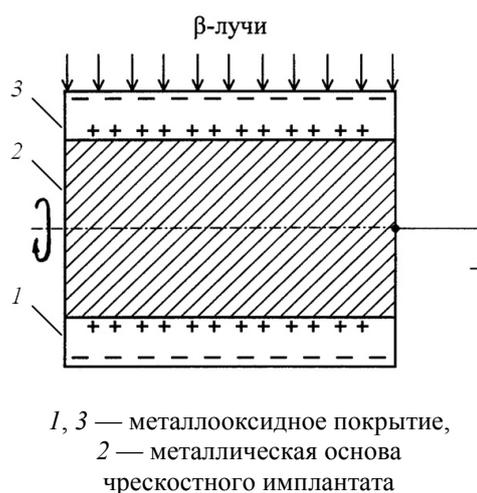


Рисунок 2. Радиоэлектризация без воздействия электрического поля

Без применения электрического поля радиационная электризация осуществляется при размещении имплантата с покрытием на электроде в вакуумной камере ускорителя, где создается электронный поток с энергией 2,5 МэВ (рис. 2).

Воздействие потока заключается в проникновении электронов на глубину до 0,4 мм, их закреплении в «ловушках» и формировании отрицательного заряда во внешнем слое покрытия с образованием положительного заряда на его внутренней приграничной поверхности. В результате  $\beta$ -облучения металлооксидное покрытие имплантатов приобретает гомополярный отрицательный заряд повышенной стабильности с продолжительностью существования от нескольких недель до нескольких месяцев. Величина плотности заряда составляет примерно  $10^{-8}$  Кл/см<sup>2</sup>, что близко соответствует плотности естественного заряда костной ткани. В этих условиях может происходить стимулирование процессов остеогенеза, ускорение остеоинтеграции электретных имплантатов и улучшение их приживляемости в кости.

**Электризация в условиях коронного разряда.** Применение методов поляризации для изготовления стержневых имплантатов-фиксаторов для внешнего остеосинтеза связано со значительными технологическими трудностями, в то же время коронное электризация по сравнению с указанными выше методами является технологически более простой и эффективной.

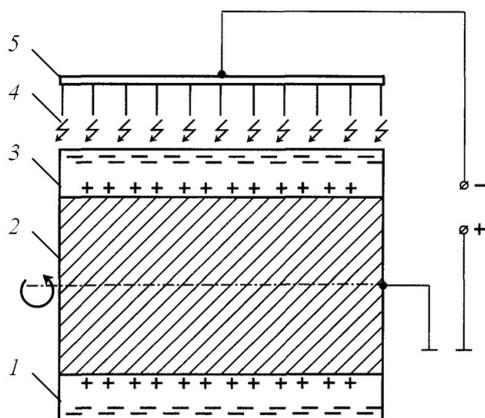
Сущность коронного электризации состоит в создании коронного разряда на поверхности оксидного покрытия с помощью поляризующих электродов в виде тонких игл либо струн, расположенных вблизи коронируемой поверхности. Приложенное к электродам повышенное напряжение создает за счет малой площади их поверхности большую напряженность электрического поля с высокой его неоднородностью, чем вызываются ионизация и пробой воздушного промежутка при низких значениях тока. Возникающий коронный разряд между самими поляризующими электродами и поверхностью покрытия формирует поток ионов и лавину электронов, направленную к покрытию и инжектирующую электроны в его поверхностный слой, при соединении покрытия с массой через металлический фиксатор (рис. 3).

В результате коронирования покрытия образуется гомополярный отрицательный заряд, формирующий стабильное электретное состояние поверхностного слоя.

Рассмотренные способы электризации путем  $\beta$ -облучения и коронирования проходят комплексное исследование их влияния на медико-биологические качества функциональных металлооксидных покрытий остеофиксаторов из титановых сплавов ВТ6, ВТ16 и нержавеющей хромоникелевой стали 12Х18Н9Т. На основе результатов исследования проводится отработка конструктивно-технологических параметров для создания технологии изготовления чрескостных ортопедических имплантатов с электретными покрытиями, обладающими высокими остеостимулирующими свойствами.

Электретное состояние металлооксидных покрытий значительно повышает их биоактивность, выражаемую в способности стимулирования процессов костеобразования и создании необходимого электростимуляционного фона для оптимизации репаративного остеогенеза. Электретно-модифицированные покрытия также способны проявлять высокую тромборезистентность, повышая уровень

безопасного приживления имплантатов с минимизацией возникновения воспалительных явлений окружающих биоструктур.



1, 3 — оксидное покрытие; 2 — металлическая основа имплантата;  
4 — коронные разряды; 5 — коронирующие иглы

Рисунок 3. Схема процесса коронизации металлооксидного покрытия чрескостных имплантатов

Получение электретных металлооксидных покрытий на стержневых чрескостных остеофиксаторах из нержавеющей стали и титановых сплавов медицинского назначения осуществляется путем последовательного выполнения ряда технологических операций, включающих предварительную обработку (подготовку) поверхности перед формированием покрытий, создание покрытий различными способами, электризацию сформированных покрытий (рис. 4).



Рисунок 4. Маршрутная технологическая схема изготовления чрескостных ортопедических имплантатов с электретными металлооксидными покрытиями

Предварительная обработка поверхности имплантатов осуществляется воздушно-абразивным воздействием путем пескоструйной обдувки корундовым абразивом для создания выраженной микрошероховатой структуры.

После пескоструйной обдувки шероховатые имплантаты обрабатываются методом ультразвуковой очистки в моющем растворе 40 г/л  $\text{Na}_3\text{PO}_4$  в течение 25–30 мин при частоте ультразвуковых колебаний  $f = 22$  кГц и интенсивности  $W = 1,2$  Вт/см<sup>2</sup> для удаления загрязнений различной химической природы.

Очищенные имплантаты промываются в дистиллированной воде для удаления компонентов моющего раствора и высушиваются в термощкафу до полного удаления влаги с поверхности.

Затем предварительно подготовленные изделия подвергаются процессу оксидирования с применением того или иного электрохимического либо газотермического способа получения оксидного биосовместимого покрытия [16–21].

Завершающим технологическим этапом обработки имплантатов с металлооксидными покрытиями является их модифицирование путем отрицательно-гомополярной электризации (методами радиоэлектризации, коронозлектризации, бомбардировки потоком электронов) для придания поверхности повышенной биоактивности, остеостимулирующих свойств и тромборезистентности.

## References

- 1 *Beydik O.V., Butovsky K.G., Ostrovsky N.V., Lyasnikov V.N.* Modeling external transosseous osteosynthesis. — Saratov: Saratov State Medical University, 2002. — 198 p.
- 2 *Biocompatible materials: Textbook / Edited by V.I. Sevastyanov, M.P. Kirpichnikova.* — Moscow: Medical Information Agency, 2011. — 544 p.
- 3 Russian Patent №107,473. Spoke for osteosynthesis with a bioactive coating / Bolbasov E.N., Tverdokhlebov S.I. Published on 20.08.2011.
- 4 *Stillman M.I.* Polymers biomedical applications. — Moscow: Academic Book, 2006. — 400 p.
- 5 *Rodionov I.V.* Investigation of the effect of gas-thermal and electrochemical properties of oxide coatings on metallic implants osseointegration / Ural Scientific Bulletin. — 2011. — № 9 (36), — P. 83–89.
- 6 *Rodionov I.V.* The technological process the creation of functional oxide coatings on medical implants made titanium and its alloys / Materials VII International Scientific konferentsiii "Science and Innovation - 2011". Přemysl, Poland: Science and Education. — Vol. 14. — P. 35-40.
- 7 *Rodionov I.V.* Biocompatibility parameters oxide coatings transosseous osteoclamps formed by thermal and electrochemical oxidation / Proceedings of the IV International scientific conference "European Science of XXI century - 2008." Prague: Publishing House «Education and Science» sro. Vol. 12. — P. 32–36.
- 8 *Rodionov I.V., Butovsky K.G., Annikov V.V., Haprova T.S., Frolova O.N.* Biointegrational quality coatings termo-oxides transosseous core metall clamps clinical trials // High Tech. — 2008. — № 8. — Vol. 9. — P. 57–66.
- 9 *Rodionov I.V.* Steam-thermal oxide coatings for titanium medical implants // Biomedical Engineering. — Vol. 46. — № 2. — P. 58–61.
- 10 *Kaem A.I.* Clinical and experimental study of a modified electret coating for dental implants. Dissertation the candidate of medical sciences. — Moscow, 2007. — 23 p.
- 11 *Ivashkevich S.G.* Clinical and laboratory study of dental implants coated electret type. Dissertation the candidate of medical sciences. — Moscow, 2007. — 27 p.
- 12 *Ivanov S.Yu., Bystrov Yu.A., Bychkov A.I., Ivashkevich S.G., Kaem A.I.* Application of the coating electret type in dental implantology as an opportunity to create a new implant with a biologically active surface // Russian Journal Gazette dental implantology. — 2004. — №1(5). — P. 24–29.
- 13 *Ivanov S.Yu., Bychkov A.I., Ivashkevich S.G., Kaem A.I.* Study effect of electret coating on the proliferative activity of stromal fibroblasts // Scientific and practical magazine (a supplement to the Nizhny Novgorod medical journal). — 2003. — P. 209–212.
- 14 *Gubkin A.N.* Electrets. — Moscow: Nauka, 1978. — 192 p.
- 15 *Goldade V.A., Pinchuk A.S.* Electret plastics: physics and materials science. — Minsk: Science and Technology, 1987. — 231 p.
- 16 Russian Patent for invention № 2322267. A method of producing a biocompatible coatings on implants of titanium and its alloys / Rodionov I.V., Butovsky K.G. Beydik O.V., Seryanov Yu.V. Published on 20.04.2008.
- 17 Russian Patent for invention № 2332239. A method of producing a biocompatible coating on titanium osteoclamps / Rodionov I.V., Butovsky K.G., Beydik O.V., Tkacheva A.V. Published on 27.08.2008.
- 18 *Rodionov I.V.* Functional characteristics biocovers received various kinds of high-oxidation metall implants // Engineering Physics. — № 1. — 2009. — P. 17–22.

19 Rodionov I.V. Technology for production of functional anodic oxide coatings on medical products made of titanium // Chemical Technology. — Vol. 11. — № 4. — 2010. — P. 239–244.

20 Rodionov I.V. Oxidation of medical implants in the combined-oxidizing inert gas mixture // Technology of living systems. — № 3. — 2010. — P. 14–22.

21 Russian Federation Patent №2412723. A method of producing an oxide coating on biocompatible implants transosseous stainless steel / Rodionov I.V., Butovsky K.G., Annikov V.V., Karpova A.I. Published on 27.02.2011.

И.В.Родионов

### **Сүйек арқылы остеосинтез үшін қажетті металдан жасалған қондырғыларға электрет оксид жамылғыштарын физика-техникалық мүмкіндіктері және олардың биомедициналық қолданудың ерекшеліктері жайлы**

Сыртқы остеосинтез үшін ортопедиялық қондырғылардың кеуекті металл мен оксид жамылғыларын алудың маңызды мүмкіндігі көрсетілген. Үйлесімдіктің биік көрсеткіштері және биомедициналық қасиеттердің үлкен деңгейімен электреттік түрлендірілген оксид жамылғыларын жасауда ашық физикалық және технологиялық жолдар көрсетіліп, кірігуге қабілеттілік, электреттік оксид жамылғыларының рөлі және металдық қондырғылардың бетінің тромб болатын қасиеттерінің әсер етуін атап өтілген. Технологиялық үдерісте құрыштан жасалған және үйлесімді металл мен оксид жамылғылары бар титан қондырғыларының электрлендіру әдістерінің физикалық ерекшеліктері қарастырылған.

I.V.Rodionov

### **On the physical and technical possibilities of obtaining and biomedical characteristics of electret oxide coatings on metallic implants for transosseous osteosynthesis**

The principal possibility of obtaining porous metal-oxide coating on the electret state of transosseous orthopedic implants for external fixation. Revealed the physical and technological approaches to the creation of modified electret oxide coatings with high biocompatibility and high level bio-medical properties. The role of electret oxide coatings on the osseointegration and the ability to manifest antithrombogenic properties of the surface metallic implants. The physical features of the methods electrification their use in the process of manufacturing steel and titanium implants with a biocompatible metal-oxide coatings.

И.В.Родионов

Саратовский государственный технический университет им. Ю.А.Гагарина, Россия  
(E-mail: iv.rodionov@mail.ru)

## Физические основы технологии термического оксидирования медицинских имплантатов

Выполнены экспериментальные исследования комплекса свойств функциональных металлооксидных покрытий, получаемых на исходных шероховатых поверхностях медицинских имплантатов из нержавеющей стали 12Х18Н9Т и титанового сплава ВТ16 способами воздушно-термического и паротермического оксидирования. Испытаниями *in vivo* установлено, что микропористые и морфологически гетерогенные термооксидные покрытия способствуют эффективному интеграционному взаимодействию имплантатов с костной тканью. Доказана принципиальная технологическая возможность получения и медицинского применения биосовместимых оксидных покрытий на стальных и титановых имплантатах при использовании различных реакционных окислительных сред — воздуха и перегретого водяного пара соответственно.

*Ключевые слова:* технология, термическое оксидирование, металлооксидные покрытия, реакционные окислительные среды, интеграционное взаимодействие.

### Введение

В настоящее время большой научно-практический интерес вызывают исследования физико-химических, механических и биологических свойств ряда металлооксидных соединений для получения биосовместимых покрытий, способных интегрироваться (срастаться) с костной тканью. Этот новый вид функциональных медицинских покрытий может с высокой эффективностью использоваться на различных технических системах и конструкциях имплантационного назначения, выполняемых из разных металлов и сплавов и применяемых в восстановительной медицине при лечении различных костных патологий опорно-двигательного аппарата и челюстно-лицевого отдела.

Оксидные биосовместимые покрытия, создаваемые на имплантатах различными методами термического оксидирования, защищают металлическую основу от коррозионного воздействия сред организма (кровь, лимфа, тканевая жидкость) благодаря электрохимическому защитному действию, существенно понижая склонность имплантатов к коррозии [1]. Пассивированные, коррозионно-стойкие имплантаты не вызывают длительных аллергических реакций организма, а также не оказывают токсикологического действия на окружающие биоструктуры, что относится к основным показателям биосовместимости имплантационных изделий. Данные свойства характеризуют инертность системы «имплантат–оксидное покрытие» к коррозионно-электрохимическому воздействию биожидкостей и во многом определяют продолжительность стабильного функционирования как ортопедических, так и стоматологических имплантатов.

Высокая прочность закрепления термооксидированных имплантатов в кости может обеспечиваться за счет создания оксидных покрытий со способностью эффективного физико-механического сцепления с прилегающей костью. Такая способность обусловлена наличием у металлооксидных покрытий системы элементов поверхности, характеризуемой выраженной шероховатостью и морфологической гетерогенностью. Структурно-гетерогенная, микропористая поверхность покрытий обеспечивает лучший контактный рост кости с более интенсивным протеканием тканевых реакций в сравнении с поверхностью, имеющей гладкий, однородный микрорельеф. Поэтому развитая оксидированная поверхность способствует, во-первых, активному прорастанию костных клеточных структур в поры и углубления оксидного слоя с протеканием процесса остеointegrации имплантатов, во-вторых, направленной регенерации кости и ускоренному остеогенезу [2].

Указанные особенности металлооксидных покрытий позволяют окружающим биоструктурам успешно адаптироваться к вживляемым имплантационным системам без протекания выраженных реакций отторжения.

Важной и актуальной проблемой эффективного применения термически оксидированных металлических имплантатов в челюстно-лицевой хирургии, травматологии и ортопедии является обоснованный выбор оптимальных параметров поверхностной структуры металлооксидных покрытий для обес-

печения их прочной взаимосвязи с окружающей костной тканью. Данная взаимосвязь может быть достигнута преимущественно за счет макро- и микроинтеграционного взаимодействия имплантируемых медико-технических конструкций с костью. При этом необходимо, чтобы сформированное на поверхности имплантатов металлооксидное биосовместимое покрытие обладало выраженной гетерогенной структурой с наличием большого количества открытых пор, размер которых должен обеспечивать нормальное проникновение костных клеток с последующим зарастанием всей поверхности костным регенератом. Так, для высокоэффективной остеоинтеграции медицинских имплантатов пористая структура оксидного слоя должна характеризоваться следующими параметрами: величиной суммарной открытой пористости на уровне 30–60 %, размером пор 20–200 мкм, глубиной пор 10–100 мкм.

Микропористые биосовместимые поверхности стимулируют репаративный остеогенез и обладают высокими osteoconductive свойствами. Наличие большого количества открытых пор приводит к существенному возрастанию величины удельной поверхности имплантатов, способствует адсорбции увеличенного количества адгезивных белков, ускоряет миграционные клеточные механизмы и транспортные биохимические системы, создавая оптимальные условия для образования новой костной ткани [3–5].

В настоящее время термические металлооксидные покрытия представляют большой практический интерес при их использовании на стальных (12X18H9T, 12X18H10T) и титановых (BT1–0, BT1–00, BT6, BT16) имплантатах. Формирование данных покрытий может осуществляться в специализированных электронагревательных устройствах (электропечи сопротивления, установки индукционного нагрева, печи паротермической обработки) с применением различных реакционных окислительных сред, представляющих воздух, перегретый водяной пар, смеси инертных и окисляющих газов [6–8].

Термическое модифицирование поверхности имплантатов с помощью процессов окислирования позволяет придать им повышенные механические показатели за счет формирования на поверхности тонкого слоя собственных оксидов металлов, входящих в химический состав металлической основы. Образующиеся на поверхности металлооксидные соединения в виде покрытия отличаются от металла основы повышенными механическими, физическими и антикоррозионными характеристиками, а также способностью длительное время сохранять свои функциональные свойства без разрушения металлооксидной матрицы.

Наиболее распространенными способами термического окислирования являются воздушно-термическое и паротермическое окислирование, предполагающие использование в качестве реакционной технологической среды воздух и перегретый водяной пар соответственно.

Поэтому целью работы являлось исследование возможности получения на металлических имплантатах микропористых воздушно-термических и паротермических оксидных покрытий, способных срастаться с костной тканью.

#### Методика исследования

Образцами являлись имплантаты-остеофиксаторы в виде винтовых стержней для чрескостного остеосинтеза длиной 35 мм и диаметром 3 мм, изготовленные путем токарной обработки прутков из нержавеющей стали 12X18H9T (ГОСТ 5632–72) и титанового сплава BT16 (ГОСТ 19807–74).

Подготовка поверхности образцов перед термической обработкой проходила в несколько этапов, включающих пескоструйную обработку корундовым абразивом для получения исходной микрошероховатости, ультразвуковое обезжиривание в моющем растворе, промывку и сушку (рис. 1).

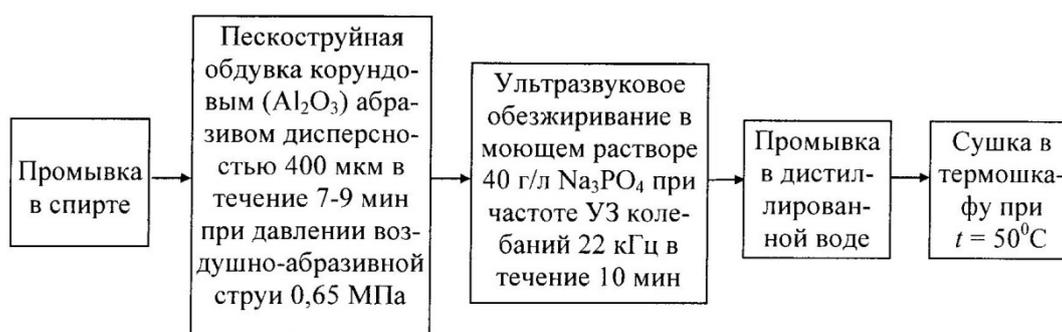


Рисунок 1. Схема операций предварительной обработки поверхности образцов

Термическая обработка проводилась с использованием двух способов: воздушно-термического и паротермического оксидирования.

Воздушно-термическое оксидирование проводилось для стальных образцов и осуществлялось в лабораторной трубчатой электропечи сопротивления со свободным доступом воздуха в ее рабочий объем. При воздушно-термическом оксидировании применялись температуры обработки 400 и 500 °С с продолжительностью 0,5 ч при каждой температуре. Образование покрытия происходило за счет взаимодействия стальной основы с кислородом воздуха при определенной температуре в печи. В результате такого реакционного взаимодействия на обрабатываемой поверхности формировались металлооксидные соединения, которые придавали ей комплекс повышенных физико-химических и механических свойств, отличных от свойств основного металла. Происходило термическое модифицирование поверхностных слоев образцов при сохранении химического состава и свойств основной металлической матрицы. За счет термохимических процессов фазообразования осуществлялось формирование на поверхности воздушно-термического металлооксидного покрытия без использования дополнительных материалов для получения покрытия.

Паротермическое оксидирование проводилось для титановых образцов в камерной электропечи экспериментальной нагревательной установки при температурах 550 и 650<sup>0</sup>С и выдержке 2 ч в атмосфере перегретого водяного пара. Паровая реакционная среда подавалась в камеру печи установки под давлением 1,2–1,3 атм, которое поддерживалось на протяжении всей продолжительности оксидирования. Получение термооксидных покрытий происходило в условиях взаимодействия поверхности титановых образцов с реакционными компонентами парогазовой среды, в результате чего формировались поверхностные металлооксидные системы определенной толщины и структуры.

К числу наиболее важных характеристик исследуемых термооксидных покрытий относились фазовый состав, толщина, шероховатость поверхности, пористость и морфология.

Определение фазового состава покрытий проводилось методом рентгенофазового анализа с помощью дифрактометра ДРОН-4, снабженного рентгеновской трубкой с медным анодом, в  $\text{CuK}_\alpha$ -излучении при сканировании брэгговского угла со скоростью 2 град/мин. Идентификация фаз на получаемых дифрактограммах осуществлялась с помощью данных картотек ASTM и JCPOS (1985 г.).

Толщина получаемых покрытий определялась с помощью цифрового толщиномера типа ТТ230.

Шероховатость поверхности формируемых покрытий исследовалась профилометрическим методом измерения параметров микронеровностей  $R_a$ ,  $R_{\max}$ ,  $S_m$  с применением микропроцессорного профилографа-профилометра «Калибр-117071».

Морфологические характеристики термомодифицированной поверхности изучались методом бесконтактного определения размерных параметров выступающих частиц и имеющих углублений, включая поры. Для таких измерений и обработки их результатов использовался анализатор изображений микроструктур АГПМ-6М с микроскопом «Биолам» и цифровой камерой Sony, а также специальная компьютерная программа, объединенные в эффективный оптико-компьютерный комплекс, позволяющий бесконтактным методом определять размерные параметры морфологии получаемых термооксидных покрытий.

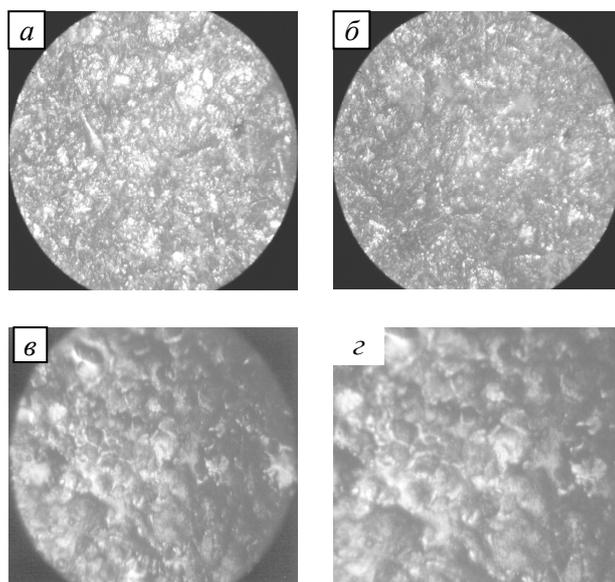
Для выполнения экспериментально-клинических испытаний термооксидированных стальных и титановых образцов использовались лабораторные животные (кролики породы «серый великан»), которым в большеберцовые кости на 50 суток устанавливались имплантаты. В период имплантации выполнялись наблюдения за функционированием образцов в организме, проводились лабораторные медико-биологические исследования. После удаления образцов с помощью оптической микроскопии оценивалось влияние микропористой структуры их воздушно-термических и паротермических оксидных покрытий на характер взаимодействия с костной тканью.

#### *Результаты исследования и их анализ*

При исследовании характеристик термооксидированных поверхностей стальных и титановых образцов было установлено, что покрытия на стали 12Х18Н9Т, полученные способом воздушно-термического оксидирования, имеют в основном четырехфазную структуру, включающую интерметаллид  $\text{FeNi}$ , Fe, оксиды  $\text{Ti}_2\text{O}_3$  и  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ . Оксиды Cr и Ni присутствовали в покрытии в весьма малых, «следовых» количествах, что, вероятнее всего, связано с высокой жаростойкостью этих элементов, а также трудностью идентификации некоторых слабоинтенсивных дифракционных линий при рентгенофазовом анализе. Покрытия на титановом сплаве ВТ16, созданные паротермическим оксидирова-

нием, характеризовались фазовым составом, включающим в основном нестехиометрический диоксид  $TiO_2$  с наличием весьма малого содержания низших оксидов  $Ti_2O_3$  и  $Ti_3O_5$ .

При профилометрическом исследовании и оптико-микроскопическом анализе установлено, что рельеф и морфологическая структура поверхности покрытий стальных и титановых образцов носят геометрически развитый характер, что является следствием формирования термических металлооксидных слоев на предварительно пескоструйно обработанных металлических поверхностях, имеющих исходную выраженную микрошероховатость. Образование и рост покрытий на таких микрошероховатых поверхностях происходит по принципу копирования профиля рельефа исходной поверхности основы профилем рельефа получаемых оксидных покрытий. В результате создается морфологически развитое шероховатое покрытие с гетерогенной поверхностной структурой, имеющей многочисленные микронеровности, включая открытые поры, углубления и частицы различного размера (рис. 2). Такая структура термооксидированных поверхностей является благоприятной для проникновения костных клеток в микронеровности, образованных частицами оксидов, и может обеспечить эффективное взаимодействие медицинских имплантатов с прилегающей костной тканью.



- a* — воздушно-термическое оксидирование стальных образцов при  $t = 400\text{ }^\circ\text{C}$ ,  $\tau = 0,5\text{ ч}$ ;  
*б* — воздушно-термическое оксидирование стальных образцов при  $t = 500\text{ }^\circ\text{C}$ ,  $\tau = 0,5\text{ ч}$ ;  
*в* — паротермическое оксидирование титановых образцов при  $t = 550\text{ }^\circ\text{C}$ ,  $\tau = 2\text{ ч}$ ;  
*г* — паротермическое оксидирование титановых образцов при  $t = 650\text{ }^\circ\text{C}$ ,  $\tau = 2\text{ ч}$

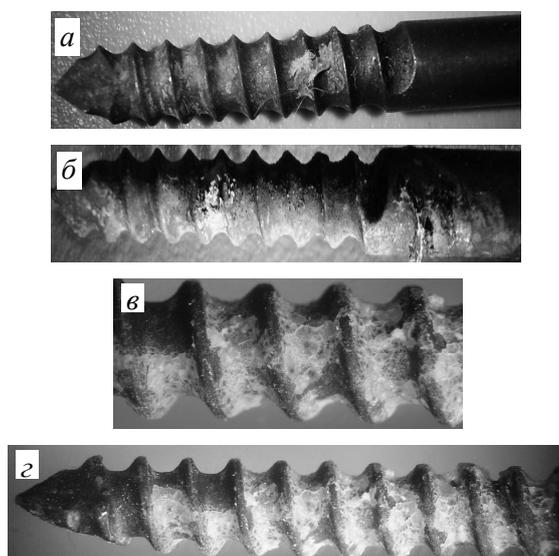
Рисунок 2. Гетерогенная поверхностная структура термооксидных покрытий, полученных на стальных (12Х18Н9Т) и титановых (ВТ16) образцах различными способами оксидирования ( $\times 300$ )

Так, величина суммарной открытой пористости у воздушно-термических оксидных покрытий на стальных образцах достигала 34 % при наибольшей температуре обработки, у паротермических покрытий на титановых образцах она составляла 60 % при максимальном выбранном значении температуры оксидирования (табл.). При этом шероховатость термооксидированной поверхности нержавеющей стали 12Х18Н9Т характеризовалась несколько меньшими значениями параметров микронеровностей в сравнении с термооксидированной поверхностью титанового сплава ВТ16, что связано с разнотолщинностью покрытий, получаемых различными способами оксидирования (табл.). При больших значениях толщины металлооксидов, получаемых при повышенных температурах и продолжительности термического модифицирования, в покрытиях возникают значительные внутренние напряжения, из-за которых происходит микрорастрескивание оксидных слоев и, как следствие, повышение степени шероховатости и морфологической гетерогенности поверхности. Данное явление образования микротрещиноватой и открытопористой структуры термооксидных покрытий является благоприятным для эффективного физико-механического взаимодействия поверхности оксидированных медицинских имплантатов с прилегающей костной тканью и обеспечивает интеграционный тип связи в биотехнической системе «имплантат с оксидным покрытием–кость».

**Характеристики термооксидных покрытий, полученных различными способами оксидирования имплантатов**

Способ термооксидирования	Материал имплантатов	Режимы обработки			Характеристики покрытий							
		$p_{\text{среды}}$ , атм	$t$ , °С	$\tau$ , ч	фазовый состав	толщина, мкм	пористость, %	размер пор, мкм	размер частиц, мкм	Шероховатость, мкм		
										$R_a$	$R_{max}$	$S_m$
Воздушно-термическое	Сталь 12Х18Н9Т	норм.	400–500	0,5	Fe, Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub> , FeNi, Ti <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	25–40	29–34	28–30	15–20	1,1–1,4	5,6–5,8	~8
Паротермическое	Титановый сплав ВТ16	1,2–1,3	550–650	2	TiO <sub>2</sub> , Ti <sub>2</sub> O <sub>3</sub> , Ti <sub>3</sub> O <sub>5</sub>	55–80	35–60	35–40	18–25	1,2–1,6	5,4–6,3	10–18

Путем проведения испытаний *in vivo* на лабораторных животных (кроликах) установлено, что стержневые титановые и стальные имплантаты без термического оксидного покрытия (контрольная группа образцов) не проявили способность к интеграционному взаимодействию с костной тканью по истечении 50 суток клинического испытания. На поверхности таких имплантатов отсутствовал костный регенерат, не происходило прочного соединения кости с металлической поверхностью стержней без открытопористого шероховатого покрытия. Имплантаты контрольной группы характеризовались низкой прочностью закрепления в костной ткани, с течением времени подвергались расшатыванию с проявлением воспаления окружающих тканей.



- a* — имплантат из стали 12Х18Н9Т с воздушно-термическим оксидным покрытием, сформированным при  $t = 400$  °С и  $\tau = 0,5$  ч;  
*б* — имплантат из стали 12Х18Н9Т с воздушно-термическим оксидным покрытием, сформированным при  $t = 500$  °С и  $\tau = 0,5$  ч;  
*в* — имплантат из титанового сплава ВТ16 с паротермическим оксидным покрытием, сформированным при  $t = 550$  °С и  $\tau = 2$  ч;  
*г* — имплантат из титанового сплава ВТ16 с паротермическим оксидным покрытием, сформированным при  $t = 650$  °С и  $\tau = 2$  ч  
(на поверхности термооксидированных имплантатов присутствует костный регенерат)

Рисунок 3. Внешний вид винтовой части опытных стержневых имплантатов с термооксидными покрытиями, полученными различными способами оксидирования, после испытаний *in vivo*

Термооксидные покрытия с микропористой структурой, сформированные на стальных и титановых образцах различными способами оксидирования, обеспечили в различной степени выраженную интеграцию поверхности имплантатов с костной тканью. При использовании стальных имплантатов с воздушно-термическим оксидным покрытием, полученным при  $t = 400\text{ }^{\circ}\text{C}$  и  $\tau = 0,5\text{ ч}$ , наблюдалось некоторое физико-механическое взаимодействие имплантатов с костью, о чем свидетельствуют взаимосвязанные с покрытием костные фрагменты, выявленные на поверхности имплантатов после их удаления из организма лабораторных животных (рис. 3а). Стальные имплантаты с воздушно-термическим оксидным покрытием, созданным при повышенной температуре обработки, составляющей  $t = 500\text{ }^{\circ}\text{C}$ , проявили более высокую остеointеграционную способность, в результате которой на поверхности образцов формировалось увеличенное количество новообразованной костной ткани, прочно связанной с покрытием (рис. 3б).

Титановые имплантаты с паротермическими оксидными покрытиями вследствие их повышенной степени шероховатости и открытой пористости способствовали присоединению к поверхности значительного объема костного регенерата, что свидетельствует о протекании на такой термомодифицированной поверхности интенсивного костеобразования и о выраженной остеointеграционной способности применяемых оксидных покрытий (рис. 3в, г).

Таким образом, наилучшую способность к интеграционному взаимодействию с костью проявили покрытия стержневых титановых имплантатов, полученные способом паротермического оксидирования при температурах 550 и 650  $^{\circ}\text{C}$  с продолжительностью 2 ч.

### Выводы

1. Экспериментальными исследованиями свойств термических металлооксидных покрытий, полученных на медицинских имплантатах из нержавеющей стали 12Х18Н9Т и титанового сплава ВТ16, доказана возможность создания биосовместимых остеointегрируемых поверхностей с выраженной микропористой структурой.

2. Испытаниями *in vivo* установлено, что воздушно-термические оксидные покрытия, полученные на имплантатах из нержавеющей стали 12Х18Н9Т при  $t = 400\text{ }^{\circ}\text{C}$ ,  $500\text{ }^{\circ}\text{C}$  с  $\tau = 0,5\text{ ч}$ , и паротермические оксидные покрытия, сформированные на имплантатах из титанового сплава ВТ16 при  $t = 550\text{ }^{\circ}\text{C}$ ,  $650\text{ }^{\circ}\text{C}$  с  $\tau = 2\text{ ч}$ , способствуют успешному приживлению медико-технических изделий в организме с высокоэффективным взаимодействием оксидированных морфологически гетерогенных поверхностей с костной тканью.

### References

- 1 Rodionov I.V. Corrosion potentials of different types surfaces steel orthopedic osteoclamps in saline // Corrosion: materials, protection. — 2009. — № 11. — P. 6–10.
- 2 Rodionov I.V. Metall oxide coatings transosseous osteosynthesis implants for providing mikro osteointegration // Ural Scientific Gazette. — 2012. — № 2 (38). — P. 53–58.
- 3 Korzh N.A. Implant materials and bone formation. The role of biological fixation and osseointegration in bone reconstruction / N.A.Korzh, L.A.Kladchenko, S.V.Malyshkin and others // Orthopaedics, Traumatology and Prosthetics. — 2005. — № 4. — P. 118–127.
- 4 Korzh N.A. Implant materials and bone formation. The role of induction and conduction in osteogenesis / N.A.Korzh, V.A.Radchenko, L.A.Kladchenko, S.V.Malyshkina // Orthopaedics, Traumatology and Prosthetics. — 2003. — № 2. — P. 150–157.
- 5 Khlusov I.A. Genesis of bone on the surface of implants for osteosynthesis / I.A. Khlusov, A.V.Karlov, I.V.Suhodolo // The Genius of orthopedics. — 2003. — № 3. — P. 16–26.
- 6 Russian Patent for invention № 2322267. A method of producing a biocompatible coatings on implants of titanium and its alloys / Rodionov I.V., Butovsky K.G. Beydik O.V., Seryanov Yu.V. Published on 20.04.2008.
- 7 Russian Patent for invention № 2332239. A method of producing a biocompatible coating on titanium osteoclamps / Rodionov I.V., Butovsky K.G., Beydik O.V., Tkacheva A.V. Published on 27.08.2008.
- 8 Russian Federation Patent № 2412723. A method of producing an oxide coating on biocompatible implants transosseous stainless steel / Rodionov I.V., Butovsky K.G., Annikov V.V., Karpova A.I. Published on 27.02.2011.

И.В.Родионов

## Медицина қондырғыларын қыздыру арқылы оксидтеу технологиясының физикалық негізі

Мақалада дәрігерлік қондырғылардың 12X18H9T және BT16-ның титан балқымасы өте ысытылған су-бу атмосферасындағы ауа қыздыру тотығуы және оның әдістерінің бу, ауа термиялық болуға, тот баспайтын бастапқы кедір-бұдырлы бет алынатын функционалдық металл мен оксид жамылғылары қасиеттерінің кешенін эксперименталды зерттеулері орындалған. *In vivo* сынаулармен шағын кеуекті және морфологиялық гетерогенді оксид жамылғылары тиімді бірігу қондырғылардар мен сүйек кездеменің әсерлесулеріне мүмкіндік туғызатыны анықталған. Сәйкесінше ауа және өте ысытылған су-бу және титан қондырымдары әр түрлі кертартпа тотықтырғыш орталарында қолдану құрыштан жасалған үйлесімді оксид жамылғыларын дәрігерлік қолдануының және алуының маңызды технологиялық мүмкіндігі дәлелдеген.

I. V. Rodionov

## Physical fundamentals of thermal oxidation medical implants

Experimental studies of the complex functional properties metal-oxide coatings obtained in the initial rough surfaces of medical implants made of stainless steel 12X18H9T and titanium alloy BT16 means of air oxidation and thermal oxidation in an atmosphere superheated steam. *In vivo* tests revealed that the morphologically heterogeneous and microporous thermal-oxide coatings contribute to the effective interaction of the integration implants with bone tissue. Proved in principle the possibility of technological and medical applications of biocompatible oxide coatings on steel and titanium implants using different reactive oxidizing environments — air and superheated steam, respectively.

Д.М.Сергеев<sup>1,2</sup>, К.Ш.Шункеев<sup>2</sup><sup>1</sup>Военный институт Сил Воздушной обороны, Актюбе (E-mail: serdau@rambler.ru);<sup>2</sup>Актюбинский государственный педагогический институт

## Андреевское отражение в джозефсоновской системе «сверхпроводник – флуктуационный сверхпроводник – сверхпроводник»

В работе рассмотрена джозефсоновская система «сверхпроводник–флуктуационный сверхпроводник–сверхпроводник», состоящая из комбинации сверхпроводников с флуктуационным сверхпроводником. Показана возможность трансформации сверхпроводящих (куперовских) пар в псевдокоррелированные (флуктуационные) пары электронов и наоборот — флуктуационных пар в куперовские пары в подобной джозефсоновской системе. Обсуждены особенности андреевского отражения слабо-связанного электрона, входящего в состав флуктуационной пары, в интерфейсе флуктуационный сверхпроводник–сверхпроводник с вероятностью формирования пары «электрон–дырка» и генерацией псевдокоррелированной пары. Определена вероятность образования двух коррелированных куперовских пар, образующих своеобразный кластер с зарядом  $4e$ , в интерфейсе флуктуационный сверхпроводник – сверхпроводник в результате превращения отраженной дырки в электрон или под-вержения обоих электронов флуктуационной пары андреевскому отражению. Рассмотренные процессы могут быть полезны для более глубокого понимания флуктуационных эффектов в сверхпроводящих материалах, проявляющихся при температуре выше критического значения.

*Ключевые слова:* джозефсоновская система, сверхпроводник, куперовская пара, генерация, андреевское отражение.

### Введение

Обычно при измерении температурной зависимости сопротивления сверхпроводящего материала в нормальном (несверхпроводящем) состоянии, т.е. при  $T > T_c$ , с уменьшением температуры  $T$  почти прямолинейно уменьшается сопротивление образца (рис. 1, пунктирная линия 1). (Здесь  $T_c$  — критическая температура,  $T$  — текущая температура образца). Однако в работе [1] обнаружено, что вблизи критической температуры  $T_c$  изменение сопротивления материала существенно отклоняется от прямолинейной зависимости, т.е. появляется избыточная проводимость материала в области температур  $T_c < T < T^*$ , которая называется флуктуационной проводимостью, где  $T^*$  — характеристическая температура, являющаяся граничной температурой флуктуационной проводимости. Тогда результирующая проводимость определяется формулой

$$\sigma(T) = \sigma'(T) + \sigma_N(T), \quad (1)$$

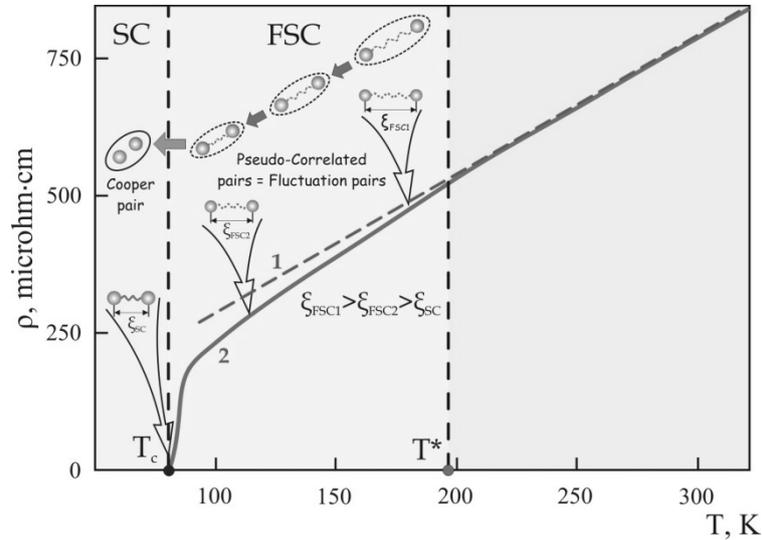
где  $\sigma'(T)$  — избыточная проводимость;  $\sigma_N(T)$  — проводимость при нормальном состоянии образца. Используя выражение (1), избыточную проводимость представим в виде ( $\sigma'(T) = \sigma(T) - \sigma_N(T)$ ):

$$\sigma'(T) = \frac{\rho_N(T) - \rho(T)}{\rho_N(T)\rho(T)}, \quad (2)$$

где  $\rho(T)$  — удельное сопротивление;  $\rho_N(T) = aT + b$  — сопротивление образца в нормальном состоянии, экстраполированное в область низких температур ( $a$ ,  $b$  — коэффициенты, определяемые эмпирическим путем) [2].

Флуктуационная проводимость особенно четко отражается в слоистых высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП) с активными плоскостями на основе как оксида меди  $\text{CuO}_2$  [2, 3], так и арсенида железа  $\text{FeAs}$  [4]. При температурах выше  $T_c$  ( $T_c < T < T^*$ ) в сверхпроводниках параметр порядка не равен нулю ( $\Delta(T^*) \neq 0$ ) и носит флуктуационный характер. В связи с этим имеется предположение, что флуктуационная проводимость в ВТСП связана с псевдощелевым состоянием и псевдощель проявляется в виде отклонения удельного сопротивления  $\rho(T)$  от линейной зависимости в сторону меньших значений при температуре  $T \leq T^*$ , что приводит к возникновению избыточной

проводимости (рис. 1) [2, 3]. Это означает, что в интервале температур  $T_c < T < T^*$  в ВТСП должны существовать сверхпроводящие флуктуационные куперовские пары, экспериментально подтверждающиеся током когерентных бозонов с зарядом  $2e$  в плёнках  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  выше температуры  $T_c$  [3], т.е. при температуре  $T = T^*$  начинается спаривание электронов и формируются псевдо-коррелированные электронные пары (флуктуационные пары), но фазовая когерентность достигается лишь при температуре  $T = T_c$ .



- SC — superconductor — сверхпроводник;  
 FSC — fluctuation superconductor — флуктуационный сверхпроводник;  
 1 — прямолинейное уменьшение удельного сопротивления с уменьшением температуры (без учета избыточной проводимости);  
 2 — отклонение удельного сопротивления от линейной зависимости в сторону меньших значений при температуре  $T \leq T^*$  (с учетом избыточной проводимости)

Рисунок 1. Флуктуационная проводимость в ВТСП типа  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$

При температуре  $T = T^*$  образуются флуктуационные куперовские пары с некой длиной когерентности  $\xi_{FSC}(T)$ , которая уменьшается с понижением температуры  $T$  и возможно при  $T = T_c$  флуктуационные пары трансформируются в куперовские пары  $\xi_{FSC}(T) \rightarrow \xi_{SC}(T)$ , т.е. при  $T = T_c$  флуктуационные пары коррелируются. В интервале  $T_c < T < T^*$  ВТСП ведет себя как материал с необычными свойствами, отличающимися от традиционных свойств сверхпроводников. Иначе говоря, ВТСП-образец превращается в флуктуационный сверхпроводник (рис. 1).

*Теоретические модели флуктуационной сверхпроводимости*

В настоящее время существует множество теоретических моделей флуктуационной проводимости в сверхпроводниках [см., напр., 2, 5–10]. Флуктуационные свойства двумерных сверхпроводящих систем определяются поправками Асламазова-Ларкина (АЛ) [11]

$$\sigma'_{AL} = \frac{e^2}{16\hbar d} \varepsilon^{-1}, \tag{3}$$

и Маки-Томпсона (МТ) [12, 13]:

$$\sigma'_{MT} = \frac{e^2}{8\hbar d} (\varepsilon - \delta)^{-1} \ln\left(\frac{\varepsilon}{\delta}\right), \tag{4}$$

где  $e$  — элементарный заряд;  $\hbar$  — постоянная Планка;  $d$  — толщина образца;  $\varepsilon = \ln(T/T_c) \approx (T - T_c)/T_c$ ;  $\delta = \ln(T_{c0}/T_c) \approx (T_{c0} - T_c)/T_c$ ;  $T_c$  — критическая температура;  $T_{c0}$  — невозмущенное значение критической температуры  $T_c$ .

Для определения добавочной проводимости трехмерных сверхпроводящих систем часто используется поправка АЛ в виде

$$\sigma'_{AL} = \frac{e^2}{32\hbar\xi(0)}\varepsilon^{-1/2}, \quad (5)$$

где  $\xi$  — длина когерентности.

Поправка АЛ связана с наличием флуктуационных куперовских пар и ее вклад преобладает вблизи  $T_c$ , а поправка МТ — с взаимодействием квазичастиц с флуктуационными парами, и вклад данной поправки МТ возрастает по мере удаления от  $T_c$ . Однако при значениях  $\varepsilon \approx \delta$  следует учитывать обе поправки АЛ и МТ [6].

Особый интерес представляет проявление джозефсоновских эффектов в системах с флуктуационным сверхпроводником [11, 12].

Рассмотрим физические процессы в интерфейсах джозефсоновских систем «сверхпроводник — флуктуационный сверхпроводник — сверхпроводник», состоящие из комбинации сверхпроводников с флуктуационным сверхпроводником.

*Трансформация куперовских пар в флуктуационные пары в системе  
«сверхпроводник–флуктуационный сверхпроводник–сверхпроводник»*

В системе «сверхпроводник–флуктуационный сверхпроводник–сверхпроводник» (SC–FSC–SC) возможно преобразование куперовских пар в псевдокоррелированные (флуктуационные) пары при переходе через границу SC–FSC и, наоборот, на границе FSC–SC — трансформация псевдокоррелированных пар в куперовские пары.

В 1-м интерфейсе (интерфейс SC–FSC — рис. 2) куперовские пары проникают из сверхпроводящего слоя в сторону флуктуационного сверхпроводника и некоторое время могут существовать в FSC-области (эффект близости). После куперовские пары распариваются, так как энергия  $kT > kT_c$ , однако между этими электронами остается корреляция до некоторой температуры  $T^*$  (т.е. распаренные электроны имеют одинаковую волновую функцию). Время жизни флуктуационных пар с импульсом  $p = \hbar k$  определяется из уравнения (полученного из уравнения Гинзбурга-Ландау)

$$\gamma \frac{d\psi(p)}{dt} = -(\alpha + \hbar^2 p^2 / 4m)\psi(p), \quad (6)$$

где  $\gamma$  — кинетический коэффициент;  $\psi(p) = \int dr \Psi(r) e^{ipr}$  — приведенная волновая функция (здесь  $\Psi(r)$  — волновая функция спаренных электронов (параметр порядка  $\Delta$  в теории Бардина-Купера-Шриффера));  $\alpha$  — феноменологический коэффициент разложения, характеризующий материал, в теории Гинзбурга-Ландау;  $m$  — масса электрона.

Тогда из уравнения (6) получим зависимость времени жизни флуктуационных пар от импульса (рис. 2):

$$\tau(p) = \frac{\gamma}{\alpha + \hbar^2 p^2 / 4m}. \quad (7)$$

В FSC-области параметр порядка  $\Delta$  преобразуется на параметр  $\Delta(T^*) = \Delta^*$ , описывающий псевдоцелевое состояние SC, соответственно волновая функция  $\Psi$  преобразуется на  $\Psi^*$  ( $\Psi \rightarrow \Psi^*$ ), длина когерентности  $\xi_{SC}(T) \rightarrow \xi_{FSC}(T)$ , сверхпроводящий ток  $I_{SC} \rightarrow I^*$ .

Во 2-м интерфейсе (интерфейс FSC–SC — рис. 3) происходит обратный процесс. Флуктуационные куперовские пары, проникающие со стороны флуктуационного сверхпроводника в сторону сверхпроводника, трансформируются обратно в куперовские, при этом все параметры сверхпроводящих электронов восстанавливаются: параметр порядка  $\Delta^* \rightarrow \Delta_{SC}$ , волновая функция  $\Psi^* \rightarrow \Psi$ , длина когерентности  $\xi_{FSC}(T) \rightarrow \xi_{SC}(T)$ , сверхпроводящий ток  $I^* \rightarrow I_{SC}$ .

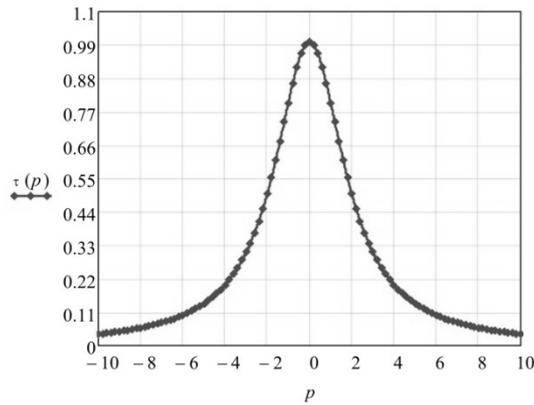


Рисунок 2. Зависимость времени жизни флуктуационной пары от импульса

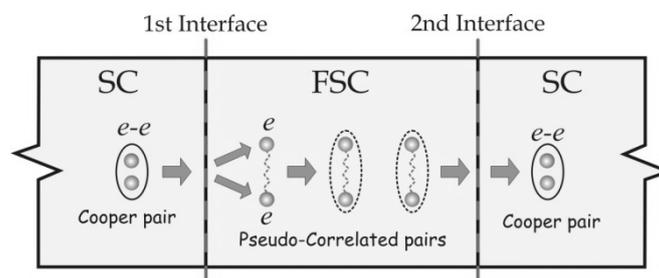


Рисунок 3. Процесс преобразования куперовских пар в флуктуационные пары в 1-м интерфейсе и обратный процесс трансформации флуктуационных пар в куперовские во 2-м интерфейсе джозефсоновской системы «сверхпроводник–флуктуационный сверхпроводник–сверхпроводник»

*Андреевское отражение носителей заряда в системе «сверхпроводник–флуктуационный сверхпроводник–сверхпроводник»*

В системе SC–FSC–SC вполне вероятно андреевское отражение слабосвязанного электрона, входящего в состав флуктуационной пары, в интерфейсе FSC–SC (как в 1-м, так и во 2-м интерфейсах).

Андреевское отражение слабосвязанного электрона на границе FSC–SC проявляется своеобразно, по сравнению с переходом нормальный металл–сверхпроводник (N–SC). Это связано, во-первых, с флуктуирующим параметром порядка в FSC-области  $\Delta_{FSC} \neq 0$ , когда в N-области равен нулю  $\Delta_N = 0$ ; во-вторых, сохранением корреляции (волновой функции) на определенное время отраженного слабосвязанного электрона из флуктуационной пары (рис. 4).

Во 2-м интерфейсе SC–FSC–SC-системы, падающем на границу раздела SC–FSC со стороны флуктуационного сверхпроводника, слабосвязанная частица (электрон), входящая в состав флуктуационной пары, с вероятностью андреевского отражения может отразиться обратно как дырка (рис. 4, 5). Отражение дырки при падении на границу раздела электрона возникает только тогда, когда частица, налетающая на сверхпроводник со стороны флуктуационного сверхпроводника, имеет энергию меньшую, чем величина сверхпроводящей щели. При этом одна частица, входящая в состав флуктуационной пары, проникая в область сверхпроводника, находит себе парную частицу и вместе с ней переходит в конденсат, а освободившаяся дырка возвращается в FSC-область, и возможно, что отраженная дырка, соединяясь со второй частицей флуктуационной пары, образует пару электрон-дырка (экситон) [13].

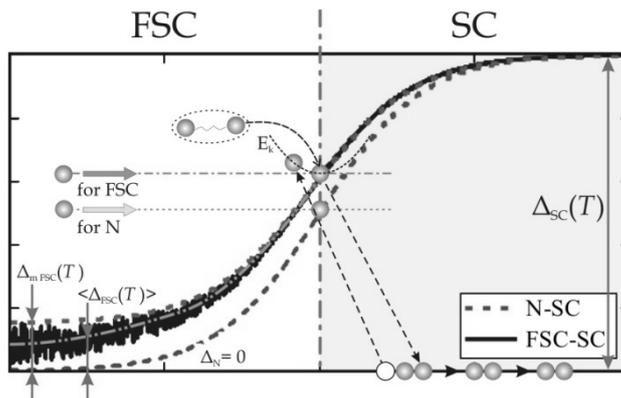


Рисунок 4. Андреевское отражение на границах «флуктуационный сверхпроводник–сверхпроводник» (FSC–SC) и «нормальный металл–сверхпроводник» (N–SC)

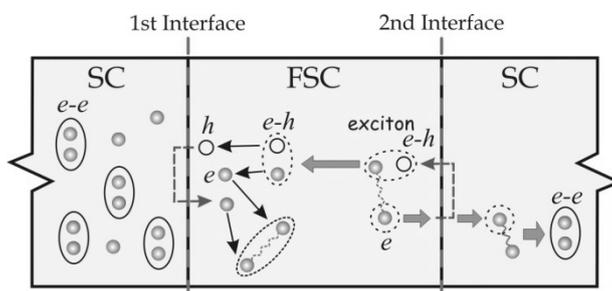


Рисунок 5. Процесс преобразования куперовской пары, пары электрон-дырка (экситон) из флуктуационной пары во 2-м интерфейсе и генерация псевдокоррелированной пары в 1-м интерфейсе системы «сверхпроводник–флуктуационный сверхпроводник–сверхпроводник» в результате андреевского отражения

Пара электрон-дырка, двигаясь в сторону 1-го интерфейса, может повторно отражаться от FSC–SC-границы. В таком случае из дырки в FSC-область отражается электрон, а из электрона — дырка. Однако если энергия электрона больше, чем величина сверхпроводящей щели, тогда он не участвует в процессе андреевского отражения, вследствие чего может генерироваться флуктуационная пара из электрона, возникшего из отраженной дырки, и из электрона, не участвовавшего в процессе андреевского отражения (рис. 5).

*Возможное образование 4e кластера на границе «флуктуационный сверхпроводник–сверхпроводник»*

В интерфейсе FSC–SC (2-й интерфейс, рис. 6) имеется вероятность распада некоторых флуктуационных пар на две куперовские пары за счет андреевского отражения.

Андреевскому отражению могут подвергаться оба электрона флуктуационной пары, если энергия электронов 1 и 2 меньше величины энергетической щели  $|eV| < \Delta$ . В таком случае электроны 1 и 2, проникая в сверхпроводящую область, находят себе парную частицу и образуют конденсаты — куперовские пары (рис. 6). Однако в двух сформированных куперовских парах может сохраняться корреляция между электронами 1 и 2, т.е. с помощью электронов 1 и 2 образуется связь между двумя образовавшимися куперовскими парами. Таким образом, формируется кластер, состоящий из двух куперовских пар, с зарядом 4e (4e кластер). Образование 4e кластера возможно также при превращении отраженной дырки в электрон во 2-м же интерфейсе FSC–SC, далее — превращение в куперовскую пару (рис. 6).

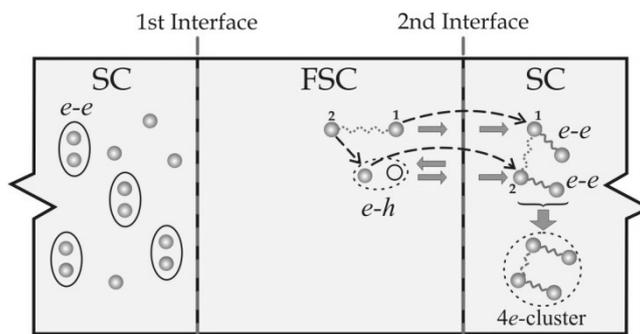


Рисунок 6. Образование кластера с зарядом  $4e$  из двух сверхпроводящих пар

Известно, что в обычном сверхпроводящем корреляторе  $\exp[i(\chi_1 - \chi_2)]$  квазидальний порядок отсутствует, когда  $4e$ -бозе-конденсат характеризуется наличием квазидальнего порядка в корреляторах  $\exp[2i(\chi_1 - \chi_2)]$ , где  $\chi_1, \chi_2$  — фазы параметров порядка двух сверхпроводников [14]. Учитывая квазидальний порядок для  $4e$ -бозе-конденсата нетрудно обнаружить в подобных системах проявление отклонения величины сверхпроводящего тока от стандартной синусоидальной формы. В настоящее время широко обсуждается проблема создания квантового бита (кубита), являющегося основой квантового компьютера, на джозефсоновских системах с ангармоническим сверхтоком, в котором преобладает вторая гармоника тока. Проявление ангармонизма сверхтока с преобладанием второй гармоники в джозефсоновской системе «сверхпроводник — флуктуационный сверхпроводник — сверхпроводник», обусловленное  $4e$ -транспортом сверхтока, может включить подобные системы в список перспективных материалов для создания твердотельных кубитов [15, 16].

#### Выводы

Таким образом, в данной работе показано, что в джозефсоновской системе «сверхпроводник–флуктуационный сверхпроводник–сверхпроводник» возможны:

1) трансформация куперовских пар в псевдокоррелированные (флуктуационные) пары при переходе через границу SC–FSC и, наоборот, на границе FSC–SC трансформация псевдокоррелированных пар в куперовские пары;

2) андреевское отражение слабосвязанного электрона с энергией  $|eV| < \Delta$ , входящего в состав флуктуационной пары, в интерфейсе FSC–SC с формированием пары «электрон–дырка», где после превращения отраженной дырки в электрон происходит генерация псевдокоррелированной пары;

3) превращение отраженной дырки в электрон или подвержение обоим электронам флуктуационной пары андреевскому отражению в интерфейсе FSC–SC с образованием двух коррелированных куперовских пар, образующих своеобразный кластер с зарядом  $4e$ .

#### References

- 1 Glover R.E. Superconducting component of conductivity above the transition temperature // Proceeding of 11-th Inter. Conf. on Low Temp. Phys. — St. Andrews, 1968. — Vol. 2. — B. 3. — P. 793–797.
- 2 Solovjov A.L., Dmitriev V.M. Fluctuation conductivity and pseudogap in high-temperature YBCO superconductors // Fizika Nizkikh Temperatur. — 2009. — Vol. 35. — № 3. — P. 227–264.
- 3 Kondo T., Hamaya Y., Palczewski A.D. et al. Disentangling Cooper-pair formation the transition temperature from the pseudogap state in the cuprates // Nature Phys. — 2011. — Vol. 7. — P. 21–25.
- 4 Solovjov A.L., Sidorov S.L. et al. Fluctuation conductivity and pseudogap in SmFeAsO<sub>1-x</sub> // Fizika Nizkikh Temperatur. — 2009. — Vol. 35. — № 3. — P. 227–264.
- 5 Tunin M.R. Conductivity anisotropy and pseudogap in the microwave response of high-temperature superconductors // Uspekhi Fizicheskikh Nauk. — 2005. — Vol. 175. — № 10. — P. 1017–1037.
- 6 Belevtsev B.I. Superconductivity and localization of electrons in disordered two-dimensional metal systems // Uspekhi Fizicheskikh Nauk. — 1990. — Vol. 160. — № 1. — P. 65–98.
- 7 Aslamazov L.G., Larkin A.I. The Influence of Fluctuation Pairing of Electrons on the Conductivity of Normal Metal // Phys. Lett. — 1968. — Vol. 26A. — № 6. — P. 238–239.

- 8 *Maki K.* The Critical Fluctuation of the Order Parameter in Type-II Superconductors // Progress or Theoretical Physics. — 1968. — Vol. 39. — № 4. — P. 897–906.
- 9 *Thomson R.S.* Microwave, Flux Flow, and Fluctuation Resistance of Dirty Type-II Superconductors // Phys. Rev. B. — 1970. — Vol. 1. — № 1. — P. 327–333.
- 10 *Hikami S. and Larkin A.I.* Magnetoresistance of temperature superconductors // Modern Physics Letters B. — 1988. — Vol. 2. — № 5. — P. 693–698.
- 11 *Kulik I.O.* Fluctuation conductivity of tunnel contact at temperatures above the critical // Pis'ma v ZhETF. — 1969. — Vol. 10. — P. 488–491.
- 12 *Sergeyev D.M.* About a fluctuation Josephson effect in high-temperature superconductors // Proceedings of the International Scientific Conference «Fundamental Problems radioelectronic instrument engineering INTERMATIC–2011». — Part 1. — Moscow, 2011. — P. 81–83.
- 13 *Sergeyev D.M.* About Possible Transformation the Fluctuation Pairs in Cooper Pairs in System «Fluctuation Superconductor — Superconductor» // Abstract Book 3rd International Conference on Superconductivity and Magnetism — ICSM2012. — P. 444.
- 14 *Rizzi M., Cataudella V. and Fazio R.* 4e-condensation in a fully frustrated Josephson junction diamond chain // Phys. Rev. B. — 2006. — Vol. 73. — P. 100502(R).
- 15 *Sergeyev D.M.* About tunneling of pairs of the cooper pairs through the Josephson junctions in exotic superconductors // Izvestija vuzov. Fizika. — 2012. — Vol. 55. — № 1. — P. 74–80.
- 16 *Sergeyev D.M.* About tunneling of pairs of the cooper pairs through the Josephson junctions in exotic superconductors // Russian Physics Journal. — 2012. — Vol. 55. — № 1. — P. 84–91.

Д.М.Сергеев, К.Ш.Шункеев

### **«Асқын өткізгіш–флуктуациялық асқын өткізгіш–асқын өткізгіш» джозефсон жүйесіндегі андреев шағылуы**

Мақалада асқын өткізгіштер мен флуктуациялық асқын өткізгіштер комбинациясынан құралған «асқын өткізгіш–флуктуациялық асқын өткізгіш–асқын өткізгіш» джозефсондық жүйесі қарастырылған. Мұндай джозефсондық жүйеде асқын өткізгіш (Купер) жұптарының псевдокорреляцияланған (флуктуациялық) электрондар жұптарына және керісінше флуктуациялық жұптардың Купер жұптарына түрлену мүмкіндігі көрсетілген. «Флуктуациялық асқын өткізгіш–асқын өткізгіш» интерфейсында флуктуациялық жұп құрамындағы әлсіз байланысқан электронның андреев шағылуына ұшырау ерекшеліктері және нәтижесінде «электрон–кемтік» жұбының қалыптасуы мен псевдокорреляцияланған электрондардың генерациялану ықтималдығы талқыланған. Флуктуациялық электрондар жұбының андреев шағылуына толықтай ұшырауы немесе андреев шағылуынан кемтіктің электронға айналуы нәтижесінде  $4e$  зарядты асқын өткізгіш кластердің түзілу мүмкіндігі көрсетілген. Қарастырылған процестер асқын өткізгіш материалдарда температура критикалық температурадан жоғары болғанда байқалатын флуктуациялық эффектерді терең түсінуге пайдалы болуы мүмкін.

D.M.Sergeyev, K.Sh.Shunkeev

### **Andreev reflection in the Josephson system «superconductor–fluctuation superconductor–superconductor»**

In the article we consider the Josephson system «superconductor – fluctuation superconductor – superconductor», consisting of a combination of superconductors with a fluctuation superconductor. It is shown the possibility of transformation of the superconducting (Cooper) pairs in pseudocorrelated (fluctuation) of a pair of electrons, and vice versa, the fluctuation pairs in the Cooper pairs in such a Josephson system. The characteristic features of the Andreev reflection of the weakly bound electron, which is part of the fluctuation pairs in the interface «fluctuation superconductor – superconductor» with a probability of forming a pair of «electron – hole» and the generation of pseudocorrelated pair discussed. The probability of formation of two correlated superconducting electron pairs, forming original cluster with a charge  $4e$ , in the interface «fluctuation superconductor – superconductor» as a result of transmutation of the reflected hole into an electron or subjection Andreev reflection of both electrons of fluctuation pairs is viewed. The above processes may be useful to better understand the fluctuation effects in superconducting materials which appear at temperatures above the critical value.

В.М.Юров

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

## Теплопроводность и электропроводность металлических наноструктур

Автором отмечено, что полученные ранее результаты по размерной зависимости физических свойств твердых тел использованы при рассмотрении теплопроводности и электропроводности металлических наноструктур. Показано, что коэффициенты теплопроводности металлов размером 1 нм уменьшаются в 3–5 раз по сравнению с массивными образцами, и при размерах в 50 нм они уже мало отличаются от последних. Определено, что полученные значения коэффициентов теплопроводности могут служить справочным руководством для тепловых расчетов элементов космической и авиационной техники, конструкционных материалов. Доказано, что числа Лоренца для массивного образца и наночастиц совпадают в пределах погрешности эксперимента. Полученный результат свидетельствует о том, что перенос тепла в металлических наноструктурах осуществляется электронами, как и в массивных образцах. Рассмотрена задача о тепловом поле тонкой пластины, отмечено, что учет размерной зависимости коэффициента теплопроводности приводит к значительному отличию теплового поля в нанопластине и объемном образце.

*Ключевые слова:* теплопроводность, электрическая проводимость, размерная зависимость, наноструктура, металл, размерный фактор.

### Введение

Характерной особенностью наноструктур является размерная зависимость их физических свойств: электрических, магнитных, тепловых, оптических и других [1–4]. Это послужило толчком для создания наноматериалов и нанокomпозитов с уникальными свойствами и стремительного развития нанотехнологий в целом [5–8]. Однако экспериментальное определение физических свойств наноструктур связано с большими техническими трудностями ввиду малых размеров объектов исследования. В связи с этим широкое распространение получили компьютерное моделирование и разнообразные теоретические модели [2–7, 9].

Тепловые и теплофизические свойства наноструктур экспериментально исследованы также пока недостаточно. Среди них можно отметить методы экспериментального определения температуры плавления наночастиц, обзор которых дан в работах [10–13], и немногочисленные сведения о теплоте плавления наночастиц [12, 14].

В работах [15, 16] и ряде других нами получена формула, которая описывает зависимость физического свойства твердого тела от его размера  $r$ :

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

Здесь  $A_0$  — физическое свойство массивного образца;  $A(r)$  — физическое свойство малой частицы или тонкой пленки;  $d$  — размерный параметр. Для размерного параметра нами получена формула [15, 16]

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

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

При  $r < d$  формула (1) теряет физический смысл ( $A(r) \rightarrow \infty$ ), поэтому доопределим функцию  $A(r)$  в этой области так, чтобы в точке  $r = 0$  функция  $A(r)$  обращалась в ноль. Это условие выполняется, когда функция (1) представима в виде

$$A(r) = A_0 \cdot \left(1 - \frac{d}{d+r}\right). \quad (3)$$

Как показано в работах [17, 18], уравнения (1)–(3) имеют универсальный характер и справедливы для размерной зависимости многих свойств наноструктур, включая и теплофизические.

В настоящей работе изложенный подход использован нами при рассмотрении теплопроводности и электропроводности металлических наноструктур и некоторых типичных задач теплопроводности тонких пленок.

*Коэффициенты теплопроводности металлических наноструктур*

Расчет коэффициента теплопроводности производился по формуле, аналогичной (3):

$$\lambda(r) = \lambda_0 \cdot \left(1 - \frac{d}{d+r}\right). \quad (4)$$

Здесь  $\lambda_0$  — коэффициент теплопроводности массивного образца, значение которого взято из справочника [19];  $d$  — размерный параметр, значение которого получено нами в работе [18]. В таблице 1 приведено значение  $\lambda_0$ , а в таблицах 2–4 представлены значения коэффициента теплопроводности наночастиц чистых металлов размером 1, 10 и 50 нм.

Т а б л и ц а 1

**Коэффициент теплопроводности чистых металлов (М) [19]**

М	$\lambda_0$ , Вт/(м·К)										
Li	84,8	Sr	-	Sn	65	Cr	67	Ni	92	Ho	16
Na	142,0	Ba	-	Pb	35	Mo	162	Ce	11	Er	15
K	79,0	Al	207	Cu	395	W	130	Pr	13	Tm	17
Rb	58,2	Ga	33	Ag	418	Mn	8	Nd	17	Yb	35
Cs	35,9	In	88	Au	310	Tc	51	Sm	13	Lu	16
Be	182	Tl	47	Zn	111	Re	50	Eu	14	-	-
Mg	165	Si	167	Cd	93	Fe	75	Gd	11	-	-
Ca	98	Ge	60	Hg	8	Co	71	Dy	11	-	-

Т а б л и ц а 2

**Коэффициент теплопроводности наночастиц металлов размером 1 нм**

М	$\lambda(r)$ Вт/(м·К)										
Li	35,3	Sr	-	Sn	22	Cr	14	Ni	25	Ho	2
Na	45,8	Ba	-	Pb	10	Mo	22	Ce	2	Er	2
K	16,8	Al	65	Cu	120	W	14	Pr	2	Tm	2
Rb	11,2	Ga	17	Ag	102	Mn	2	Nd	2	Yb	5
Cs	5,8	In	34	Au	72	Tc	8	Sm	2	Lu	2
Be	65	Tl	14	Zn	44	Re	6	Eu	2	-	-
Mg	40	Si	28	Cd	32	Fe	18	Gd	1	-	-
Ca	12	Ge	12	Hg	4	Co	19	Dy	1	-	-

Т а б л и ц а 3

**Коэффициент теплопроводности наночастиц металлов размером 10 нм**

М	$\lambda(r)$ Вт/(м·К)										
Li	74,4	Sr	-	Sn	54	Cr	49	Ni	72	Ho	6
Na	117,4	Ba	-	Pb	28	Mo	98	Ce	7	Er	9
K	57,7	Al	170	Cu	321	W	71	Pr	8	Tm	9
Rb	41,0	Ga	30	Ag	319	Mn	6	Nd	10	Yb	9
Cs	23,6	In	76	Au	233	Tc	34	Sm	8	Lu	21
Be	154	Tl	38	Zn	97	Re	29	Eu	8	-	-
Mg	126	Si	112	Cd	78	Fe	57	Gd	6	-	-
Ca	58	Ge	43	Hg	7	Co	55	Dy	6	-	-

Коэффициент теплопроводности наночастиц металлов размером 50 нм

М	$\lambda(r)$ Вт/(м·К)										
Li	82,3	Sr	-	Sn	63	Cr	62	Ni	87	Ho	10
Na	136,3	Ba	-	Pb	33	Mo	143	Ce	10	Er	14
K	73,6	Al	198	Cu	378	W	111	Pr	12	Tm	14
Rb	53,7	Ga	32	Ag	394	Mn	8	Nd	15	Yb	14
Cs	32,5	In	85	Au	291	Tc	46	Sm	12	Lu	31
Be	176	Tl	45	Zn	108	Re	44	Eu	12	-	-
Mg	155	Si	152	Cd	90	Fe	71	Gd	10	-	-
Ca	86	Ge	56	Hg	8	Co	67	Dy	10	-	-

Из таблиц видно, что коэффициенты теплопроводности металлов размером 1 нм уменьшаются в 3–5 раз по сравнению с массивными образцами. При размерах в 50 нм они уже мало отличаются от последних.

Приведенные в таблицах 2–4 значения коэффициентов теплопроводности могут служить справочным руководством для теплофизических расчетов элементов космической и авиационной техники, конструкционных материалов. Поскольку в большинстве случаев величина поверхностного натяжения является аддитивной,

$$\sigma_{см} = X_1\sigma_1 + X_2\sigma_2 + \dots + X_n\sigma_n + \dots, \quad (5)$$

где  $X_i$  — концентрация  $i$ -той компоненты смеси, то из (2) следует

$$d_{см} = \frac{2}{RT}(X_1\sigma_1\nu_1 + X_2\sigma_2\nu_2 + \dots). \quad (6)$$

Молярный объем металла  $\nu$  приведен в справочниках, величина  $\sigma$  — в нашей работе [18]. Таким образом, по формуле (6) определяется параметр  $d_{см}$  и по формуле (3) можно определить теплопроводность сплава при нанометровом его размере.

#### Закон Видемана-Франца-Лоренца

В основе механизма передачи тепла теплопроводностью лежит представление о переносе энергии частицами газа [20–23]. В металлах это свободный газ электронов, в изоляторах — фононный газ. Кинетическая теория рассматривает движение электронов в металлах в электрических и магнитных полях, создаваемых атомами вещества, а также при условии наложения внешнего теплового поля, т.е. при наличии градиента температур. В основе кинетического подхода лежит уравнение Больцмана с учетом квантовой статистики электронного газа и различных механизмов рассеяния: на фонах, примесях, дефектах структуры и т.д.

В рамках кинетического подхода для классического электронного газа была получена связь между коэффициентом теплопроводности  $\lambda$  и электрической проводимостью металла  $\sigma$ :

$$\lambda = \frac{\pi^2}{3} \cdot \left(\frac{k}{e}\right)^2 \cdot T\sigma. \quad (7)$$

Здесь  $k$  — постоянная Больцмана;  $e$  — заряд электрона;  $T$  — температура. Соотношение (7) называется законом Видемана-Франца. В более общем виде этот закон записывается в форме

$$\lambda = L\sigma T \quad (8)$$

и называется законом Видемана-Франца-Лоренца.

Универсальность этой записи состоит в том, что все неучтенные особенности поведения электрона в металле при выводе соотношения (7) можно выразить различным значением числа Лоренца  $L$ , не изменяя вида соотношения (8). Нетрудно видеть, что, зная электропроводность металла и его температуру, можно вычислить и коэффициент его теплопроводности, так как в классическом случае (7) число Лоренца постоянно. Экспериментальные исследования позволили установить справедливость закона Видемана-Франца-Лоренца в виде (8) для всех металлов и для многих металлов в виде (7) [20–23]. При этом были выявлены значительные отклонения от выражения (7), наблюдаемые у одних металлов во всем диапазоне температур, а у других — только при определенных температурах. Это обусловлено как процессами рассеяния, так и зонной структурой металла.

В случае упругого рассеяния электронов и параболической зоны число Лоренца может быть представлено следующими выражениями:

– для сильно вырожденного электронного газа:

$$L = L_0 = \frac{\pi^2}{3} \cdot \left(\frac{k}{e}\right)^2, \quad (9)$$

т.е. соответствует (8);

– для невырожденного электронного газа:

$$L = \left(r + \frac{5}{2}\right) \cdot \left(\frac{k}{e}\right)^2, \quad (10)$$

где  $r$  — показатель степени в зависимости времени релаксации от энергии который равен 0,5 при рассеянии электрона на акустических и оптических колебаниях решетки и 1,5 при рассеянии на ионах примеси.

Зависимости (9) и (10) применимы для большинства металлов и полупроводников. В таблице 5 приведены значения электропроводности чистых металлов, а в таблицах 6–8 — для металлических частиц размером 1, 10 и 50 нм, вычисленные по формуле, аналогичной (4), где коэффициент теплопроводности заменяется на электрическую проводимость.

Т а б л и ц а 5

#### Электропроводность чистых металлов (М) [19]

М	$\sigma_0, 10^8$ $\text{Ом}^{-1}\cdot\text{м}^{-1}$										
Li	11,8	Sr	5,00	Sn	7,8	Cr	5,3	Ni	14,6	Ho	1,1
Na	23,8	Ba	2,00	Pb	4,9	Mo	19,8	Ce	1,3	Er	0,93
K	16,3	Al	37,2	Cu	59,8	W	18,2	Pr	1,5	Tm	1,3
Rb	8,62	Ga	7,3	Ag	68,0	Mn	0,14	Nd	1,6	Yb	3,7
Cs	4,76	In	12,2	Au	48,3	Tc	-	Sm	1,1	Lu	1,3
Be	36,0	Tl	5,7	Zn	16,9	Re	5,3	Eu	1,2	-	-
Mg	22,7	Si	-	Cd	13,5	Fe	10,3	Gd	0,71	-	-
Ca	24,4	Ge	-	Hg	1,04	Co	16,0	Dy	1,8	-	-

Т а б л и ц а 6

#### Электропроводность наночастиц металлов размером 1 нм

М	$\sigma, 10^8$ $\text{Ом}^{-1}\cdot\text{м}^{-1}$										
Li	4,9	Sr	0,54	Sn	2,6	Cr	1,1	Ni	4,0	Ho	0,1
Na	7,7	Ba	0,2	Pb	1,4	Mo	2,6	Ce	0,2	Er	0,1
K	3,5	Al	11,6	Cu	18,1	W	1,9	Pr	0,2	Tm	0,2
Rb	1,7	Ga	3,8	Ag	16,5	Mn	0,04	Nd	0,2	Yb	0,5
Cs	0,8	In	4,7	Au	11,2	Tc	-	Sm	0,2	Lu	0,1
Be	12,9	Tl	1,7	Zn	6,8	Re	0,7	Eu	0,1	-	-
Mg	5,5	Si	-	Cd	4,7	Fe	2,5	Gd	0,1	-	-
Ca	3,1	Ge	-	Hg	0,6	Co	4,2	Dy	0,2	-	-

Т а б л и ц а 7

#### Электропроводность наночастиц металлов размером 10 нм

М	$\sigma, 10^8$ $\text{Ом}^{-1}\cdot\text{м}^{-1}$										
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
Li	10,4	Sr	2,7	Sn	6,5	Cr	3,8	Ni	11,5	Ho	0,6
Na	19,7	Ba	1,1	Pb	3,9	Mo	12,0	Ce	0,8	Er	0,5
K	11,9	Al	30,5	Cu	48,6	W	9,9	Pr	0,9	Tm	0,7

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
Rb	6,1	Ga	6,7	Ag	51,9	Mn	0,11	Nd	1,0	Yb	2,2
Cs	3,1	In	11,0	Au	36,3	Tc	-	Sm	0,7	Lu	0,7
Be	30,5	Tl	4,6	Zn	14,7	Re	3,1	Eu	0,7	-	-
Mg	17,3	Si	-	Cd	11,3	Fe	7,9	Gd	0,4	-	-
Ca	14,4	Ge	-	Hg	0,9	Co	12,5	Dy	1,0	-	-

Т а б л и ц а 8

## Электропроводность наночастиц металлов размером 50 нм

M	$\sigma, 10^8$ Ом <sup>-1</sup> ·м <sup>-1</sup>										
Li	11,5	Sr	4,3	Sn	7,5	Cr	4,9	Ni	13,0	Ho	1,0
Na	22,8	Ba	1,7	Pb	4,7	Mo	17,5	Ce	1,2	Er	0,8
K	15,2	Al	35,6	Cu	57,2	W	15,6	Pr	1,3	Tm	1,1
Rb	8,0	Ga	7,2	Ag	64,0	Mn	0,13	Nd	1,4	Yb	3,3
Cs	4,3	In	11,8	Au	45,3	Tc	-	Sm	1,0	Lu	1,1
Be	34,8	Tl	5,4	Zn	16,4	Re	4,6	Eu	1,0	-	-
Mg	21,4	Si	-	Cd	13,0	Fe	9,7	Gd	0,6	-	-
Ca	21,4	Ge	-	Hg	1,0	Co	15,2	Dy	1,6	-	-

Как и в случае теплопроводности, электрическая проводимость уменьшается значительно при уменьшении размера частиц металла. В таблице 9 приведены числа Лоренца для массивного образца металла и наночастиц.

Т а б л и ц а 9

Числа Лоренца некоторых металлов ( $L_0$  — массивного образца [24],  
 $L_1, L_{10}$  — для частиц 1 и 10 нм, соответственно)

M	$L_0, 10^{-8}$ Вт Ом/К <sup>2</sup>	$L_1, 10^{-8}$ Вт Ом/К <sup>2</sup>	$L_{10}, 10^{-8}$ Вт Ом/К <sup>2</sup>	M	$L_0, 10^{-8}$ Вт Ом/К <sup>2</sup>	$L_1, 10^{-8}$ Вт Ом/К <sup>2</sup>	$L_{10}, 10^{-8}$ Вт Ом/К <sup>2</sup>
Li	2,22	2,40	2,40	Fe	2,61	2,40	2,40
Na	2,12	2,00	2,00	Zn	2,28	2,20	2,20
K	2,23	2,00	2,00	Cd	2,49	2,16	2,16
Rb	2,42	2,20	2,20	Al	2,14	2,00	2,00
Cu	2,20	2,21	2,21	In	2,58	2,41	2,41
Ag	2,31	2,06	2,10	Tl	2,75	2,75	2,75
Au	2,32	2,14	2,14	Sn	2,48	2,82	2,82
Be	2,36	2,00	2,00	Pb	2,64	2,38	2,38

Из таблицы 9 видно, что числа Лоренца для массивного образца и наночастиц совпадают в пределах погрешности эксперимента. Основной вклад в погрешность измерения вносит погрешность определения коэффициента теплопроводности, которая даже для массивных образцов достигает 10 %.

Полученный результат свидетельствует о том, что перенос тепла в металлических наноструктурах осуществляется электронами, как и в массивных образцах.

*Размерная зависимость электропроводности металлических наноструктур*

Как отмечалось выше, измерение теплопроводности наноструктур значительно сложнее электрических измерений. Поэтому рассмотрим сначала размерные эффекты в электропроводности тонких пленок.

Классическая теория размерного эффекта в электропроводности тонких пленок сформировалась в середине XX в. и получила название модель Фукса-Зондхеймера [25]. В основе модели лежит решение кинетического уравнения Больцмана с учетом рассеяния на стенках пленки. Для удельного сопротивления  $\rho$  тонкой пленки толщиной  $d$  и длиной свободного пробега  $\ell$  получены следующие выражения:

$$\rho = \rho_0 \left( 1 + \frac{3}{8} \frac{\ell}{d} \right), \quad d \gg \ell, \quad (11)$$

$$\rho = \rho_0 \left( \frac{4}{3} \frac{\ell}{d} \left( \ln \frac{\ell}{d} \right)^{-1} \right), \quad d \ll \ell. \quad (12)$$

Полученные соотношения можно интерпретировать в терминах уменьшения средней длины свободного пробега электронов при рассеянии на стенках пленки при уменьшении ее толщины. Однако при интерпретации экспериментальных данных модель Фукса-Зондхеймера не получила широкого распространения [25]. Возможно, это связано с трудностью прямого определения длины свободного пробега электронов, которая определяется не только механизмом рассеяния, но и структурой энергетических зон металла.

Если толщина пленки соизмерима с длиной дебройлевской волны электронов, то может быть реализован квантовый размерный эффект. Суть его в том, что поперечное движение электронов становится квантованным: проекция квазиимпульса электрона на направление малого размера может принимать лишь дискретный набор значений. В чистых металлах длина дебройлевской волны электронов имеет порядок 0,1 нм, что на порядок больше самого малого размера пленки, рассматриваемого в нашем случае. Таким образом, при рассмотрении размерных эффектов в металлических наноструктурах с размером 1–50 нм мы остаемся в рамках классического или квазиклассического электронного газа.

Сделаем оценку длины свободного пробега электронов в некоторых металлах по формуле [24]

$$\ell = \left( \frac{3}{8\pi} \right)^{1/3} \cdot \frac{h}{e^2 n_e^{2/3}} \sigma_0. \quad (13)$$

Здесь  $e$  — заряд электрона;  $h$  — постоянная Планка;  $n_e$  — концентрация электронов;  $\sigma_0$  — электропроводность массивного образца из таблицы 5.

Соответствующие оценки дали следующий результат: для Al  $\ell = 14,7$  нм; для Au  $\ell = 36,5$  нм; для Cu  $\ell = 38,9$  нм; для Ag  $\ell = 56,3$  нм.

Сделаем теперь оценку проводимости пленки золота толщиной  $d = 1$  нм по формуле (12), учитывая, что  $\sigma = 1/\rho$ . Получаем, что  $\sigma = 3,86 \cdot 10^{-8} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$  против  $\sigma = 11,2 \cdot 10^{-8} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$  из таблицы 6.

Как мы видим, вычисленное значение проводимости по формуле (12) отличается от нашего значения примерно в 3 раза в меньшую сторону. Это связано с тем, что в формуле (12) мы берем длину свободного пробега в массивном образце. Если же учесть размерную зависимость длины свободного пробега электрона и по формуле (3) сделать ее расчет, то после подстановки в формулу (12) этого значения мы получаем для пленки золота толщиной 1 нм  $\sigma = 9,8 \cdot 10^{-8} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$ , что уже незначительно отличается от значения, приведенного в таблице 6.

Из приведенных выше рассуждений следует, что для металлических наноструктур модель Фукса-Зондхеймера работает неплохо при учете размерной зависимости длины свободного пробега электрона в соответствии с соотношением (3).

С учетом результатов, приведенных нами в таблице 9, можно сделать вывод, что закон Видемана-Франца-Лоренца в форме (8) выполняется для всех металлических наноструктур до 1 нм и для многих металлических наноструктур — в форме (7). Таким образом, все приведенные выше результаты для электропроводности металлических наноструктур можно использовать и для теплопроводности.

#### *Тепловое поле металлической пластины нанометровой толщины*

Во всех руководствах по расчету тепловых полей тонких покрытий космической и авиационной техники исходят из классических уравнений теплопроводности, где коэффициент теплопроводности считается постоянной величиной (см., напр., [27]). Как показано нами выше, при толщине металлической пленки менее 50–100 нм в ее физических свойствах начинают сказываться размерные эффекты.

Рассмотрим задачу о тепловом поле неограниченной пластины толщиной  $\delta$ . Для простоты и сравнения ограничимся стационарным случаем. Тогда уравнение теплопроводности будет иметь вид

$$\frac{d}{dx} \left( \lambda \frac{dT}{dx} \right) = 0. \quad (14)$$

В классическом случае  $\lambda = \text{const}$ , а в нашем —  $\lambda = \lambda_0(1 - \alpha / \alpha + x)$ . В отличие от (3) здесь размерный фактор обозначен через  $\alpha$ , чтобы не путать со знаком дифференцирования.

С учетом размерного эффекта уравнение (14) приводится к виду

$$\frac{x}{x + \alpha} \frac{dT}{dx} = \frac{C_1}{\lambda_0}. \quad (15)$$

Здесь  $C_1$  — постоянная интегрирования. Решение уравнения (15) имеет вид

$$T(x) = \frac{C_1}{\lambda_0} (x + \alpha \ln x) + C_2. \quad (16)$$

Если в (14)  $\lambda = \text{const}$ , то имеем классическое решение задачи для неограниченной пластины:

$$T(x) = C_1 x + C_2. \quad (17)$$

В отличие от классической задачи в уравнении (16) появляется логарифмический член. Это приводит к расходимости в начале координат. Поэтому граничные условия нужно задавать не при  $x = 0$ , а при  $x = \lambda_{\text{дБ}}$  — длине дебройлевской волны электронов. Только в этом случае имеют смысл классические уравнения теплопроводности.

Существенно также, что, согласно (16), тепловое поле нанопластины зависит как от материала пластины через коэффициент теплопроводности массивного образца  $\lambda_0$ , так и от размерного фактора  $\alpha$ . В классическом случае такой зависимости нет.

Поднятые в настоящей работе вопросы тепловых полей наноструктур различных материалов, различных условий теплообмена с окружающей средой (граничные условия I–IV рода) и целый ряд других задач теплофизики наноструктур мы рассмотрим в следующей статье.

#### Заключение

Создание в последнее время сложных устройств на базе нанобъектов (нотранзисторов, наноэлектромеханических устройств, нанотермоэлектрических устройства и т.д.) требует серьезного анализа тепловых процессов в нанобъектах и наносистемах [28]. Помимо бурного развития наноэлектроники, появились не менее неожиданные приложения нанотехнологий, в частности, в энергетике, транспорте, ракетно-космической технике, прикладной химии и т.п.

Полученные в настоящей работе результаты могут оказаться полезными для указанных выше областей науки и техники.

*Работа выполнена по программе МОН РК 055 «Научная и/или научно-техническая деятельность», подпрограмме 101 «Грантовое финансирование научных исследований». Контракт № 58.*

#### References

- 1 *Andrievsky R.A., Glezer A.M.* Dimensional effects in nanocrystal 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.
- 2 *Sergev G.B.* Nanochemistry. — Moscow: KDU, 2007. — 336 p.
- 3 *Pogosov V.V.* Introduction in physics of charging and dimensional effects. — Moscow: Physmathlit, 2006. — 328 p.
- 4 *Rusanov A.I.* The surprising world of nanostructures // *Magazine of the general chemistry*. — 2002. — Vol. 72. — № 4. — P. 532–549.
- 5 *Gusev A.I.* Nanomaterials, nanostructures, nanotechnologies. — Moscow: Physmathlit, 2007. — 416 p.
- 6 *Shuka A.A.* Nanoelectronics. — Moscow: Physmathlit, 2007. — 464 p.
- 7 *Suzdalev I.P.* Nanotechnology. Physical chemistry nanoclusters, nanostructures and nanomaterials. — Moscow: ComBook, 2006. — 592 p.
- 8 *Ehrlich G.* Small objects — the big ideas. A wide sight at nanotechnologies. — Moscow: Binom, 2011. — 254 p.
- 9 *Usanov D.A., Skripal A.V., Skripal An.V., Abramov A.V.* Computer modelling micro- and nanostructures. — Saratov: SGU Publ., 2006. — 100 p.
- 10 *Nepijko S.A.* Physical properties of small metal particles. — Kiev: Naukova Dumka, 1985. — 240 p.
- 11 *Gusev A.N., Rempel A.A.* Nanocrystal materials. — Moscow: Physmathlit, 2001. — 224 p.
- 12 *Gladkih N.T., Dukarev S.V. et al.* The superficial phenomena and phase transformations in thin films. — Kharkov: KhNU Publ., 2004. — 276 p.
- 13 *Makarov G.N.* Experimental methods of definition of temperature and warmth of fusion of clusters and nanoparticles // *Successes of Physical Sciences*. — 2010. — Vol. 180. — № 2. — P. 185–207.
- 14 *Magomedov M.N.* Warmth of fusion for a nanoparticle // *JTF*. — 2011. — Vol. 81. — № 9. — P. 57–62.
- 15 *Jurov V.M.* Superficial tension of solid states // *Vestnik KarGU. Physics*. — 2007. — № 1 (45). — P. 23–29.

- 16 *Jurov V.M.* Superficial tension of pure metals // Eurasian Physical Technical journal. — 2011. — Vol. 8. — № 1(15). — P. 10–14.
- 17 *Jurov V.M., Ibraev N.H., Guchenko S.A.* Experimental definition of a superficial tension of nanoparticles and nanofilms // News of High Schools. Physics. — 2011. — Vol. 54. — № 1/3. — P. 335–340.
- 18 *Jurov V.M., Laurinas V.Ch., Guchenko S.A., Zavatsky O.N.* Dimensional effects and superficial tension of pure metals // Successes of modern natural sciences. — 2012. — № 7. — P. 88–93.
- 19 Tables of physical sizes. The directory / Under the editorship of academician I.K.Kikoin. — Moscow: Atomizdat, 1976. — 1008 p.
- 20 *Berman P.* Heat conductivity of solid states. — Moscow: Mir, 1979. — 287 p.
- 21 *Reislend J.* Physics of phonons. — Moscow: Mir, 1975. — 365 p.
- 22 *Lykov A.V.* The heat conductivity theory. — Moscow: the Higher school, 1967. — 426 p.
- 23 *Korotkih A.G.* Heat conductivity of materials. — Tomsk: TPU, 2011. — 97 p.
- 24 *Ashcroft N., Mermin N.* Physics of a solid state. — Vol. 1. — Moscow: Mir, 1979. — 399 p.
- 25 *Chopra K.L.* The electric phenomena in thin films. — Moscow: Mir, 1972. — 436 p.
- 26 *Antonets I.V., Kotov L.N., Nekipelov S.V., Golubev E.A.* Features of nanostructure and specific conductivity of thin films of various metals // Magazine of technical physics. — 2004. — Vol. 74. — № 3. — P. 24–27.
- 27 *Shkarban I.I.* Thermophysics of elements of space technics and processes of formation of nanostructures. — Kaluga-Moscow: Publishing house «Eidos», 2011. — 262 p.
- 28 *Dmitriev A.S.* Thermal processes in nanostructures. — Moscow: Physmathlit, 2012. — 303 p.

В.М.Юров

### **Металды нанокұрылымдардың жылу өткізгіштігі және электрлік өткізгіштігі**

Қатты денелердің физикалық қасиеттерінің өлшемділік тәуелділігіне қатысты алғашқыда алынған нәтижелер нанокұрылымды металдардың жылу өткізгіштігі мен электрлік өткізгіштігін қарастыруға қолданылған. Көлемді металдармен салыстырғанда, өлшемдері 1 нм металдардың жылу өткізгіштік коэффициенттері 3–5 есе төмендейтіні, ал өлшемдері 50 нм болғанда айырмашылығы мүлдем байқалмайтыны көрсетілген. Анықталған жылу өткізгіштік коэффициенттердің шамалары конструкциялық материалдар, авиациялық және ғарыштық техника элементтеріне жылулық есептерді жүргізу үшін анықтамалық мәліметтер ретінде қолданылуы мүмкін. Көлемді үлгімен нанобөлшек үшін анықталған Лоренц саны эксперименттік қателіктер шамасында ғана сәйкес келеді. Алынған нәтижелерден металл нанокұрылымдарда жылуды тасымалдайтын электрондар екені анықталды. Жұқа пластинаның жылулық өрісі туралы мәселе қарастырылды. Нанопластина мен көлемді үлгі арасындағы өлшемділік тәуелділікті ескеру арқылы олардың жылуөткізгіштік коэффициенттерінің арасындағы едәуір айырмашылық пайда болатыны байқалды.

V.M.Jurov

### **Heat conductivity and electric conductivity of metal nanostructures**

The results received earlier on dimensional dependence of physical properties of solid states are used by consideration of heat conductivity and electric conductivity of metal nanostructures. It is shown, that factors of heat conductivity of metals in the size of 1 nanometers decrease in 3–5 times in comparison with massive samples and at the sizes in 50 nanometers they already differ from the last a little. The received values of factors of heat conductivity can serve as a help management for thermal calculations of elements of space and aviation technics, constructional materials. It is shown, that Lorentz's numbers for the massive sample and nanoparticles coincide within an experiment error. The received result testifies that carrying over of heat to metal nanostructures is carried out electrons, as well as in massive samples. The problem about a thermal field of a thin plate is considered. It is shown, that the account of dimensional dependence of factor of heat conductivity leads to considerable difference of a thermal field in a nanoplate and the volume sample.

УДК 536.33

Б.Р.Нусупбеков, Д.Ж.Карабекова, А.Ш.Курмангалиев

*Карагандинский государственный университет им. Е.А.Букетова (E-mail: karabekova71@mail.ru)*

### **Теплометрические приборы для контроля и учета тепловой энергии**

В статье показано, что широкое распространение для анализа состояния тепловой изоляции подземных трубопроводов получили тепловые методы неразрушающего контроля, в которых используется тепловая энергия, распространяющаяся в объекте контроля. Температурное поле поверхности объекта является источником информации об особенностях процесса теплопередачи. В статье описаны разработанные авторами несколько модификаций датчиков теплового потока, общим элементом которых является батарейный термоэлектрический датчик специальной конструкции, выполняющий роль термоэлектрического преобразователя теплового потока.

*Ключевые слова:* тепловой поток, датчики теплового потока, тепловые приемники излучения, радиационные пирометры.

Одной из основных структур единиц автоматизированной системы экспериментальных исследований теплофизических процессов является блок измерения параметров теплофизических процессов. Требования к комплексу датчиков, составляющих блок, определяются основными параметрами исследуемых процессов. Основу данного блока составляют специально разработанные датчики теплового потока, тепловые приемники, позволяющие проводить измерения локальных и усредненных параметров теплофизических процессов в стационарном и нестационарном режимах. Тепловые методы неразрушающего контроля получили широкое распространение применительно к различного рода защитным покрытиям, для анализа состояния тепловой изоляции подземных трубопроводов, плавильных печей и т.д.

Тепловой метод неразрушающего контроля основан на регистрации возмущений, вносимых внутренними дефектами в регулярный (эталонный) характер распространения тепловых потоков в объекте контроля. На практике анализируют двумерное нестационарное распределение температуры на поверхности объекта контроля, причем информативными признаками скрытых дефектов являются локальные температурные сигналы или характерные времена теплопередачи.

В тепловых методах неразрушающего контроля используется тепловая энергия, распространяющаяся в объекте контроля. Температурное поле поверхности объекта является источником информации об особенностях процесса теплопередачи, которые, в свою очередь, зависят от наличия внутренних или наружных дефектов. Под дефектом при этом понимается наличие скрытых раковин, полостей, трещин, непроваров, инородных включений и т.д., всевозможных отклонений физических свойств объекта контроля от нормы, наличия мест локального перегрева (охлаждения) и т.п.

Различают пассивный и активный тепловой контроль. При пассивном тепловом контроле анализ тепловых полей изделий производят регистрацией их собственного теплового излучения. Активный тепловой контроль предполагает нагрев объекта внешним источником энергии.

Основной характеристикой температурного поля, являющейся индикатором дефектности, служит величина локального температурного перепада. Координаты места перепада, его рельеф или, иными словами, топология температурного поля и его величина в градусах являются функцией большого количества факторов. Эти факторы можно подразделить на внутренние и внешние. Внутренние факторы определяются теплофизическими свойствами контролируемого объекта и дефекта,

а также их геометрическими параметрами. Эти же факторы определяют временные параметры процесса теплопередачи, в основном процесса развития температурного перепада. Внешними факторами являются характеристики процесса теплообмена на поверхности объекта контроля (чаще всего величина коэффициента конвективной теплоотдачи), мощность источника нагрева и скорость его перемещения вдоль объекта контроля.

Основным информационным параметром при тепловом контроле является локальная разность температур между дефектной и бездефектной областями объекта. Знак перепада зависит от соотношения теплофизических свойств дефекта и изделия и исследуемой поверхности. При нагреве изделий, содержащих дефекты, плохо проводящие тепло, перепад положителен для поверхности, подвергнутой нагреву (т.е. место дефекта характеризуется локальным повышением температуры), и отрицателен для противоположной стороны. В случае дефекта, проводящего тепло лучше основного изделия (металлические вкрапления), знак перепада изменяется на обратный.

Временной ход перепада характеризуется кривой с максимумом. Это заставляет в каждом конкретном случае оптимальным образом выбирать момент регистрации температурного перепада. Величина температуры зависит от тепло- и теплопроводности изделия и дефекта и глубины залегания дефекта.

Среди различных применений датчиков теплового потока особое место занимает контроль состояний тепловой изоляции трубопроводов с теплоносителями. Такой контроль может проводиться с помощью измерителей тепловых потерь, содержащих первичный термоэлектрический преобразователь теплового потока, теплоприемник и электронный блок преобразования измерения сигнала.

Для решения рассмотренных задач нами разработано несколько модификаций датчиков теплового потока, показания которых не зависят от изменения состояния окружающей среды [патенты]. Общим элементом этих приборов является батарейный термоэлектрический датчик специальной конструкции, выполняющий роль термоэлектрического преобразователя теплового потока. Термоэлектрический датчик выполнен в форме ограниченного цилиндра, одно основание которого представляет рабочую поверхность, второе основание имеет тепловой контакт с телом, имеющим температуру окружающей среды. Встроенные нагреватели позволяют создавать тепловой поток через термоэлектрический датчик в направлениях, перпендикулярных его основаниям [3].

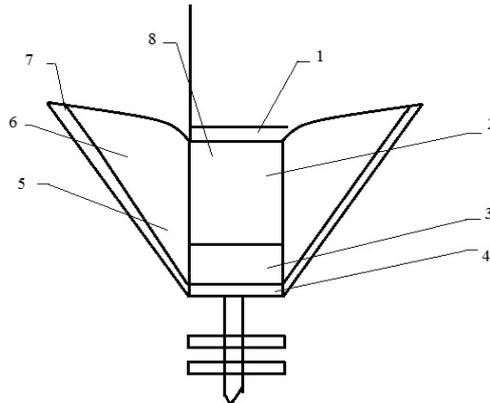
В одной из модификаций датчиков теплового потока «активные» спаи термоэлектрического преобразователя имеют тепловой контакт с приемной пластиной, а «пассивные» спаи — с нагревательным элементом, температура которого контролируется термозависимым элементом. Такая конструкция позволяет совместить функции двух термометрических блоков в одном. При подготовке прибора приемная пластина приводится в тепловой контакт с исследуемым объектом в области отсутствия дефектов тепловой изоляции. Через нагревательный элемент пропускается электрический ток такой величины, чтобы сигнал на выходе термоэлектрического преобразователя был постоянен. Это означает, что с помощью нагревательного элемента через термоэлектрический преобразователь теплового потока создается реперный тепловой поток, равный по величине и противоположный по направлению тепловому потоку от исследуемого объекта в области дефектов тепловой изоляции. При исследовании с возможными дефектами изоляции ток нагревательного элемента не регулируется. Это приводит к изменению сигнала на выходе термоэлектрического преобразователя теплового потока. По величине изменения этого сигнала можно судить о степени дефекта тепловой изоляции.

В другой модификации датчиков теплового потока нагревательный элемент заменен термоэлектрическим холодильником, «холодные» спаи которого совмещены с радиатором, а «горячие» имеют тепловой контакт с термоэлектрическим преобразователем теплового потока. Через термоэлектрический холодильник пропускается электрический ток такой величины, чтобы сигнал на выходе термоэлектрического преобразователя был равен нулю, если приемная пластина имеет контакт с исследуемым объектом в области отсутствия дефектов тепловой изоляции. Таким образом, тепловой поток, создаваемый термоэлектрическим холодильником в направлении термоэлектрического преобразователя, является реперным. С этим потоком сравниваются тепловые потоки в областях, где имеют место дефекты тепловой изоляции.

В третьей модификации датчиков теплового потока нагревательный элемент одновременно выполняет функции приемной пластины. Данная модификация подразумевает калибровку прибора по методу замещения теплового потока от исследуемого объекта тепловым потоком, выделяемым в нагревательном элементе при пропускании по нему электрического тока.

Предлагаемые приборы могут работать как по одноканальной, так и по двухканальной схеме. Обнаруживаемые при этом аномально высокие значения энергетических потерь указывают на участки трубопровода с полностью или частично разрушенной тепловой изоляцией или механическими повреждениями материала трубопровода.

Основным элементом данного теплометрического датчика является слоистый чувствительный элемент батарейного типа (рис. 1). Тепловой поток через защитную пленку 1 поступает на чувствительный элемент 2. Горячие спаи термобатареи имеют тепловой контакт с защитной пленкой, а холодные спаи — с термостабилизатором 3. В данном случае роль термостабилизатора выполняет массивное тело, передающее далее тепловой поток через дно корпуса 4 к радиатору 5. Для исключения теплоотдачи с боковой поверхности чувствительный элемент окружен теплоизолятором 6. Вся система замыкается конусообразной боковой поверхностью 7.



1 — защитная пленка; 2 — чувствительный элемент; 3 — термостабилизатор; 4 — дно корпуса;  
5 — радиатор; 6 — теплоизолятор; 7 — боковая поверхность; 8 — калибровочная обмотка

Рисунок 1. Схематическое изображение теплометрического датчика

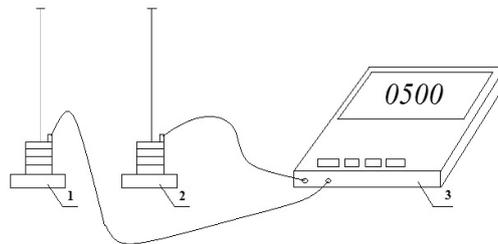


Рисунок 2. Блок-схема теплометрического датчика

Прибор является индикатором состояния подземного теплопровода по характеру изменения тепловых потерь или температуры поверхности грунта над исследуемым теплопроводом. Индикатор состоит из теплометрического блока и электронного малогабаритного показывающего устройства с автономным батарейным электропитанием (рис. 2). Основным элементом теплометрического блока — теплометрический батарейный преобразователь теплового потока. В процессе тепловой диагностики индикатор перемещается оператором вдоль оси прокладки теплотрассы. Считываются показания, по которым вычисляются либо плотность потока теплового излучения, либо температуры. По результатам вычислений строятся распределения плотностей потока теплового излучения или температуры над осью теплотрассы. Аналогичные эпюры строятся по справочным данным для конкретного вида прокладки. Анализ эпюр позволяет обнаруживать места течи и повреждения изоляции.

С целью проверки работоспособности метода в лабораторных условиях исследовалось температурное поле деревянного щита размерами 1500×2000×20 мм, нагреваемого с противоположной стороны излучением муфельной печи ( $t = 400\text{ }^{\circ}\text{C}$ ), расположенной от щита на расстоянии 2 м, 3 м. На щите наносилась сетка с шагом 200 мм, измерения проводились в узлах сетки. Зависимость отно-

сительного сигнала теплотрического датчика (отношение текущего сигнала к максимальному) от координат сетки приведена на рисунке 3.

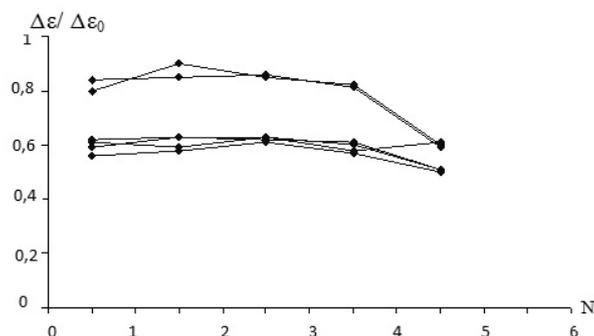


Рисунок 3. Зависимость относительного сигнала теплотрического датчика от координат сетки

На горизонтальной оси отмечены номера точек слева направо. Цифры на кривых соответствуют номерам горизонтальных линий от верхнего края щита к нижнему. Проведенные измерения подтверждают возможность использования предложенного теплотрического датчика для реализации теплового метода неразрушающего контроля.

#### References

- 1 Gerashchenko O.A. Heat indicator metric diagnosis of heat TIDiT-01 / O.A.Geraschenko, T.G.Grishchenko // Equipment for thermal measurements: directory. — Kiev: Hour, 1991. — P. 19.
- 2 Antipov Y., Karabekova D.Zh., Akhtanova M.K., Imanasova N.V. Instruments for measuring the energy performance of thermal processes. KSTU news. — Kaliningrad, 2005. — № 7. — P. 241–245.
- 3 Antipov Y.N. Measurement of pulsed light. — Karaganda, 1981. — 94 p.
- 4 A.S. 27617 RK 1999. A device for measuring heat flow. Antipov Yu.N, Karabekova D.Zh.
- 5 A.S. 37716 RK 2001. A device for measuring heat flow. Kusaiynov K., Gladkov V.E., Karabekova D.Zh.

Б.Р.Нүсіпбеков, Д.Ж.Қарабекова, А.Ш.Құрманғалиев

### Жылулық энергияны бақылауға әрі есептеуге арналған жылуөлшегіш аспаптар

Бақылаудың жылулық әдістемесі жерасты құбыр өткізгіштерінің жылулық окшаулық кезіндегі талдаулары үшін кең қолданыс табууда. Бақылаудың жылулық әдістемесінде бақылау нысанасында таралатын жылулық энергия қолданылды. Объект бетінің температуралық өрісі жылу берілу процесінің ерекшеліктері туралы ақпарат көзі болып есептеледі. Мақалада біз жасаған жылулық ағын құрылғыларының бірнеше модификациялары сипатталған. Бұл аспаптардың ортақ элементі жылулық ағынның жылуэлектрлік түрлендіргіш рөлін орындайтын арнайы конструкциялы батареялы жылуэлектрлік құрылғы болып табылады.

B.R.Nussupbekov, D.Zh.Karabekova, A.Sh.Kurmangaliyev

### Heat metric instrument for control and accounting of heat

Thermal methods of nondestructive testing are widely used for the analysis of the thermal insulation of underground pipelines. In heat methadone nondestructive testing, the thermal energy is distributed in the test object. Temperature field of the object's surface is a source of information on the characteristics of heat transfer. This article describes the modifications we have developed some of the heat flux sensors. A common element of these devices is the battery thermoelectric sensor special design, acting as a thermoelectric converter heat flow.

УДК 535.37

Т.А.Кокетай, Л.М.Ким

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

### **Получение сверхчистой воды для генераторов водорода**

В статье предложено получать чистую воду для генераторов водорода радиационным разложением кристаллогидратов. Показано, что разложение связано с локальным нагревом горячими электронами.

*Ключевые слова:* водород, топливо, сверхчистая вода, кристаллогидрат, глауберова соль, гамма-излучение.

Водород — это топливо ближайшего будущего. Его можно получить из воды путем электролиза. В настоящее время для получения в значительных объемах водорода нет альтернативы электролизу или гидролизу воды. Гидролиз воды осуществляется в щелочной среде. В качестве реагента применяют дорогостоящий LiH.

Для снижения затрат электроэнергии при электролизе воды требуется определенная водоподготовка. Например, в генераторах водорода используется дистиллят или бидистиллят воды. Такая водоподготовка существенно повышает энергозатраты на получение водорода и, следовательно, его стоимость [1].

В качестве источника воды предлагается использовать кристаллогидраты. На рисунке показана зависимость потери веса десятиводным сульфатом натрия при облучении рентгеновскими лучами от дозы облучения. Измерения проводились при температурах 15–18°C. В этом случае потери веса у контрольной таблетки нет.

Измерения на масс-спектрометре показали, что при облучении из глауберовой соли выходит только вода. Чистота воды будет определяться чистотой посуды, в которой производится облучение, и загрязнением из атмосферы. Тот или иной источник загрязнения паров воды достаточно просто контролируется.

Экспериментально определено, что выход воды из глауберовой соли практически не зависит от спектра излучения. Был проведен эксперимент при облучении образцов при разном напряжении на рентгеновской трубке. Напряжение изменялось от 30 кВ до 50 кВ. Доза облучения составляла 500 кГр. Она определялась с помощью ферросульфатного дозиметра Фрике. Известно, что с помощью этого дозиметра доза облучения определяется с точностью не хуже 5 % [1]. В результате получено, что относительная потеря массы образца лежит в интервале от 1,43 до 1,54 % от исходной. Таким образом, спектр излучения рентгеновской трубки практически не влияет на величину выхода воды из кристаллогидрата. Она определяется только поглощенной энергией излучения. Это позволяет утверждать, что потеря веса образцов происходит из-за термализации электронов. Ионизирующие излучения возбуждают электронную подсистему. Горячие электроны термализуются, передавая избыточную энергию кристаллической решетке. Таким образом, механизм потери воды кристаллогидратом — локальный нагрев. Подобное явление наблюдается в моногидрате сульфата лития и в пятиводном сульфате меди. Но выход воды у этих кристаллогидратов существенно меньше, чем у глауберовой соли. Установлено, что чем выше температура разложения кристаллогидрата, тем меньше выход воды.

Глауберову соль можно разложить и простым нагреванием. Но пары воды получаются существенно грязнее, чем при радиационном разложении. При нагревании идет процесс десорбции с поверхности образца, что приводит к загрязнению полученных паров воды. Радиационное разложение глауберовой соли позволяет избежать десорбцию с поверхности кристаллов различных газов.

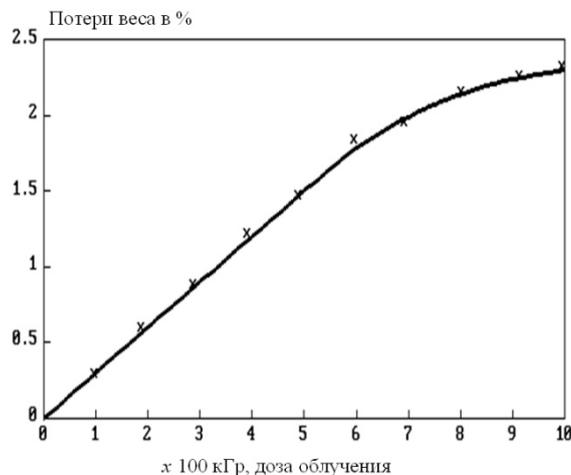


Рисунок 1. Зависимость потери веса глауберовой соли от дозы облучения при температурах 15–18 °С

Использование в качестве источника воды для генераторов водорода кристаллогидратов позволяет исключить процесс водоподготовки. Мы использовали рентгеновское излучение. Но при радиационном разложении кристаллогидратов можно избежать этих дополнительных энергозатрат, если в качестве источника ионизирующего излучения можно использовать какой-либо гамма-активный изотоп. Гамма-излучение обладает большой проникающей способностью. Это позволяет облучать большие объемы исходного сырья.

#### References

- 1 *Shtolz V., Bernkard R.* Dosimetry of ionizing radiation. — Riga: Zinatne, 1982. — 142 p.

Т.Ә.Көкетай, Л.М.Ким

### Сутегі генераторы үшін өте таза суды алу

Мақалада таза су алу үшін кристалл гидратын жіктеумен радиациялық сутегі генераторлары ұсынылды. Жіктеумен байланысты ыстық электрондардың локалдық қызуы көрсетілген.

T.A.Koketai, L.M.Kim

### Receiving superclear water for hydrogen generators

It is offered to receive clear water for hydrogen generators by radiation decomposition of crystallohydrates. It is shown that decomposition is connected with local heating by hot electrons.

В.Ч.Лауринас, О.Н.Завацкая

*Карагандинский государственный университет им. Е.А.Букетова  
(E-mail: vitas-laurinas@rambler.ru)*

## **Влияние лазерного облучения на механические свойства многофазных наноструктурных покрытий**

В работе обсуждены результаты исследования влияния лазерного облучения на механические свойства ионно-плазменных покрытий. Отмечено, что для получения покрытий использовались многокомпонентные плазменные потоки, осаждение покрытий производилось в атмосфере аргона и азота. Показано, что свойства покрытий Cr–Mn–Si–Cu–Fe–Al +Ti, полученные в среде аргона и азота, после лазерного облучения изменяются различным образом, что связано с особенностями поведения нитридной фазы при воздействии лазерного излучения. Определено: свойства покрытий Fe–Al после лазерного облучения практически не изменяются, что связано с особенностями структуры этих покрытий, которая представляет собой незамкнутую структуру.

*Ключевые слова:* лазерное облучение, покрытие, трение, микротвердость, микроструктура, наноструктура.

### *Введение*

Приоритетным направлением современной науки и техники является создание новых материалов на основе нанотехнологий и, в частности, получение многокомпонентных покрытий с размером зерна, не превышающим 100 нм [1–5].

С физической точки зрения переход к наноструктурному состоянию связан с размерными эффектами, которые проявляются при размере частиц около 50 нм, особенно четко при размерах менее 10 нм [6, 7].

Среди наноматериалов наибольший интерес представляют собой нанокompозитные покрытия, состоящие, как минимум, из двух фаз с нанокристаллической и/или аморфной структурой [5, 8–10].

Главная задача в развитии нанокompозитных покрытий состоит в исследовании и создании условий, позволяющих управлять процессом их получения.

В настоящее время существуют различные способы формирования нанокристаллических покрытий [11–14], среди которых можно отметить методы ионного ассистирования и формирования многокомпонентных фазовых потоков, использованных в настоящей работе.

Лазерное излучение обладает высокой энергонасыщенностью, монохроматичностью и когерентностью, узкой направленностью. Оно позволяет концентрировать энергию с плотностью мощности от предельно малой до  $10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>. Лазерное излучение при воздействии на поверхность обрабатываемого материала позволяет быстро и дозированно передавать эту энергию. Возможность такого интенсивного подвода энергии к материалу обуславливает локальность тепловых и связанных с ними других физических процессов. Модификация свойств материалов лазерным излучением по физической сути сводится к локальному термическому воздействию. Поэтому оно определяется теплофизическими параметрами материала, плотностью мощности и временем воздействия излучения, в целом количеством удельной энергии, поглощенной материалом, и скоростью ее рассеивания. Структура слоя, упрочненного лазерным излучением, характеризуется большой твердостью, пониженной химической активностью, меняются механические характеристики, термостойкость, величина и характер распределения остаточных напряжений [15–18].

При действии лазерного излучения с интенсивностью ниже порога выплеска расплава в оплавленном или разогретом слое образца протекают различные структурные и фазовые превращения. При воздействии одиночного лазерного импульса длительностью  $\tau$  прогревается слой толщиной порядка  $\tau\chi^{1/2}$ , где  $\chi$  — коэффициент температуропроводности. Если толщина образца много больше толщины этого слоя, то за счет теплопроводности происходит быстрое остывание и характерная скорость охлаждения для конструкционных сталей достигает величины порядка  $10^3/\tau$  К/с. Это означает, что при использовании лазеров с длительностью импульса  $10^{-6}$ – $10^{-8}$  с скорости охлаждения состав-

ляют  $10^9$ – $10^{11}$  К/с. При таких скоростях возможно возникновение метастабильных фаз, ультрадисперсных кристаллических структур и на специальных сплавах — аморфных структур [15–18].

При контакте оплаиваемой поверхности с химически активной средой модификация поверхности связана с изменением химического состава. В этом случае реализуется случай термохимической обработки поверхности, протекание которого определяется агрегатным состоянием химически активной среды.

При лазерном облучении имеют место микро- и макроструктурные превращения из-за лазерных ударных волн (ЛУВ). Воздействие ЛУВ на твердое тело имеет ряд особенностей, включающих их избирательность действия на примесные атомы и интенсивное дефектообразование в области формирования ударной волны.

В настоящей работе обсуждаются результаты исследования механических и трибологических свойств многофазных нанокристаллических покрытий после воздействия на них лазерного излучения. Методика осаждения покрытий и их структура описаны в работах [19–26].

#### *Методика эксперимента*

В настоящей работе использовались катоды Cr–Mn–Si–Cu–Fe–Al и Fe–Al, с помощью которых наносились покрытия на установке ННВ-6.6И1 на стальную подложку при различных технологических режимах и в различных газовых атмосферах. Количественный анализ элементного состава покрытий проводился на электронном микроскопе JEOL JSM-5910. Исследование микротвердости композиционных покрытий проводилось на микротвердомере HVS-1000A. Микроструктура покрытий определялась на металлографическом микроскопе Эпиквант. Контроль качества покрытий производился на установке ПККП-1К методом анодно-поляризационного инициирования дефектов (АПИД). Трибологические исследования проводились на установке, описанной в работе [27].

Нами использовалось осаждение многофазных покрытий в условиях ионного ассистирования. Перед нанесением покрытий в вакуумной камере производилась очистка подложек сначала тлеющим разрядом, для чего на подложку подавалось напряжение 1–3 кВ в течение 5–10 мин, затем — ионная очистка.

В качестве источника лазерного излучения в работе использовался лазер на алюмоиттриевом гранате, легированном неодимом ( $\lambda = 1064$  нм). Длительность вспышки ламп накачки лазера, работавшим в режиме свободной генерации, составляла  $2 \cdot 10^{-3}$  с. Энергия лазерного импульса составляла 1 Дж и перед проведением эксперимента измерялась с помощью ИМО-2Н, частота следования лазерных импульсов регулировалась от 0.1 до 35 Гц.

Излучение лазера с помощью кварцевой сферической линзы с фокусным расстоянием 50 мм фокусировалось на поверхности образца в пятно, диаметр которого, в зависимости от условий эксперимента, мог составлять 60 мкм и более. Диаметр пятна измерялся с помощью микротвердомера HVS-1000A. Частота следования импульсов подбиралась таким образом, чтобы при фиксированной и нерегулируемой скорости перемещения образца минимальное расстояние между центрами пятен лазерного света на поверхности объекта не превышало их диаметра и составляла 5 Гц.

#### *Результаты эксперимента*

**Катод Cr–Mn–Si–Cu–Fe–Al.** На образцы в количестве 4-х штук было нанесено ионно-плазменное композиционное покрытие Cr–Mn–Si–Cu–Fe–Al +Ti в газовой среде аргона в течение 40 мин. Затем образцы № 2 и № 4 были подвержены лазерной обработке с частотой следования импульсов  $\nu = 5$  Гц и энергией  $E = 1,0$  Дж. Расстояние между фокальной плоскостью линзы и поверхностью образцов составляло 70 мм и 60 мм, соответственно для образцов № 2 и № 4.

На рисунках 1, 2 показана микроструктура покрытий до и после лазерной обработки покрытия.

В таблице 1 приведены коэффициенты трения образцов Cr–Mn–Si–Cu–Fe–Al +Ti в среде аргона без лазерной обработки и после лазерной обработки. Определение коэффициентов трения производилось в паре: покрытие–покрытие; покрытие–алюминий; покрытие–медь.

В таблице 2 приведены значения микротвердости по Виккерсу (HV) образцов Cr–Mn–Si–Cu–Fe–Al +Ti в среде аргона без лазерной обработки и после лазерной обработки. Испытание на микротвердость проводилось при нагрузке 0,01 кг, что соответствует 0,098 Н, время выдержки 15 с.

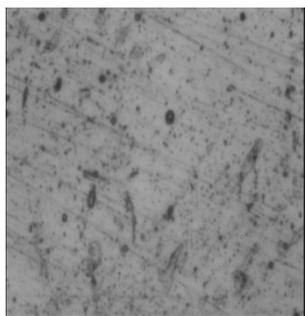


Рисунок 1. Микроструктура покрытия Cr-Mn-Si-Cu-Fe-Al + Ti в газовой среде аргона до лазерного облучения

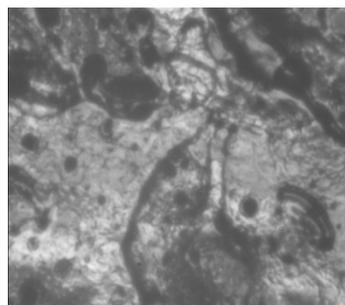


Рисунок 2. Микроструктура покрытия Cr-Mn-Si-Cu-Fe-Al + Ti в газовой среде аргона после лазерного облучения

Т а б л и ц а 1

**Результаты трибологических исследований покрытия Cr-Mn-Si-Cu-Fe-Al + Ti, полученного в среде аргона**

Образец	Коэффициент трения		
	покрытие-покрытие	покрытие-алюминий	покрытие-медь
Cr-Mn-Si-Cu-Fe-Al + Ti без лазерной обработки	0,413	0,302	0,269
Cr-Mn-Si-Cu-Fe-Al + Ti после лазерной обработки, R = 70 мм	0,274	0,265	0,264

Т а б л и ц а 2

**Результаты исследований микротвердости покрытия Cr-Mn-Si-Cu-Fe-Al + Ti, полученного в среде аргона**

Образец	Нагрузка испытания, кг	Микротвердость, HV
Cr-Mn-Si-Cu-Fe-Al + Ti без лазерной обработки	0,01	190,5
Cr-Mn-Si-Cu-Fe-Al + Ti после лазерной обработки	0,01	328,0

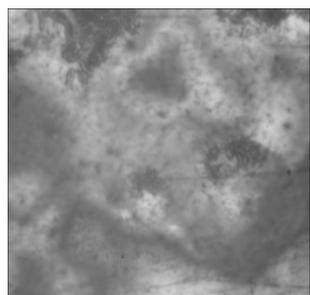


Рисунок 3. Микроструктура покрытия Cr-Mn-Si-Cu-Fe-Al + Ti в газовой среде азота после лазерного облучения, R = 67 мм

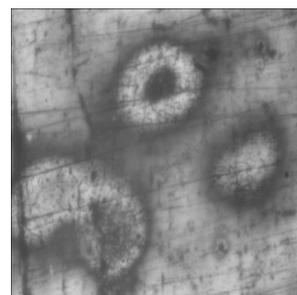


Рисунок 4. Микроструктура покрытия Cr-Mn-Si-Cu-Fe-Al + Ti в газовой среде азота после лазерного облучения, R = 65 мм

При осаждении Cr-Mn-Si-Cu-Fe-Al + Ti в атмосфере азота структура покрытия резко изменяется и образуется ячеистая наноструктура. Это явление рассмотрено нами в работе [28]. Полученные в этой работе экспериментальные данные укладываются во все рассмотренные модели образования ячеистой структуры: концентрационного переохлаждения, связанного с наличием радиального градиента концентрации примеси нитрида титана; ячеек Бенара, возникновение которых обусловлено наличием вертикального градиента температуры; ячеистой дислокационной структуры, связанной с наличием пластических деформаций в покрытии. Окончательный выбор модели и, соответственно,

управляющего параметра пока еще не сделан. Возможно, что на процесс формирования покрытий оказывают влияние все механизмы в той или степени.

На рисунках 3–4 показана микроструктура покрытия Cr–Mn–Si–Cu–Fe–Al + Ti, полученного в атмосфере азота.

В таблице 3 приведены коэффициенты трения образцов Cr–Mn–Si–Cu–Fe–Al + Ti в среде аргона без лазерной обработки и после лазерной обработки.

Т а б л и ц а 3

**Результаты трибологических исследований покрытия Cr–Mn–Si–Cu–Fe–Al + Ti, полученного в среде азота**

Образец	Коэффициент трения		
	покрытие–покрытие	покрытие–алюминий	покрытие–медь
Cr–Mn–Si–Cu–Fe–Al + Ti в среде азота, без лазерной обработки	0,243	0,304	0,431
Cr–Mn–Si–Cu–Fe–Al + Ti в среде азота, после лазерной обработки	0,229	0,370	0,320

В таблице 4 приведены значения микротвердости по Виккерсу (HV) образцов Cr–Mn–Si–Cu–Fe–Al + Ti в среде аргона без лазерной обработки и после лазерной обработки.

Т а б л и ц а 4

**Результаты исследований микротвердости покрытия Cr–Mn–Si–Cu–Fe–Al + Ti, полученного в среде азота**

Образец	Нагрузка испытания, кг	Микротвердость, HV
Cr–Mn–Si–Cu–Fe–Al + Ti без лазерной обработки	0,025	804,4
Cr–Mn–Si–Cu–Fe–Al + Ti после лазерной обработки, R = 67 мм	0,025	365,5
Cr–Mn–Si–Cu–Fe–Al + Ti после лазерной обработки, R = 70 мм	0,025	297,2

**Катод Fe–Al.** Структура покрытия Fe–Al резко отличается от структуры покрытия других исследованных многофазных покрытий. В этом случае наблюдаются незамкнутые наноструктуры [29]. На структуру покрытия Fe–Al значительное влияние оказывает величина тока дуги. Увеличение тока разряда дуги приводит к увеличению толщины покрытия, однако при возрастании тока свыше 130 А снижается совершенство структуры и резко повышается количество капельной фазы, которая является причиной снижения прочности сцепления подложки с покрытием. При малой мощности разряда (ток дуги < 20–30 А) из-за уменьшения коэффициента ионизации плазмы в пленку «замуровываются» нейтральные частицы реакционного газа и катода, что способствует повышению концентрации дефектов покрытия. Экспериментально нами определен оптимальный ток дуги — 90 А.

На рисунках 5–6 показана микроструктура покрытия Fe–Al, полученного в атмосфере аргона.

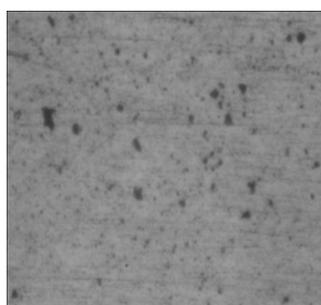


Рисунок 5. Микроструктура покрытия Fe–Al в газовой среде аргона до лазерного облучения

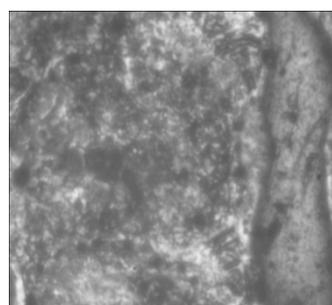


Рисунок 6. Микроструктура покрытия Fe–Al в газовой среде аргона после лазерного облучения

В таблице 5 приведены коэффициенты трения образцов Fe–Al в среде аргона без лазерной обработки и после лазерной обработки.

Т а б л и ц а 5

**Результаты трибологических исследований покрытия Fe–Al, полученного в среде аргона**

Образец	Коэффициент трения	
	покрытие–алюминий	покрытие–медь
Fe–Al без лазерной обработки	0,327	0,282
Fe–Al после лазерной обработки, $R = 70$ мкм	0,342	0,348

В таблице 6 приведены значения микротвердости по Виккерсу (HV) образцов Fe–Al в среде аргона без лазерной обработки и после лазерной обработки.

Т а б л и ц а 6

**Результаты исследований микротвердости покрытия Fe–Al, полученного в среде аргона**

Образец	Нагрузка испытания, кг	Микротвердость, HV
Fe–Al без лазерной обработки	0,025	196,8
Fe–Al после лазерной обработки, $R = 70$ мкм	0,025	253,2

Приведем теперь результаты РФЭС анализа покрытий Cr–Mn–Si–Cu–Fe–Al и Fe–Al.

На рисунках 7–8 показаны характеристические рентгеновские энергодисперсионные спектры элементарных составляющих указанных выше покрытий. В спектрах легко различимы пики, соответствующие всем химическим элементам исследуемых образцов. Не обнаружены пики углерода, что свидетельствует о химической чистоте образцов.

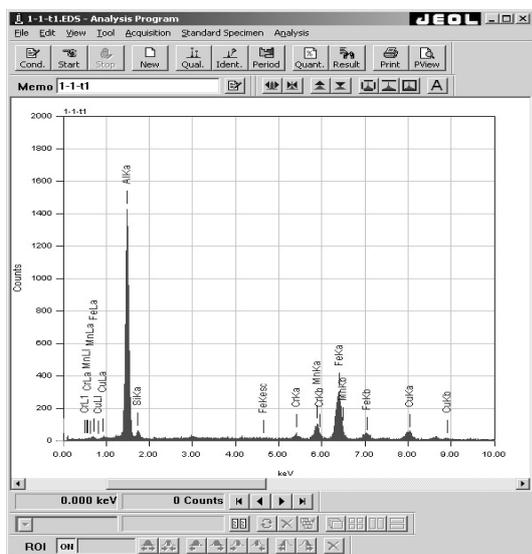


Рисунок 7. РФЭС покрытий Cr–Mn–Si–Cu–Fe–Al

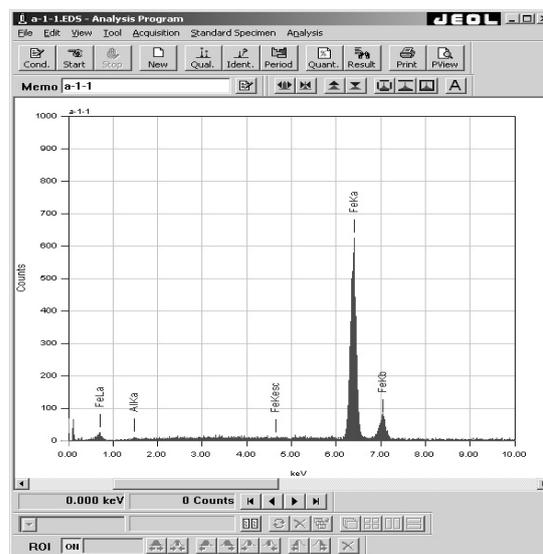


Рисунок 8. РФЭС покрытий Fe–Al

Из энергодисперсионных спектров найдены энергии квантов контрольных линий, полностью совпадающие с табличными и вычисленными по закону Мозли. Путем математической обработки энергодисперсионных спектров по специальной программе PHI-RHO-Z были определены концентрации элементов. Концентрации элементов определены с использованием аналитических сигналов Al  $K_{\alpha}$ , Si  $K_{\alpha}$ , Cr  $K_{\alpha}$ , Mn  $K_{\alpha}$ , Fe  $K_{\alpha}$ , Cu  $K_{\alpha}$ , имеющих максимальные интенсивности.

Полученные значения массовых концентрации элементов композиционных катодов были использованы для расчета их стехиометрии в анализируемом соединении. Значения массовых концентраций  $G_i$ , % элементов взяты из данных эксперимента. Атомные массы элементов  $M_i$  известны из периодической системы элементов. Результаты расчета представлены в таблице 7.

Результаты расчета стехиометрии компонентов

Покрытие	$k_1$	$k_2$	$k_3$	$k_4$	$k_5$	$k_6$	Химическая формула по данным анализа
Cr–Mn–Si–Cu–Fe–Al	1	4,32	4,64	5,26	18,39	67,85	$\text{CrMn}_{4,32}\text{Si}_{4,64}\text{Cu}_{5,26}\text{Fe}_{18,39}\text{Al}_{67,85}$
Al–Fe	1	43,04					$\text{AlFe}_{43,04}$

*Обсуждение результатов экспериментов*

Сущность лазерного упрочнения железоуглеродистых сталей, как и обычных методов закалки, состоит в бездиффузионном превращении, при быстром охлаждении гранцентрированной кубической решетки аустенита, в искаженную объемно-центрированную решетку мартенсита [30]. Характерной чертой мартенсита является его высокая твердость, с одной стороны, и низкая пластичность и хрупкость — с другой. В нашем случае, как это следует из данных РФЭС, исследуемые покрытия не содержат углерода, несмотря на высокое содержание железа (табл. 7).

Закалка цветных металлов не связана с фазовыми переходами в объеме вещества, а обусловлена «исправлением» искажений структуры металлов, возникших при их затвердевании [31]. Поэтому в нашем случае влияние лазерного излучения на свойства композиционных покрытий, основу которых составляет алюминий, не столь тривиально, как это может показаться с первого взгляда. К этому нужно добавить и наноструктурное состояние исследованных покрытий, теплофизические свойства которых значительно отличаются от объемных свойств вещества.

Как следует из таблиц 1 и 2, для покрытия Cr–Mn–Si–Cu–Fe–Al + Ti в среде аргона коэффициент трения после лазерной обработки уменьшается, а микротвердость возрастает. Первый эффект мы связываем с уменьшением шероховатости покрытия при его оплавлении лазерным лучом. Второй эффект обусловлен формированием дислокационной структуры покрытия при резком нагреве-охлаждении, что отчетливо видно из сравнения рисунков 1 и 2.

При нанесении покрытий Cr–Mn–Si–Cu–Fe–Al + Ti в среде азота в последнем формируются области, содержащие нитриды титана и хрома, причем по данным РФЭС содержание обеих компонент примерно одинаковое. Размер частиц нитрида титана и хрома по данным электронной микроскопии составляет 100–150 нм. Микрористаллиты нитридов титана и хрома имеют преимущественную ориентацию (предположительно в направлении (200)), что отлично от сферической симметрии микрористаллитов чистого титана. Все это, наряду с ячеистой структурой покрытия, приводит к высокой его микротвердости (табл. 4). После лазерной обработки покрытия Cr–Mn–Si–Cu–Fe–Al + Ti, полученного в среде азота, коэффициент трения изменяется незначительно, а микротвердость уменьшается более чем в 2 раза (табл. 4). Это означает, что в этом случае мы имеем дело не с упрочнением покрытия, а с его отпуском, как это наблюдается в закаленных сталях при высоких температурах.

Однако механизм разупрочнения в нашем случае отличен от механизма отпуска стали, где последний обусловлен фазовым переходом мартенсит→аустенит. Одной из вероятных причин разупрочнения покрытия Cr–Mn–Si–Cu–Fe–Al + Ti, полученного в среде азота, является коагуляция микрористаллитов титана и хрома, отчетливо видная на рисунках 3 и 4 и происходящая при остывании расплава после лазерного облучения. Подобный эффект наблюдается при легировании титаном при бескислородной плавке металлов [32]. При этом включения нитридов титана значительно ухудшают свойства литья. Другой причиной разупрочнения может быть тот факт, что при высокой температуре, которая достигается при лазерном облучении, нитриды титана и хрома «разъедаются» окислами железа [32]. Образование окислов железа может происходить как за счет его значительного содержания в покрытии (табл. 7), так и за счет того, что лазерное облучение проводилось на воздухе. Этот вопрос требует дальнейшего исследования.

Для покрытия Fe–Al существенных изменений не наблюдается ни в микроструктуре (рис. 5 и 6), ни в физико-механических свойствах (табл. 5 и 6). Подобный эффект наблюдается и при ионном облучении такого покрытия [23]. Это связано, как мы уже отмечали выше, со специфической незамкнутой диссипативной структурой покрытия Fe–Al. Оказывается, что такая структура нечувствительна ни к радиационному, ни к лазерному облучению. Таким образом, в случае покрытия Fe–Al мы имеем дело с радиационно-стойкой структурой, которая может найти практическое применение в атомной энергетике и космической технике.

## Заклучение

В настоящее время лазерные технологии получили «второе дыхание» и активно используются в различных областях науки, техники, медицины, экологическом мониторинге и т.д. Немаловажную роль они стали играть и в нанотехнологиях [33]. В настоящей работе показано, что эффект лазерного воздействия на наноструктурные покрытия может быть довольно разнообразен. Однако решающую роль при этом играет первоначальная структура покрытия, которая задает механизм и направление ее преобразования при внешних, в том числе и лазерных, воздействиях.

*Работа выполнена по программе МОН РК 055 «Научная и/или научно-техническая деятельность», подпрограмме 101 «Грантовое финансирование научных исследований». Контракт № 58.*

## References

- 1 Gleiter H. Nanostructured Materials: Basic Concepts and Microstructure // Acta Materialia. — 2000. — Vol. 48. — № 1. — P. 1–29.
- 2 Golovin J.I. Introduction in nanotechnology. — Moscow: Mechanical engineering, 2003. — 112 p.
- 3 Andrievsky R.A., Ragulja A.V. Nanostructural materials. — Moscow: Publishing centre «Academy», 2005. — 117 p.
- 4 Berlin E., Dvinin S., Seidman L. Vacuum technology and the equipment for drawing and etching of thin films. — Moscow: Technosphere, 2007. — 472 p.
- 5 Reshetnjak E.N., Strelitsky V.E. Synthesis of strengthening nanostructural coverings // Questions of a nuclear science and technics. — 2008. — № 2. — P. 119–130.
- 6 Andrievsky R.A., Glezer A.M. Dimensional effects in nanocrystal materials. II. Mechanical and physical properties // Physics of metals and metallurgical science. — 1999. — Vol. 8. — № 1. — P. 50–73.
- 7 Palumbo G., Erb U., Aust K. Triple line dislocation effect on the mechanical behavior of materials // Scripta Metallurgica et Materialia. — 1990. — Vol. 24. — P. 1347–1350.
- 8 Shtanskiy D.V., Levashov E.A. Multicomponent nanostructural films: problems and decisions // News of high schools. Non-ferrous metallurgy. — 2001. — № 3. — P. 52–57.
- 9 Veprek S., Veprek-Hejman M., Karvankova P. et al. Different approaches to superhard coatings and nanocomposites // Thin Solid Films. — 2005. — Vol. 476. — P. 1–29.
- 10 Zwang R.F., Veprek S. Crystalline-to-amorphous transition in  $Ti_{1-x}Si_xN$  solid solution and the stability of fee SiN studied by combined ab initio density functional theory and thermodynamic calculation // Physical review. — 2007. — Vol. 76. — P. 174–185.
- 11 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.
- 12 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.
- 13 Flink A., Larson T., Sjolen J. et al. Influence of Si on the microstructure of arc 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.
- 14 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.
- 15 Kalinichenko A.S., Bergman G.V. The operated directed hardening and laser processing: the theory and practice. — Minsk: Technoprint, 2001. — 367 p.
- 16 Grigorjants A.G., Shiganov I.N., Misjurov A.I. Technological processes of laser processing. — Moscow: MGTU Publishing house, 2006. — 664 p.
- 17 Vejko V.P., Petrov A.A. Introduction in laser technologies. — St. Petersburg: St. Petersburg State University ITMO, 2009. — 143 p.
- 18 Losev V.F., Morozova E.J., Zipsev V.P. Physical bases of laser processing of materials. — Tomsk, TPU, 2011. — 199 p.
- 19 Jurov V.M., Guchenko S.A., Ibraev N.H. et al. Influence of technological parameters on properties of composite coverings Mn-Fe-Cu-Al // The Bulletin of development of science and education. — 2011. — № 2. — P. 18–23.
- 20 Jurov V.M., Vertjagina E.H., Guchenko S.A. Influence of an ionic irradiation on structure and property of composite coverings // Vestnik KarGU. Physics. — 2011. — № 2 (62). — P. 39–48.
- 21 Jurov V.M., Guchenko S.A., Ibraev N.H. The nanostructured composite coverings and their properties // Works of VIII international scientific conference «Perspective technologies, the equipment and analytical systems for materials technology and nanomaterials». — Almaty, 2011. — Part 1. — P. 168–175.
- 22 Jurov V.M., Ibraev N.H., Guchenko S.A. Nanostructural coverings on the basis of binary alloys of aluminium // Vestnik KazNU named after Al-Farabi. A series physics. — 2011. — № 2(37). — P. 38–44.
- 23 Jurov V.M., Vertjagina E.N., Guchenko S.A. et al. Influence of an ionic irradiation on properties of nanostructural coverings Zn-Al and Fe-Al // Modern high technologies. — 2011. — № 5. — P. 63–68.
- 24 Jurov V.M., Guchenko S.A., Zavatsky O.N. Structure and superficial tension of composite coverings // Vestnik KarGU. Physics. — 2012. — № 1 (65). — P. 45–53.
- 25 Jurov V.M., Laurinas V.Ch., Guchenko S.A., Zavatsky O.N. Influence of technological parameters of sedimentation on a superficial tension of composite coverings // The International magazine applied and basic researches. — 2012. — № 5. — P. 55–58.

- 26 Jurov V.M., Laurinas V.Ch., Guchenko S.A., Zavatsky O.N. Superficial tension of ionic-plasma coverings // Vestnik KarGU. Physics. — 2012. — № 2(66). — P. 13–21.
- 27 Kolesnikov V.A., Bajragov J.Z., Jurov V.M. The information-measuring device for definition of factor of a sliding friction // Basic researches. — 2011. — № 12. — Part 1. — P. 121–124.
- 28 Jurov V.M., Laurinas V.Ch., Guchenko S.A., Zavatsky O.N. Formation of cellular nanostructure at formation of multiphase coverings // Nanomaterials and nanotechnologies. — 2012. — № 2. — P. 17–24.
- 29 Jurov V.M., Vertjagina E.N., Guchenko S.A. et al. Ionic-plasma coverings on the basis of aluminium alloys // Vestnik KarGU. Physics. — 2010. — № 3 (59). — P. 28–38.
- 30 Majorov V.S. Laser hardening of metals // Laser technologies of processing of materials: modern problems of basic researches and applied workings out / Under the editorship of V.J.Panchenko. — Moscow: Fizmatlit, 2009. — P. 439–469.
- 31 Merkulova G.A. Metallurgical science and thermal processing of colour alloys. — Krasnoyarsk: SFU, 2008. — 312 p.
- 32 Samsonov G.V. Nitrides. — Kiev: Naukova dumka, 1969. — 312 p.
- 33 Bulgakov A.V., Bulgakova N.M., Burakov I.M. et al. Synthesis of nanodimensional materials at influence of powerful streams of energy on substance. — Novosibirsk: Institute of thermophysics of the Siberian Branch of the Russian Academy of Science, 2009. — 462 p.

В.Ч.Лауринас, О.Н.Завацкая

### **Көп фазалы наноқұрылымдық жабулардың механикалық қасиеттеріне лазерлік сәулелендірудің әсері**

Мақалада ионды-плазмалық жабулардың механикалық қасиеттеріне лазерлік сәулеленудің әсерін зерттеу нәтижелеріне талдау жүргізілген. Жабуларды жасау үшін көп компонентті плазмалық ағындар қолданылды. Жабулар аргон және азот атмосферасында жасалды. Аргон және азот ортасында алынған Cr–Mn–Si–Cu–Fe–Al + Ti жабуларының қасиеттері лазерлік сәулелендіруден кейін әрқилы өзгереді, оның себебі — лазерлік сәулеленудің әсері кезіндегі нитридті фазалардағы ерекшеліктері. Fe–Al жабуларының қасиеттеріне лазерлік сәуле әсер етпейді, өйткені бұндай жабулардың құрылымдық қасиеттері олардың тұйықталмаған құрылымы болып табылады.

V.Ch.Laurinas, O.N.Zavatskaya

### **Influence of a laser irradiation on mechanical properties of multiphase nanostructural coverings**

In work results of research of influence of a laser irradiation on mechanical properties of ionic-plasma coverings are discussed. For reception of coverings multicomponent plasma streams were used. Sedimentation of coverings was made in argon and nitrogen atmosphere. Properties of coverings Cr–Mn–Si–Cu–Fe–Al + Ti, received in the environment of argon and nitrogen, after a laser irradiation change in the various image. It is connected with features of behaviour of nitrides of the titan and chrome at influence of laser radiation. Properties of coverings Fe–Al after a laser irradiation practically do not change. It is connected with features of structure of these coverings which represents not closed structure.

В.Н.Украинец

Павлодарский государственный университет им. С.Торайгырова  
(E-mail: vitnikukr@mail.ru)

### Задача о действии подвижной периодической нагрузки на двухслойную оболочку в упругом полупространстве

Получено точное аналитическое решение задачи о действии подвижной периодической нагрузки на двухслойную оболочку в упругом полупространстве. Для описания толстого наружного слоя оболочка автором использованы динамические уравнения теории упругости, колебания тонкого внутреннего слоя описываются классическими уравнениями теории тонких оболочек в подвижной системе координат. Решение основано на методе неполного разделения переменных. При численной реализации задачи рекомендовано применять метод последовательных отражений (приближений).

**Ключевые слова:** периодическая нагрузка, двухслойная оболочка, полупространство, действие, теория упругости, метод последовательных отражений.

Рассмотрим бесконечно длинную круговую цилиндрическую двухслойную оболочку, ось которой совпадает с осью  $z$  декартовой  $(x, y, z)$  или цилиндрической  $(r, \theta, z)$  неподвижной системы координат, расположенную в линейно-упругом, однородном и изотропном полупространстве  $x \leq h$  (массиве) параллельно свободной от нагрузок его горизонтальной границе  $x = h$ . Внутренний слой оболочки — тонкая упругая оболочка толщиной  $h_0$  и радиусом срединной поверхности  $R_2$ , наружный — толстая упругая оболочка с радиусом наружной поверхности  $R_1$  (рис. 1). Условимся внутренний слой двухслойной оболочки называть несущим, а наружный — ограждающим слоем. В силу малости  $h_0$  принимаем, что несущий слой контактирует с ограждающим слоем вдоль своей срединной поверхности. Контакт между слоями оболочки, а также контакт между ограждающим слоем и массивом будем полагать либо жёстким, либо скользящим при двусторонней связи в радиальном направлении.

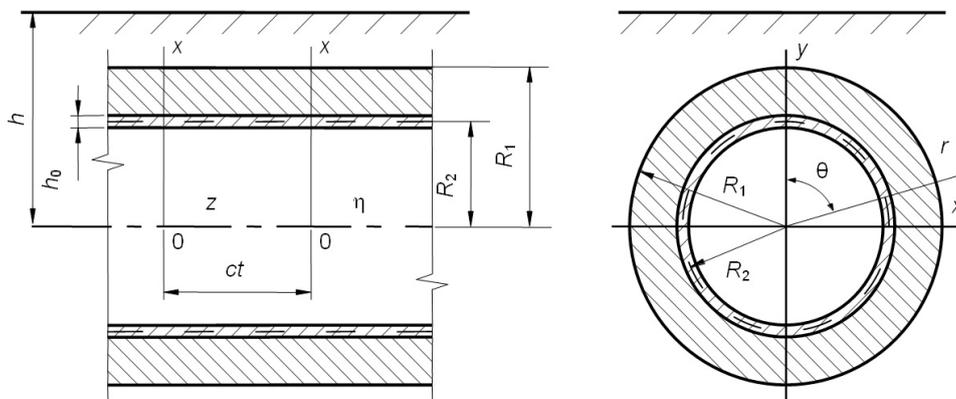


Рисунок 1. Двухслойная оболочка в упругом полупространстве

Пусть на внутреннюю поверхность оболочки действует периодическая по её оси нагрузка интенсивностью  $P$ , движущаяся с постоянной дозвуковой скоростью  $c$  (т.е. меньшей, чем скорости распространения волн сдвига в ограждающем слое и массиве) в направлении оси  $z$ . Физико-механические свойства массива и ограждающего слоя характеризуются следующими постоянными:  $\nu_1, \mu_1, \rho_1; \nu_2, \mu_2, \rho_2$ , где  $\nu_k$  — коэффициент Пуассона;  $\mu_k$  — модуль сдвига;  $\rho_k$  — плотность ( $k = 1, 2$ ). Здесь и в дальнейшем индекс  $k = 1$  относится к массиву, а  $k = 2$  — к ограждающему слою.

Для описания движения массива и ограждающего слоя используем динамические уравнения теории упругости в подвижной системе координат  $\eta = z - ct$  [1]

$$\left(M_{pk}^{-2} - M_{sk}^{-2}\right) \text{grad div } u_k + M_{sk}^{-2} \nabla^2 u_k = \partial^2 u_k / \partial \eta^2, \quad k = 1, 2, \quad (1)$$

где  $M_{pk} = c/c_{pk}$ ,  $M_{sk} = c/c_{sk}$  — числа Маха;  $c_{pk} = \sqrt{(\lambda_k + 2\mu_k)/\rho_k}$ ,  $c_{sk} = \sqrt{\mu_k/\rho_k}$  — скорости распространения волн расширения-сжатия и сдвига в массиве и ограждающем слое;  $\lambda_k = 2\mu_k\nu_k/(1-2\nu_k)$ ;  $\mathbf{u}_k$  — векторы смещений точек массива и ограждающего слоя;  $\nabla^2$  — оператор Лапласа.

Для описания движения несущего слоя воспользуемся классическими уравнениями теории тонких оболочек, которые в подвижной системе координат имеют подобный [2] вид:

$$\begin{aligned} \left[1 - \frac{(1-\nu_0)\rho_0 c^2}{2\mu_0}\right] \frac{\partial^2 u_{0\eta}}{\partial \eta^2} + \frac{1-\nu_0}{2R^2} \frac{\partial^2 u_{0\eta}}{\partial \theta^2} + \frac{1+\nu_0}{2R} \frac{\partial^2 u_{0\theta}}{\partial \eta \partial \theta} + \frac{\nu_0}{R} \frac{\partial u_{0r}}{\partial \eta} &= \frac{1-\nu_0}{2\mu_0 h_0} (P_\eta - q_{\eta 2}), \\ \frac{1+\nu_0}{2R} \frac{\partial^2 u_{0\eta}}{\partial \eta \partial \theta} + \frac{(1-\nu_0)}{2} \left(1 - \frac{\rho_0 c^2}{\mu_0}\right) \frac{\partial^2 u_{0\theta}}{\partial \eta^2} + \frac{1}{R^2} \frac{\partial^2 u_{0\theta}}{\partial \theta^2} + \frac{1}{R^2} \frac{\partial u_{0r}}{\partial \theta} &= \frac{1-\nu_0}{2\mu_0 h_0} (P_\theta - q_{\theta 2}), \\ \frac{\nu_0}{R} \frac{\partial u_{0\eta}}{\partial \eta} + \frac{1}{R^2} \frac{\partial u_{0\theta}}{\partial \theta} + \frac{h_0^2}{12} \nabla^2 \nabla^2 u_{0r} + \frac{(1-\nu_0)\rho_0 c^2}{2\mu_0} \frac{\partial^2 u_{0r}}{\partial \eta^2} + \frac{u_{0r}}{R^2} &= -\frac{1-\nu_0}{2\mu_0 h_0} (P_r - q_{r 2}). \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь  $R = R_2$ ;  $u_{0\eta}$ ,  $u_{0\theta}$ ,  $u_{0r}$  — перемещения точек срединной поверхности несущего слоя;  $\nu_0$ ,  $\mu_0$ ,  $\rho_0$  — коэффициент Пуассона, модуль сдвига и плотность его материала;  $P_j(\theta, \eta)$  — составляющие интенсивности нагрузки  $P(\theta, \eta)$ ;  $q_{j2} = \sigma_{rj2}|_{r=R_2}$  — составляющие реакции ограждающего слоя;  $\sigma_{rj2}$  — компоненты тензоров напряжений в ограждающем слое,  $j = \eta, \theta, r$ .

Выразим векторы  $u_k$  через потенциалы Ламе [1]:

$$\mathbf{u}_k = \text{grad } \varphi_{1k} + \text{rot}(\varphi_{2k} \mathbf{e}_\eta) + \text{rot rot}(\varphi_{3k} \mathbf{e}_\eta), \quad k = 1, 2, \quad (3)$$

которые, как следует из (1) и (3), удовлетворяют уравнениям

$$\nabla^2 \varphi_{jk} = M_{jk}^2 \partial^2 \varphi_{jk} / \partial \eta^2, \quad j = 1, 2, 3, \quad k = 1, 2, \quad (4)$$

где  $\mathbf{e}_\eta$  — орт оси  $\eta$ ,  $M_{1k} = M_{pk}$ ,  $M_{2k} = M_{3k} = M_{sk}$ .

Используя (3) и закон Гука, получаем выражения для компонент векторов  $\mathbf{u}_k$  и тензоров напряжений в массиве ( $k = 1$ ) и ограждающем слое ( $k = 2$ ) в подвижной цилиндрической системе координат:

$$u_{rk} = \frac{\partial \varphi_{1k}}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi_{2k}}{\partial \theta} + \frac{\partial^2 \varphi_{3k}}{\partial \eta \partial r}, \quad u_{\eta k} = \frac{\partial \varphi_{1k}}{\partial \eta} + m_{sk}^2 \frac{\partial^2 \varphi_{3k}}{\partial \eta^2}, \quad u_{\theta k} = \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi_{1k}}{\partial \theta} - \frac{\partial \varphi_{2k}}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial^2 \varphi_{3k}}{\partial \eta \partial \theta}; \quad (5)$$

$$\sigma_{\eta \eta k} = (2\mu_k + \lambda_k M_{pk}^2) \frac{\partial^2 \varphi_{1k}}{\partial \eta^2} + 2\mu_k m_{sk}^2 \frac{\partial^3 \varphi_{3k}}{\partial \eta^3},$$

$$\sigma_{\theta \theta k} = \lambda_k M_{pk}^2 \frac{\partial^2 \varphi_{1k}}{\partial \eta^2} + \frac{2\mu_k}{r} \left( \frac{1}{r} \frac{\partial^2 \varphi_{1k}}{\partial \theta^2} + \frac{\partial \varphi_{1k}}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi_{2k}}{\partial \theta} - \frac{\partial^2 \varphi_{2k}}{\partial r \partial \theta} + \frac{1}{r} \frac{\partial^3 \varphi_{3k}}{\partial \theta^2 \partial \eta} + \frac{\partial^2 \varphi_{3k}}{\partial r \partial \eta} \right),$$

$$\sigma_{rrk} = \lambda_k M_{pk}^2 \frac{\partial^2 \varphi_{1k}}{\partial \eta^2} + 2\mu_k \left( \frac{\partial^2 \varphi_{1k}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial^2 \varphi_{2k}}{\partial \theta \partial r} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial \varphi_{2k}}{\partial \theta} + \frac{\partial^3 \varphi_{3k}}{\partial r^2 \partial \eta} \right),$$

$$\sigma_{r\eta k} = \mu_k \left( 2 \frac{\partial^2 \varphi_{1k}}{\partial \eta \partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial^2 \varphi_{2k}}{\partial \theta \partial \eta} + (1 + m_{sk}^2) \frac{\partial^3 \varphi_{3k}}{\partial \eta^2 \partial r} \right), \quad (6)$$

$$\sigma_{\eta \theta k} = \mu_k \left( \frac{2}{r} \frac{\partial^2 \varphi_{1k}}{\partial \theta \partial \eta} - \frac{\partial^2 \varphi_{2k}}{\partial r \partial \eta} + \frac{(1 + m_{sk}^2)}{r} \frac{\partial^3 \varphi_{3k}}{\partial \theta \partial \eta^2} \right),$$

$$\sigma_{r\theta k} = 2\mu_k \left( \frac{1}{r} \frac{\partial^2 \varphi_{1k}}{\partial \theta \partial r} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial \varphi_{1k}}{\partial \theta} - \frac{\partial^2 \varphi_{2k}}{\partial r^2} - \frac{m_{sk}^2}{2} \frac{\partial^2 \varphi_{2k}}{\partial \eta^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial^3 \varphi_{3k}}{\partial r \partial \eta \partial \theta} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \varphi_{3k}}{\partial \eta \partial \theta} \right),$$

где  $m_{sk}^2 = 1 - M_{sk}^2$ .

В подвижных декартовых координатах выражения для компонент напряжённо-деформированного состояния (НДС) массива имеют вид

$$u_{x1} = \frac{\partial \varphi_{11}}{\partial x} + \frac{\partial \varphi_{21}}{\partial y} + \frac{\partial^2 \varphi_{31}}{\partial x \partial \eta}, \quad u_{\eta 1} = \frac{\partial \varphi_{11}}{\partial \eta} + m_{s1}^2 \frac{\partial^2 \varphi_{31}}{\partial \eta^2}, \quad u_{y1} = \frac{\partial \varphi_{11}}{\partial y} - \frac{\partial \varphi_{21}}{\partial x} + \frac{\partial^2 \varphi_{31}}{\partial y \partial \eta}; \quad (7)$$

$$\begin{aligned}
 \sigma_{\eta\eta} &= (2\mu_1 + \lambda_1 M_{p1}^2) \frac{\partial^2 \varphi_{11}}{\partial \eta^2} + 2\mu_1 m_{s1}^2 \frac{\partial^3 \varphi_{31}}{\partial \eta^3}, \\
 \sigma_{yy1} &= \lambda_1 M_{p1}^2 \frac{\partial^2 \varphi_{11}}{\partial \eta^2} + 2\mu_1 \left( \frac{\partial^2 \varphi_{11}}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 \varphi_{21}}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^3 \varphi_{31}}{\partial y^2 \partial \eta} \right), \\
 \sigma_{xx1} &= \lambda_1 M_{p1}^2 \frac{\partial^2 \varphi_{11}}{\partial \eta^2} + 2\mu_1 \left( \frac{\partial^2 \varphi_{11}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi_{21}}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^3 \varphi_{31}}{\partial x^2 \partial \eta} \right), \\
 \sigma_{x\eta} &= \mu_1 \left( 2 \frac{\partial^2 \varphi_{11}}{\partial \eta \partial x} + \frac{\partial^2 \varphi_{21}}{\partial y \partial \eta} + (1 + m_{s1}^2) \frac{\partial^3 \varphi_{31}}{\partial \eta^2 \partial x} \right), \\
 \sigma_{y\eta} &= \mu_1 \left( 2 \frac{\partial^2 \varphi_{11}}{\partial y \partial \eta} - \frac{\partial^2 \varphi_{21}}{\partial x \partial \eta} + (1 + m_{s1}^2) \frac{\partial^3 \varphi_{31}}{\partial y \partial \eta^2} \right), \\
 \sigma_{xy1} &= 2\mu_1 \left( \frac{\partial^2 \varphi_{11}}{\partial x \partial y} - \frac{\partial^2 \varphi_{21}}{\partial x^2} - \frac{m_{s1}^2}{2} \frac{\partial^2 \varphi_{21}}{\partial \eta^2} + \frac{\partial^3 \varphi_{31}}{\partial x \partial y \partial \eta} \right).
 \end{aligned} \tag{8}$$

Таким образом, для определения компонент НДС массива и ограждающего слоя необходимо решить уравнения (4), используя граничные условия.

Рассмотрим случай, когда подвижная нагрузка представима в виде синусоидальной нагрузки с произвольной зависимостью от угловой координаты:

$$P(\theta, \eta) = p(\theta) e^{i\xi\eta}, \quad p(\theta) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} P_n e^{in\theta}, \tag{9}$$

$$P_j(\theta, \eta) = p_j(\theta) e^{i\xi\eta}, \quad p_j(\theta) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} P_{nj} e^{in\theta}, \quad j = r, \theta, \eta,$$

где константа  $\xi$  определяет период  $T = 2\pi/\xi$  действующей нагрузки.

Потенциалы  $\varphi_{jk}$  будем искать в аналогичном виде:

$$\varphi_{jk}(r, \theta, \eta) = \Phi_{jk}(r, \theta) e^{i\xi\eta}. \tag{10}$$

Подставляя (10) в (4), получим видоизменённые уравнения Гельмгольца:

$$\nabla_2^2 \Phi_{jk} - m_{jk}^2 \xi^2 \Phi_{jk} = 0, \quad j = 1, 2, 3, \quad k = 1, 2, \tag{11}$$

где  $\nabla_2^2$  — двумерный оператор Лапласа,  $m_{jk}^2 = 1 - M_{jk}^2$ ,  $m_{1k} \equiv m_{pk}$ ,  $m_{2k} = m_{3k} \equiv m_{sk}$ .

Выражения (5)–(8), с учётом (10), переписутся в виде

$$\begin{aligned}
 u_{rk} &= \left( \frac{\partial \Phi_{1k}}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi_{2k}}{\partial \theta} + \xi \frac{\partial \Phi_{3k}}{\partial r} i \right) e^{i\xi\eta}, \\
 u_{\theta k} &= \left( \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi_{1k}}{\partial \theta} - \frac{\partial \Phi_{2k}}{\partial r} + \frac{\xi}{r} \frac{\partial \Phi_{3k}}{\partial \theta} i \right) e^{i\xi\eta}, \\
 u_{\eta k} &= \left( \xi \Phi_{1k} i - \xi^2 m_s^2 \Phi_{3k} \right) e^{i\xi\eta};
 \end{aligned} \tag{12}$$

$$\begin{aligned}
 \sigma_{\eta\eta k} &= -\mu \left[ \left( 2 + \frac{\lambda}{\mu} M_p^2 \right) \xi^2 \Phi_{1k} + 2m_s^2 \xi^3 \Phi_{3k} i \right] e^{i\xi\eta}, \\
 \sigma_{\theta\theta k} &= \mu \left[ -\frac{\lambda}{\mu} M_p^2 \xi^2 \Phi_{1k} + \frac{2}{r} \left( \frac{1}{r} \frac{\partial^2 \Phi_{1k}}{\partial \theta^2} + \frac{\partial \Phi_{1k}}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi_{2k}}{\partial \theta} - \frac{\partial^2 \Phi_{2k}}{\partial r \partial \theta} + \frac{\xi}{r} \frac{\partial^2 \Phi_{3k}}{\partial \theta^2} i + \xi \frac{\partial \Phi_{3k}}{\partial r} i \right) \right] e^{i\xi\eta}, \\
 \sigma_{rrk} &= \mu \left[ -\frac{\lambda}{\mu} M_p^2 \xi^2 \Phi_{1k} + 2 \left( \frac{\partial^2 \Phi_{1k}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial^2 \Phi_{2k}}{\partial \theta \partial r} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial \Phi_{2k}}{\partial \theta} + \xi \frac{\partial^2 \Phi_{3k}}{\partial r^2} i \right) \right] e^{i\xi\eta}, \\
 \sigma_{r\eta k} &= \mu \left[ 2\xi \frac{\partial \Phi_{1k}}{\partial r} i + \frac{\xi}{r} \frac{\partial \Phi_{2k}}{\partial \theta} i - \xi^2 (1 + m_s^2) \frac{\partial \Phi_{3k}}{\partial r} \right] e^{i\xi\eta}, \\
 \sigma_{\eta\theta k} &= \mu \left[ \frac{2\xi}{r} \frac{\partial \Phi_{1k}}{\partial \theta} i - \xi \frac{\partial \Phi_{2k}}{\partial r} i - \frac{\xi^2 (1 + m_s^2)}{r} \frac{\partial \Phi_{3k}}{\partial \theta} \right] e^{i\xi\eta},
 \end{aligned} \tag{13}$$

$$\begin{aligned}
 \sigma_{r\theta k} &= \mu \left( \frac{2}{r} \frac{\partial^2 \Phi_{1k}}{\partial \theta \partial r} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial \Phi_{1k}}{\partial \theta} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \Phi_{2k}}{\partial \theta^2} - \frac{\partial^2 \Phi_{2k}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi_{2k}}{\partial r} + \frac{2\xi}{r} \frac{\partial^2 \Phi_{3k}}{\partial r \partial \theta} - \frac{2\xi}{r^2} \frac{\partial \Phi_{3k}}{\partial \theta} \right) e^{i\xi\eta}; \\
 u_{x1} &= \left( \frac{\partial \Phi_{11}}{\partial x} + \frac{\partial \Phi_{21}}{\partial y} + \xi \frac{\partial \Phi_{31}}{\partial x} i \right) e^{i\xi\eta}, \quad u_{y1} = \left( \frac{\partial \Phi_{11}}{\partial y} - \frac{\partial \Phi_{21}}{\partial x} + \xi \frac{\partial \Phi_{31}}{\partial y} i \right) e^{i\xi\eta}, \quad u_{\eta 1} = (\xi \Phi_{11} i - \xi^2 m_s^2 \Phi_{31}) e^{i\xi\eta}; \quad (14) \\
 \sigma_{\eta\eta 1} &= -\mu \left[ \left( 2 + \frac{\lambda}{\mu} M_p^2 \right) \xi^2 \Phi_{11} + 2m_s^2 \xi^3 \Phi_{31} i \right] e^{i\xi\eta}, \\
 \sigma_{yy1} &= \mu \left[ -\frac{\lambda}{\mu} M_p^2 \xi^2 \Phi_{11} + 2 \left( \frac{\partial^2 \Phi_{11}}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 \Phi_{21}}{\partial x \partial y} + \xi \frac{\partial^2 \Phi_{31}}{\partial y^2} i \right) \right] e^{i\xi\eta}, \\
 \sigma_{xx1} &= \mu \left[ -\frac{\lambda}{\mu} M_p^2 \xi^2 \Phi_{11} + 2 \left( \frac{\partial^2 \Phi_{11}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi_{21}}{\partial x \partial y} + \xi \frac{\partial^2 \Phi_{31}}{\partial x^2} i \right) \right] e^{i\xi\eta}, \\
 \sigma_{x\eta 1} &= \mu \left[ 2\xi \frac{\partial \Phi_{11}}{\partial x} i + \xi \frac{\partial \Phi_{21}}{\partial y} i - \xi^2 (1 + m_s^2) \frac{\partial \Phi_{31}}{\partial x} \right] e^{i\xi\eta}, \quad (15) \\
 \sigma_{y\eta 1} &= \mu \left[ 2\xi \frac{\partial \Phi_{11}}{\partial y} i - \xi \frac{\partial \Phi_{21}}{\partial x} i - \xi^2 (1 + m_s^2) \frac{\partial \Phi_{31}}{\partial y} \right] e^{i\xi\eta}, \\
 \sigma_{xy1} &= \mu \left( 2 \frac{\partial^2 \Phi_{11}}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 \Phi_{21}}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 \Phi_{21}}{\partial x^2} + 2\xi \frac{\partial^2 \Phi_{31}}{\partial x \partial y} i \right) e^{i\xi\eta}.
 \end{aligned}$$

В дозвуковом случае  $M_{sk} < 1$  ( $m_{sk} > 0$ ,  $k = 1, 2$ ), и мы приходим к известным решениям [1] уравнений (11)

$$\Phi_{jk} = \Phi_{jk}^{(1)} + \Phi_{jk}^{(2)}, \quad j = 1, 2, 3, \quad k = 1, 2, \quad (16)$$

где:

– для массива

$$\Phi_{j1}^{(1)} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_{nj} K_n(k_{j1} r) e^{in\theta}, \quad \Phi_{j1}^{(2)} = \int_{-\infty}^{\infty} g_j(\xi, \zeta) \exp\left(iy\zeta + (x-h)\sqrt{\zeta^2 + k_{j1}^2}\right) d\zeta; \quad (17)$$

– для ограждающего слоя

$$\Phi_{j2}^{(1)} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_{nj+3} K_n(k_{j2} r) e^{in\theta}, \quad \Phi_{j2}^{(2)} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_{nj+6} I_n(k_{j2} r) e^{in\theta}. \quad (18)$$

Здесь  $I_n(k_j r)$ ,  $K_n(k_j r)$  — функции Бесселя первого и второго рода от мнимого аргумента,  $k_{j1} = |m_{j1} \xi|$ ,  $k_{j2} = |m_{j2} \xi|$ ,  $j = 1, 2, 3$ ;  $g_j(\xi, \zeta)$ ,  $a_{n1}, \dots, a_{n9}$  — неизвестные функции и коэффициенты, подлежащие определению.

Как показано в [1], представление потенциалов для полупространства в форме (16) приводит к их следующим выражениям в декартовой системе координат:

$$\Phi_{j1} = \int_{-\infty}^{\infty} \left[ \frac{e^{-xf_j}}{2f_j} \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_{nj} \Phi_{nj} + g_j(\xi, \zeta) e^{(x-h)f_j} \right] e^{iy\zeta} d\zeta, \quad (19)$$

где  $f_j = \sqrt{\zeta^2 + k_{j1}^2}$ ,  $\Phi_{nj} = \left[ (\zeta + f_j) / k_{j1} \right]^n$ ,  $j = 1, 2, 3$ .

Воспользуемся с учётом (19) граничными условиями на свободной от нагрузок поверхности полупространства:

$$\text{при } x = h \quad \sigma_{xx1} = \sigma_{xy1} = \sigma_{x\eta 1} = 0. \quad (20)$$

Выделяя коэффициенты при  $e^{iy\zeta}$  и приравнявая, в силу произвольности  $y$ , их нулю, получим систему трёх уравнений, из которой выражаем функции  $g_j(\xi, \zeta)$  через неизвестные коэффициенты  $a_{n1}, a_{n2}, a_{n3}$ :

$$g_j(\xi, \zeta) = \frac{1}{\Delta_*} \sum_{l=1}^3 \Delta_{jl}^* e^{-hf_l} \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_{nl} \Phi_{nl}, \quad (21)$$

где

$$\Delta_* = (2\rho_*^2 - \beta^2)^2 - 4\rho_*^2 \sqrt{\rho_*^2 - \alpha^2} \sqrt{\rho_*^2 - \beta^2},$$

$$\Delta_{11}^* = \frac{\Delta_*}{2\sqrt{\rho_*^2 - \alpha^2}} - \frac{(2\rho_*^2 - \beta^2)^2}{\sqrt{\rho_*^2 - \alpha^2}}, \Delta_{12}^* = -2\zeta(2\rho_*^2 - \beta^2), \Delta_{13}^* = 2\xi(2\rho_*^2 - \beta^2)\sqrt{\rho_*^2 - \beta^2},$$

$$\Delta_{21}^* = -\frac{M_{s1}^2}{m_{s1}^2} \Delta_{12}^*, \Delta_{22}^* = -\frac{\Delta_{**}}{2\sqrt{\rho_*^2 - \beta^2}}, \Delta_{23}^* = -4\xi\zeta \frac{M_{s1}^2}{m_{s1}^2} \sqrt{\rho_*^2 - \alpha^2} \sqrt{\rho_*^2 - \beta^2},$$

$$\Delta_{31}^* = -\frac{\Delta_{13}^*}{m_{s1}^2 \xi^2}, \Delta_{32}^* = \frac{\Delta_{21}^*}{\beta^2}, \Delta_{33}^* = -\frac{\Delta_{**}}{2\sqrt{\rho_*^2 - \beta^2}} + \frac{(2\rho_*^2 - \beta^2)^2}{\sqrt{\rho_*^2 - \beta^2}},$$

$$\alpha = M_{p1}\xi, \quad \beta = M_{s1}\xi, \quad \rho_*^2 = \xi^2 + \zeta^2, \quad \Delta_{**} = (2\rho_*^2 - \beta^2)^2 - 4\rho_*^2 \sqrt{\rho_*^2 - \alpha^2} \sqrt{\rho_*^2 - \beta^2}, \quad \rho_{**}^2 = \xi^2 + (2/m_{s1}^2 - 1)\zeta^2.$$

Заметим, что  $\Delta_*(\rho_*)$  — определитель Рэлея, который обращается в ноль при  $\rho_{*R}^2 = \xi^2 M_R^2$ , или в двух точках  $\pm \zeta_R = \pm |\xi| \sqrt{M_R^2 - 1}$ , где  $M_R = c/c_R$  — число Маха,  $c_R$  — скорость поверхностных волн Рэлея [1], которую условимся называть рэлеевской скоростью. Из последнего следует, что  $\Delta_*(\rho_*)$  не обращается в ноль на действительной оси, если  $M_R < 1$ , или  $c < c_R$ , т.е. при дорэлеевских скоростях движения нагрузки. В этом случае потенциалы (19) можно представить в виде

$$\Phi_{jl} = \int_{-\infty}^{\infty} \left[ \frac{e^{-xf_j}}{2f_j} \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_{nj} \Phi_{nj} + e^{(x-h)f_j} \sum_{l=1}^3 \frac{\Delta_{jl}^*}{\Delta_*} e^{-hf_l} \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_{nl} \Phi_{nl} \right] e^{iy\zeta} d\zeta. \quad (22)$$

Следует отметить, что рэлеевская скорость  $c_R$  несколько ниже (на 5÷10 %) скорости волн сдвига в массиве [3].

Ограничимся случаем  $c < c_R$ . Подставляя (22) в (14), (15), получим формулы для вычислений компонент напряженно-деформированного состояния массива в декартовых координатах при  $c < c_R$ :

$$u_{l1} = \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{j=1}^3 (U_{lj}^{(1)} F_{nj}^{(1)} + U_{lj}^{(2)} F_{nj}^{(2)}) e^{i(y\zeta + \xi\eta)} d\zeta, \quad (23)$$

$$\frac{\sigma_{lm1}}{\mu_1} = \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{j=1}^3 (S_{lmj}^{(1)} F_{nj}^{(1)} + S_{lmj}^{(2)} F_{nj}^{(2)}) e^{i(y\zeta + \xi\eta)} d\zeta.$$

Здесь  $l = x, y, \eta$ ,  $m = x, y, \eta$ ;

$$F_{nj}^{(1)} = \frac{e^{-xf_j}}{2f_j} \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_{nj} \Phi_{nj}, \quad F_{nj}^{(2)} = e^{(x-h)f_j} \sum_{l=1}^3 \frac{\Delta_{jl}^*}{\Delta_*} e^{-hf_l} \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_{nl} \Phi_{nl},$$

$$U_{x1}^{(1)} = -U_{x1}^{(2)} = -f_1, \quad U_{x2}^{(1)} = U_{x2}^{(2)} = -\zeta, \quad U_{x3}^{(1)} = -U_{x3}^{(2)} = f_3 \xi,$$

$$U_{y1}^{(1)} = U_{y1}^{(2)} = i\zeta, \quad U_{y2}^{(1)} = -U_{y2}^{(2)} = if_2, \quad U_{y3}^{(1)} = U_{y3}^{(2)} = -i\xi\zeta,$$

$$U_{\eta 1}^{(1)} = U_{\eta 1}^{(2)} = i\xi, \quad U_{\eta 2}^{(1)} = U_{\eta 2}^{(2)} = 0, \quad U_{\eta 3}^{(1)} = U_{\eta 3}^{(2)} = -im_{s1}^2 \xi^2,$$

$$S_{xx1}^{(1)} = S_{xx1}^{(2)} = n_2 + 2(f_1^2 - \xi^2 m_{p1}^2), \quad S_{xx2}^{(1)} = -S_{xx2}^{(2)} = 2\zeta f_2, \quad S_{xx3}^{(1)} = S_{xx3}^{(2)} = -2f_3^2 \xi,$$

$$S_{yy1}^{(1)} = S_{yy1}^{(2)} = n_2 - 2(\zeta^2 + \xi^2 m_{p1}^2), \quad S_{yy2}^{(1)} = -S_{yy2}^{(2)} = -2f_2 \zeta, \quad S_{yy3}^{(1)} = S_{yy3}^{(2)} = 2\xi \zeta^2,$$

$$S_{\eta\eta 1}^{(1)} = S_{\eta\eta 1}^{(2)} = n_2 - 2n_1, \quad S_{\eta\eta 2}^{(1)} = S_{\eta\eta 2}^{(2)} = 0, \quad S_{\eta\eta 3}^{(1)} = S_{\eta\eta 3}^{(2)} = 2m_{s1}^2 \xi^3,$$

$$S_{xy1}^{(1)} = -S_{xy1}^{(2)} = -2f_1 \zeta i, \quad S_{xy2}^{(1)} = S_{xy2}^{(2)} = -(f_2^2 + \zeta^2) i, \quad S_{xy3}^{(1)} = -S_{xy3}^{(2)} = 2f_3 \xi \zeta i,$$

$$S_{\eta y 1}^{(1)} = S_{\eta y 1}^{(2)} = -2\xi \zeta, \quad S_{\eta y 2}^{(1)} = -S_{\eta y 2}^{(2)} = -\xi f_2, \quad S_{\eta y 3}^{(1)} = S_{\eta y 3}^{(2)} = n_2 \zeta,$$

$$S_{x\eta 1}^{(1)} = -S_{x\eta 1}^{(2)} = -2f_1 \xi i, \quad S_{x\eta 2}^{(1)} = S_{x\eta 2}^{(2)} = -\xi \zeta i, \quad S_{x\eta 3}^{(1)} = -S_{x\eta 3}^{(2)} = n_2 f_3 i, \quad n_1 = (1 + m_{p1}^2) \xi^2, \quad n_2 = (1 + m_{s1}^2) \xi^2.$$

Используя известное при  $x < h$  соотношение [1]

$$\exp(iy\zeta + (x-h)\sqrt{\zeta^2 + k_j^2}) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} I_n(k_j r) e^{in\theta} \left[ \left( \zeta + \sqrt{\zeta^2 + k_j^2} \right) / k_j \right]^n e^{-h\sqrt{\zeta^2 + k_j^2}},$$

представим  $\Phi_{j_1}$  (16) в цилиндрической системе координат:

$$\Phi_{j_1} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left( a_{nj} K_n(k_{j_1}r) + I_n(k_{j_1}r) \int_{-\infty}^{\infty} g_j(\xi, \zeta) \Phi_{nj} e^{-h f_j} d\zeta \right) e^{in\theta}.$$

Подставляя в последнее выражение из (21)  $g_j(\xi, \zeta)$ , для  $c < c_R$ , получим:

$$\Phi_{j_1} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} (a_{nj} K_n(k_{j_1}r) + b_{nj} I_n(k_{j_1}r)) e^{in\theta}, \quad (24)$$

где  $b_{nj} = \sum_{l=1}^3 \sum_{m=-\infty}^{\infty} a_{ml} A_{nj}^{ml}$ ,  $A_{nj}^{ml} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\Delta_{jl}}{\Delta_*} \Phi_{ml} \Phi_{nj} e^{-h(f_l + f_j)} d\zeta$ .

Подставляя (24) в (12), (13), получаем формулы для вычислений компонент напряженно-деформированного состояния массива в цилиндрических координатах при  $c < c_R$ :

$$u_{l1} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{j=1}^3 [U_{lj1}^{(1)}(K_n(k_{j_1}r)) a_{nj} + U_{lj1}^{(2)}(I_n(k_{j_1}r)) b_{nj}] e^{i(\xi\eta + n\theta)}, \quad (25)$$

$$\frac{\sigma_{lm1}}{\mu_1} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{j=1}^3 [S_{lmj1}^{(1)}(K_n(k_{j_1}r)) a_{nj} + S_{lmj1}^{(2)}(I_n(k_{j_1}r)) b_{nj}] e^{i(\xi\eta + n\theta)}$$

Здесь  $l = r, \theta, \eta$ ,  $m = r, \theta, \eta$ ;

$$U_{r11}^{(1)} = k_{11} K'_n(k_{11}r), \quad U_{r21}^{(1)} = -\frac{n}{r} K_n(k_{21}r), \quad U_{r31}^{(1)} = -\xi k_{31} K'_n(k_{31}r),$$

$$U_{\theta11}^{(1)} = \frac{n}{r} K_n(k_{11}r)i, \quad U_{\theta21}^{(1)} = -k_{21} K'_n(k_{21}r)i, \quad U_{\theta31}^{(1)} = -\frac{n}{r} \xi K_n(k_{31}r)i,$$

$$U_{\eta11}^{(1)} = \xi K_n(k_{11}r)i, \quad U_{\eta21}^{(1)} = 0, \quad U_{\eta31}^{(1)} = -k_{31}^2 K_n(k_{31}r)i,$$

$$S_{rr11}^{(1)} = 2 \left( k_{11}^2 + \frac{n^2}{r^2} - \frac{\lambda_1 M_{p1}^2 \xi^2}{2\mu_1} \right) K_n(k_{11}r) - \frac{2k_{11} K'_n(k_{11}r)}{r}, \quad S_{rr21}^{(1)} = \frac{2n}{r^2} K_n(k_{21}r) - \frac{2k_{21} K'_n(k_{21}r)}{r},$$

$$S_{rr31}^{(1)} = -2\xi \left( k_{31}^2 + \frac{n^2}{r^2} \right) K_n(k_{31}r) + \frac{2\xi k_{31} K'_n(k_{31}r)}{r}, \quad S_{\theta\theta11}^{(1)} = -2 \left( \frac{n^2}{r^2} + \frac{\lambda_1 M_{p1}^2 \xi^2}{2\mu_1} \right) K_n(k_{11}r) + \frac{2k_{11} K'_n(k_{11}r)}{r},$$

$$S_{\theta\theta21}^{(1)} = -\frac{2n K_n(k_{21}r)}{r^2} + \frac{2n k_{21} K'_n(k_{21}r)}{r}, \quad S_{\theta\theta31}^{(1)} = \frac{2\xi n^2 K_n(k_{31}r)}{r^2} - \frac{2\xi k_{31} K'_n(k_{31}r)}{r},$$

$$S_{\eta\eta11}^{(1)} = -2\xi^2 \left( \frac{1 + \lambda_1 M_{p1}^2}{2\mu_1} \right) K_n(k_{11}r), \quad S_{\eta\eta21}^{(1)} = 0, \quad S_{\eta\eta31}^{(1)} = 2m_{31}^2 \xi^3 K_n(k_{31}r),$$

$$S_{r\theta11}^{(1)} = \left( -\frac{2n K_n(k_{11}r)}{r^2} + \frac{2n k_{11} K'_n(k_{11}r)}{r} \right) i, \quad S_{r\theta21}^{(1)} = \left( -\left( k_{21}^2 + \frac{2n^2}{r^2} \right) K_n(k_{21}r) + \frac{2k_{21} K'_n(k_{21}r)}{r} \right) i,$$

$$S_{r\theta31}^{(1)} = \left( \frac{2n \xi K_n(k_{31}r)}{r^2} - \frac{2n \xi k_{31} K'_n(k_{31}r)}{r} \right) i,$$

$$S_{\theta\eta11}^{(1)} = -\frac{2n \xi K_n(k_{11}r)}{r}, \quad S_{\theta\eta21}^{(1)} = \xi k_{21} K'_n(k_{21}r), \quad S_{\theta\eta31}^{(1)} = \frac{n \xi^2 (1 + m_{31}^2) K_n(k_{31}r)}{r},$$

$$S_{r\eta11}^{(1)} = 2\xi k_{11} K'_n(k_{11}r)i, \quad S_{r\eta21}^{(1)} = -\frac{\xi n K_n(k_{21}r)i}{r}, \quad S_{r\eta31}^{(1)} = -\xi^2 k_{31} (1 + m_{31}^2) K'_n(k_{31}r)i;$$

$$K'_n(k_{j_1}r) = \frac{dK_n(k_{j_1}r)}{d(k_{j_1}r)}; \quad U_{lj1}^{(2)}, \quad S_{lmj1}^{(2)} \text{ получаются из } U_{lj1}^{(1)}, \quad S_{lmj1}^{(1)} \text{ заменой } K_n \text{ на } I_n.$$

Подставляя  $\Phi_{j_2}$  (16) в (12), (13), получаем формулы для вычислений компонент напряженно-деформированного состояния ограждающего слоя при  $c < c_R$ :

$$u_{j2} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{j=1}^3 \left[ U_{lj2}^{(1)}(K_n(k_{j2}r)) a_{nj+3} + U_{lj2}^{(2)}(I_n(k_{j2}r)) a_{nj+6} \right] e^{i(\xi\eta+n\theta)}, \quad (26)$$

$$\frac{\sigma_{lm2}}{\mu_2} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{j=1}^3 \left[ S_{lmj2}^{(1)}(K_n(k_{j2}r)) a_{nj+3} + S_{lmj2}^{(2)}(I_n(k_{j2}r)) a_{nj+6} \right] e^{i(\xi\eta+n\theta)}.$$

Здесь  $l = r, \theta, \eta$ ,  $m = r, \theta, \eta$ ;

$$U_{r12}^{(1)} = k_{12} K'_n(k_{12}r), \quad U_{r22}^{(1)} = -\frac{n}{r} K_n(k_{22}r), \quad U_{r32}^{(1)} = -\xi k_{32} K'_n(k_{32}r),$$

$$U_{\theta12}^{(1)} = \frac{n}{r} K_n(k_{12}r)i, \quad U_{\theta22}^{(1)} = -k_{22} K'_n(k_{22}r)i, \quad U_{\theta32}^{(1)} = -\frac{n}{r} \xi K_n(k_{32}r)i,$$

$$U_{\eta12}^{(1)} = \xi K_n(k_{12}r)i, \quad U_{\eta22}^{(1)} = 0, \quad U_{\eta32}^{(1)} = -k_{32}^2 K_n(k_{32}r)i,$$

$$S_{rr12}^{(1)} = 2 \left( k_{12}^2 + \frac{n^2}{r^2} - \frac{\lambda_2 M_{p2}^2 \xi^2}{2\mu_2} \right) K_n(k_{12}r) - \frac{2k_{12} K'_n(k_{12}r)}{r}, \quad S_{rr22}^{(1)} = \frac{2n}{r^2} K_n(k_{22}r) - \frac{2k_{22} K'_n(k_{22}r)}{r},$$

$$S_{rr32}^{(1)} = -2\xi \left( k_{32}^2 + \frac{n^2}{r^2} \right) K_n(k_{32}r) + \frac{2\xi k_{32} K'_n(k_{32}r)}{r}, \quad S_{\theta\theta12}^{(1)} = -2 \left( \frac{n^2}{r^2} + \frac{\lambda_2 M_{p2}^2 \xi^2}{2\mu_2} \right) K_n(k_{12}r) + \frac{2k_{12} K'_n(k_{12}r)}{r},$$

$$S_{\theta\theta22}^{(1)} = -\frac{2n K_n(k_{22}r)}{r^2} + \frac{2nk_{22} K'_n(k_{22}r)}{r}, \quad S_{\theta\theta32}^{(1)} = \frac{2\xi n^2 K_n(k_{32}r)}{r^2} - \frac{2\xi k_{32} K'_n(k_{32}r)}{r},$$

$$S_{\eta\eta12}^{(1)} = -2\xi^2 \left( \frac{1 + \lambda_2 M_{p2}^2}{2\mu_2} \right) K_n(k_{12}r), \quad S_{\eta\eta22}^{(1)} = 0, \quad S_{\eta\eta32}^{(1)} = 2m_{32}^2 \xi^3 K_n(k_{32}r),$$

$$S_{r\theta12}^{(1)} = \left( -\frac{2n K_n(k_{12}r)}{r^2} + \frac{2nk_{12} K'_n(k_{12}r)}{r} \right) i, \quad S_{r\theta22}^{(1)} = \left( -\left( k_{22}^2 + \frac{2n^2}{r^2} \right) K_n(k_{22}r) + \frac{2k_{22} K'_n(k_{22}r)}{r} \right) i,$$

$$S_{r\theta32}^{(1)} = \left( \frac{2n\xi K_n(k_{32}r)}{r^2} - \frac{2n\xi k_{32} K'_n(k_{32}r)}{r} \right) i,$$

$$S_{\theta\eta12}^{(1)} = -\frac{2n\xi K_n(k_{12}r)}{r}, \quad S_{\theta\eta22}^{(1)} = \xi k_{22} K'_n(k_{22}r), \quad S_{\theta\eta32}^{(1)} = \frac{n\xi^2 (1 + m_{32}^2) K_n(k_{32}r)}{r},$$

$$S_{r\eta12}^{(1)} = 2\xi k_{12} K'_n(k_{12}r)i, \quad S_{r\eta22}^{(1)} = -\frac{\xi n K_n(k_{22}r)i}{r}, \quad S_{r\eta32}^{(1)} = -\xi^2 k_{32} (1 + m_{32}^2) K'_n(k_{32}r)i; \quad K'_n(k_{j2}r) = \frac{dK_n(k_{j2}r)}{d(k_{j2}r)};$$

$U_{lj2}^{(2)}$ ,  $S_{lmj2}^{(2)}$  получаются из  $U_{lj2}^{(1)}$ ,  $S_{lmj2}^{(1)}$  заменой  $K_n$  на  $I_n$ .

При действии на оболочку бегущей синусоидальной нагрузки в установившемся состоянии зависимость всех величин от  $\eta$  имеет вид (9), поэтому

$$u_{0j}(\theta, \eta) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} u_{0nj} e^{in\theta} e^{j\xi\eta}, \quad j = r, \theta, \eta. \quad (27)$$

Подставляя (27) в (2), для  $n$ -го члена разложения, получим:

$$\begin{aligned} \varepsilon_1^2 u_{0m\eta} + v_{02} n \xi_0 u_{0n\theta} - 2i v_0 \xi_0 u_{0nr} &= G_0 (P_{m\eta} - q_{m\eta 2}), \\ v_{02} n \xi_0 u_{0m\eta} + \varepsilon_2^2 u_{0n\theta} - 2i n u_{0nr} &= G_0 (P_{n\theta} - q_{n\theta 2}), \\ 2i v_0 \xi_0 u_{0m\eta} + 2i n u_{0n\theta} + \varepsilon_3^2 u_{0nr} &= G_0 (P_{nr} - q_{nr 2}), \end{aligned} \quad (28)$$

где  $\varepsilon_1^2 = \alpha_0^2 - \varepsilon_0^2$ ,  $\varepsilon_2^2 = \beta_0^2 - \varepsilon_0^2$ ,  $\varepsilon_3^2 = \gamma_0^2 - \varepsilon_0^2$ ,  $\xi_0 = \xi R$ ,

$$\alpha_0^2 = 2\xi_0^2 + v_{01} n^2, \quad \beta_0^2 = v_{01} \xi_0^2 + 2n^2, \quad \gamma_0^2 = \chi^2 (\xi_0^2 + n^2)^2 + 2, \quad \varepsilon_0^2 = v_{01} \xi_0^2 M_{s0}^2,$$

$$v_{01} = 1 - v_0, \quad v_{02} = 1 + v_0, \quad M_{s0} = c / c_{s0}, \quad c_{s0} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\rho_0}}, \quad \chi^2 = \frac{h_0^2}{6R^2}, \quad G_0 = -\frac{v_{01} R^2}{\mu_0 h_0};$$

при  $r = R_1$ :  $q_{nj2} = (\sigma_{rj2})_n$ ,  $j = \eta, \theta, r$ .

Разрешая (28) относительно  $u_{0n\eta}$ ,  $u_{0n\theta}$ ,  $u_{0nr}$ , находим:

$$u_{0n\eta} = \frac{G_0}{\delta_n} \sum_{j=1}^3 \delta_{\eta j} (P_{nj} - q_{nj2}), u_{0n\theta} = \frac{G_0}{\delta_n} \sum_{j=1}^3 \delta_{\theta j} (P_{nj} - q_{nj2}), u_{0nr} = \frac{G_0}{\delta_n} \sum_{j=1}^3 \delta_{rj} (P_{nj} - q_{nj2}). \quad (29)$$

Здесь  $\delta_n = \delta_{|\eta|} = (\varepsilon_1 \varepsilon_2 \varepsilon_3)^2 - (\varepsilon_1 \xi_1)^2 - (\varepsilon_2 \xi_2)^2 - (\varepsilon_3 \xi_3)^2 + 2\xi_1 \xi_2 \xi_3$ ,

$$\delta_{\eta 1} = (\varepsilon_2 \varepsilon_3)^2 - \xi_1^2, \quad \delta_{\eta 2} = \xi_1 \xi_2 - \xi_3 \varepsilon_3^2, \quad \delta_{\eta 3} = i(\varepsilon_2^2 \xi_2 - \xi_1 \xi_3),$$

$$\delta_{\theta 1} = \delta_{\eta 2}, \quad \delta_{\theta 2} = (\varepsilon_1 \varepsilon_3)^2 - \xi_2^2, \quad \delta_{\theta 3} = i(\varepsilon_1^2 \xi_1 - \xi_2 \xi_3),$$

$$\delta_{r1} = -\delta_{\eta 3}, \quad \delta_{r2} = -\delta_{\theta 3}, \quad \delta_{r3} = (\varepsilon_1 \varepsilon_2)^2 - \xi_3^2, \quad \xi_1 = 2n, \quad \xi_2 = 2\nu_0 \xi_0, \quad \xi_3 = \nu_{02} \xi_0 n;$$

для  $q_{nj1}$  и  $q_{nj2}$  индекс  $j = 1$  соответствует индексу  $\eta$ ,  $j = 2$  —  $\theta$ ,  $j = 3$  —  $r$ .

Для определения входящих в выражения (23), (25), (26) коэффициентов  $a_{n1}, \dots, a_{n9}$  воспользуемся следующими граничными условиями.

*При скользящем контакте слоёв оболочки:*

– для скользящего контакта оболочки с массивом

$$\text{при } r = R_1 \quad u_{r1} = u_{r2}, \quad \sigma_{rr1} = \sigma_{rr2}, \quad \sigma_{r\eta 1} = 0, \quad \sigma_{r\theta 1} = 0, \quad \sigma_{r\eta 2} = 0, \quad \sigma_{r\theta 2} = 0,$$

$$\text{при } r = R_2 \quad u_{r2} = u_{0r}, \quad \sigma_{r\eta 2} = 0, \quad \sigma_{r\theta 2} = 0, \quad j = r, \theta, \eta, \quad (30)$$

– для жёсткого контакта оболочки с массивом

$$\text{при } r = R_1 \quad u_{j1} = u_{j2}, \quad \sigma_{rj1} = \sigma_{rj2},$$

$$\text{при } r = R_2 \quad u_{r2} = u_{0r}, \quad \sigma_{r\eta 2} = 0, \quad \sigma_{r\theta 2} = 0, \quad j = r, \theta, \eta. \quad (31)$$

*При жёстком сопряжении слоёв оболочки:*

– для скользящего контакта оболочки с массивом

$$\text{при } r = R_1 \quad u_{r1} = u_{r2}, \quad \sigma_{rr1} = \sigma_{rr2}, \quad \sigma_{r\eta 1} = 0, \quad \sigma_{r\theta 1} = 0, \quad \sigma_{r\eta 2} = 0, \quad \sigma_{r\theta 2} = 0,$$

$$\text{при } r = R_2 \quad u_{j2} = u_{0j}, \quad j = r, \theta, \eta, \quad (32)$$

– для жёсткого контакта оболочки с массивом

$$\text{при } r = R_1 \quad u_{j1} = u_{j2}, \quad \sigma_{rj1} = \sigma_{rj2},$$

$$\text{при } r = R_2 \quad u_{j2} = u_{0j}, \quad j = r, \theta, \eta. \quad (33)$$

Подставляя в любое из граничных условий (30)-(33) соответствующие выражения и приравнявая коэффициенты рядов при  $e^{in\theta}$ , получим бесконечную систему ( $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ ) линейных алгебраических уравнений, для решения которой рекомендуется использовать метод последовательных отражений (приближений) [4]. Согласно этому методу граничные условия можно представить в виде бесконечной системы линейных алгебраических уравнений блочно-диагонального типа с матрицами (9×9) вдоль главной диагонали:

– граничные условия (30)

$$\begin{aligned} & \sum_{j=1}^3 \left[ U_{rj1}^{(1)} (K_n(k_{j1}R_1)) a_{nj}^{(2K)} - U_{rj2}^{(1)} (K_n(k_{j2}R_1)) a_{nj+3}^{(2K)} - U_{rj2}^{(2)} (I_n(k_{j2}R_1)) a_{nj+6}^{(2K)} \right] = \\ & = \begin{cases} 0, & \text{при } K = 0, \\ -\sum_{j=1}^3 U_{rj1}^{(2)} (I_n(k_{j1}R_1)) a_{nj}^{(2K-1)}, & \text{при } K \neq 0, \end{cases} \\ & \sum_{j=1}^3 \left[ S_{rrj1}^{(1)} (K_n(k_{j1}R_1)) a_{nj}^{(2K)} - \tau S_{rrj2}^{(1)} (K_n(k_{j2}R_1)) a_{nj+3}^{(2K)} - \tau S_{rrj2}^{(2)} (I_n(k_{j2}R_1)) a_{nj+6}^{(2K)} \right] = \\ & = \begin{cases} 0, & \text{при } K = 0, \\ -\sum_{j=1}^3 S_{rrj1}^{(2)} (I_n(k_{j1}R_1)) a_{nj}^{(2K-1)}, & \text{при } K \neq 0, \end{cases} \end{aligned}$$

$$\sum_{j=1}^3 S_{r_{nj1}}^{(1)}(K_n(k_{j1}R_1)) a_{nj}^{(2K)} = \begin{cases} 0, & \text{при } K = 0, \\ -\sum_{j=1}^3 S_{r_{nj1}}^{(2)}(I_n(k_{j1}R_1)) a_{nj}^{(2K-1)}, & \text{при } K \neq 0, \end{cases}$$

$$\sum_{j=1}^3 S_{r_{\theta j1}}^{(1)}(K_n(k_{j1}R_1)) a_{nj}^{(2K)} = \begin{cases} 0, & \text{при } K = 0, \\ -\sum_{j=1}^3 S_{r_{\theta j1}}^{(2)}(I_n(k_{j1}R_1)) a_{nj}^{(2K-1)}, & \text{при } K \neq 0, \end{cases}$$

$$\sum_{j=1}^3 \left[ S_{r_{nj2}}^{(1)}(K_n(k_{j2}R_1)) a_{nj+3}^{(2K)} + S_{r_{nj2}}^{(2)}(I_n(k_{j2}R_1)) a_{nj+6}^{(2K)} \right] = 0,$$

$$\sum_{j=1}^3 \left[ S_{r_{\theta j2}}^{(1)}(K_n(k_{j2}R_1)) a_{nj+3}^{(2K)} + S_{r_{\theta j2}}^{(2)}(I_n(k_{j2}R_1)) a_{nj+6}^{(2K)} \right] = 0,$$

$$\sum_{j=1}^3 \left\{ \left[ \frac{\delta_n}{G_0 \mu_1} U_{rj2}^{(1)}(K_n(k_{j2}R_2)) + \tau \delta_{r3} S_{rj2}^{(1)}(K_n(k_{j2}R_2)) \right] a_{nj+3}^{(2K)} + \right.$$

$$\left. + \left[ \frac{\delta_n}{G_0 \mu_1} U_{rj2}^{(2)}(I_n(k_{j2}R_2)) + \tau \delta_{r3} S_{rj2}^{(2)}(I_n(k_{j2}R_2)) \right] a_{nj+6}^{(2K)} \right\} = \begin{cases} \frac{1}{\mu_1} \sum_{i=1}^3 \delta_{mi} P_{ni}, & \text{при } K = 0, \\ 0, & \text{при } K \neq 0, \end{cases}$$

$$\sum_{j=1}^3 \left[ S_{r_{nj2}}^{(1)}(K_n(k_{j2}R_2)) a_{nj+3}^{(2K)} + S_{r_{nj2}}^{(2)}(I_n(k_{j2}R_2)) a_{nj+6}^{(2K)} \right] = 0,$$

$$\sum_{j=1}^3 \left[ S_{r_{\theta j2}}^{(1)}(K_n(k_{j2}R_2)) a_{nj+3}^{(2K)} + S_{r_{\theta j2}}^{(2)}(I_n(k_{j2}R_2)) a_{nj+6}^{(2K)} \right] = 0;$$

– граничные условия (31)

$$\sum_{j=1}^3 \left[ U_{mj1}^{(1)}(K_n(k_{j1}R_1)) a_{nj}^{(2K)} - U_{mj2}^{(1)}(K_n(k_{j2}R_1)) a_{nj+3}^{(2K)} - U_{mj2}^{(2)}(I_n(k_{j2}R_1)) a_{nj+6}^{(2K)} \right] =$$

$$= \begin{cases} 0, & \text{при } K = 0, \\ -\sum_{j=1}^3 U_{mj1}^{(2)}(I_n(k_{j1}R_1)) a_{nj}^{(2K-1)}, & \text{при } K \neq 0, \end{cases}$$

$$\sum_{j=1}^3 \left[ S_{rmj1}^{(1)}(K_n(k_{j1}R_1)) a_{nj}^{(2K)} - \tau S_{rmj2}^{(1)}(K_n(k_{j2}R_1)) a_{nj+3}^{(2K)} - \tau S_{rmj2}^{(2)}(I_n(k_{j2}R_1)) a_{nj+6}^{(2K)} \right] =$$

$$= \begin{cases} 0, & \text{при } K = 0, \\ -\sum_{j=1}^3 S_{rmj1}^{(2)}(I_n(k_{j1}R_1)) a_{nj}^{(2K-1)}, & \text{при } K \neq 0, \end{cases}$$

$$\sum_{j=1}^3 \left\{ \left[ \frac{\delta_n}{G_0 \mu_1} U_{rj2}^{(1)}(K_n(k_{j2}R_2)) + \tau \delta_{r3} S_{rj2}^{(1)}(K_n(k_{j2}R_2)) \right] a_{nj+3}^{(2K)} + \right.$$

$$\left. + \left[ \frac{\delta_n}{G_0 \mu_1} U_{rj2}^{(2)}(I_n(k_{j2}R_2)) + \tau \delta_{r3} S_{rj2}^{(2)}(I_n(k_{j2}R_2)) \right] a_{nj+6}^{(2K)} \right\} = \begin{cases} \frac{1}{\mu_1} \sum_{i=1}^3 \delta_{mi} P_{ni}, & \text{при } K = 0, \\ 0, & \text{при } K \neq 0, \end{cases}$$

$$\sum_{j=1}^3 \left[ S_{r_{nj2}}^{(1)}(K_n(k_{j2}R_2)) a_{nj+3}^{(2K)} + S_{r_{nj2}}^{(2)}(I_n(k_{j2}R_2)) a_{nj+6}^{(2K)} \right] = 0,$$

$$\sum_{j=1}^3 \left[ S_{r_{\theta j2}}^{(1)}(K_n(k_{j2}R_2)) a_{nj+3}^{(2K)} + S_{r_{\theta j2}}^{(2)}(I_n(k_{j2}R_2)) a_{nj+6}^{(2K)} \right] = 0;$$

– граничные условия (32)

$$\sum_{j=1}^3 \left[ U_{rj1}^{(1)}(K_n(k_{j1}R_1)) a_{nj}^{(2K)} - U_{rj2}^{(1)}(K_n(k_{j2}R_1)) a_{nj+3}^{(2K)} - U_{rj2}^{(2)}(I_n(k_{j2}R_1)) a_{nj+6}^{(2K)} \right] =$$

$$\begin{aligned}
 &= \begin{cases} 0, & \text{при } K = 0, \\ -\sum_{j=1}^3 U_{rj1}^{(2)}(I_n(k_{j1}R_1)) a_{nj}^{(2K-1)}, & \text{при } K \neq 0, \end{cases} \\
 &\sum_{j=1}^3 \left[ S_{rj1}^{(1)}(K_n(k_{j1}R_1)) a_{nj}^{(2K)} - \tau S_{rj2}^{(1)}(K_n(k_{j2}R_1)) a_{nj+3}^{(2K)} - \tau S_{rj2}^{(2)}(I_n(k_{j2}R_1)) a_{nj+6}^{(2K)} \right] = \\
 &= \begin{cases} 0, & \text{при } K = 0, \\ -\sum_{j=1}^3 S_{rj1}^{(2)}(I_n(k_{j1}R_1)) a_{nj}^{(2K-1)}, & \text{при } K \neq 0, \end{cases} \\
 &\sum_{j=1}^3 S_{r\eta j1}^{(1)}(K_n(k_{j1}R_1)) a_{nj}^{(2K)} = \begin{cases} 0, & \text{при } K = 0, \\ -\sum_{j=1}^3 S_{r\eta j1}^{(2)}(I_n(k_{j1}R_1)) a_{nj}^{(2K-1)}, & \text{при } K \neq 0, \end{cases} \\
 &\sum_{j=1}^3 S_{r\theta j1}^{(1)}(K_n(k_{j1}R_1)) a_{nj}^{(2K)} = \begin{cases} 0, & \text{при } K = 0, \\ -\sum_{j=1}^3 S_{r\theta j1}^{(2)}(I_n(k_{j1}R_1)) a_{nj}^{(2K-1)}, & \text{при } K \neq 0, \end{cases} \\
 &\sum_{j=1}^3 \left[ S_{r\eta j2}^{(1)}(K_n(k_{j2}R_1)) a_{nj+3}^{(2K)} + S_{r\eta j2}^{(2)}(I_n(k_{j2}R_1)) a_{nj+6}^{(2K)} \right] = 0, \\
 &\sum_{j=1}^3 \left[ S_{r\theta j2}^{(1)}(K_n(k_{j2}R_1)) a_{nj+3}^{(2K)} + S_{r\theta j2}^{(2)}(I_n(k_{j2}R_1)) a_{nj+6}^{(2K)} \right] = 0, \\
 &\sum_{j=1}^3 \left\{ \left[ \frac{\delta_n}{G_0 \mu_1} U_{mj2}^{(1)}(K_n(k_{j2}R_2)) + \tau \sum_{i=1}^3 \delta_{mi} S_{rij2}^{(1)}(K_n(k_{j2}R_2)) \right] a_{nj+3}^{(2K)} + \right. \\
 &\left. + \left[ \frac{\delta_n}{G_0 \mu_1} U_{mj2}^{(2)}(I_n(k_{j2}R_2)) + \tau \sum_{i=1}^3 \delta_{mi} S_{rij2}^{(2)}(I_n(k_{j2}R_2)) \right] a_{nj+6}^{(2K)} \right\} = \begin{cases} \frac{1}{\mu_1} \sum_{i=1}^3 \delta_{mi} P_{ni}, & \text{при } K = 0, \\ 0, & \text{при } K \neq 0; \end{cases}
 \end{aligned}$$

– граничные условия (33)

$$\begin{aligned}
 &\sum_{j=1}^3 \left[ U_{mj1}^{(1)}(K_n(k_{j1}R_1)) a_{nj}^{(2K)} - U_{mj2}^{(1)}(K_n(k_{j2}R_1)) a_{nj+3}^{(2K)} - U_{mj2}^{(2)}(I_n(k_{j2}R_1)) a_{nj+6}^{(2K)} \right] = \\
 &= \begin{cases} 0, & \text{при } K = 0, \\ -\sum_{j=1}^3 U_{mj1}^{(2)}(I_n(k_{j1}R_1)) a_{nj}^{(2K-1)}, & \text{при } K \neq 0, \end{cases} \\
 &\sum_{j=1}^3 \left[ S_{rmj1}^{(1)}(K_n(k_{j1}R_1)) a_{nj}^{(2K)} - \tau S_{rmj2}^{(1)}(K_n(k_{j2}R_1)) a_{nj+3}^{(2K)} - \tau S_{rmj2}^{(2)}(I_n(k_{j2}R_1)) a_{nj+6}^{(2K)} \right] = \\
 &= \begin{cases} 0, & \text{при } K = 0, \\ -\sum_{j=1}^3 S_{rmj1}^{(2)}(I_n(k_{j1}R_1)) a_{nj}^{(2K-1)}, & \text{при } K \neq 0, \end{cases} \\
 &\sum_{j=1}^3 \left\{ \left[ \frac{\delta_n}{G_0 \mu_1} U_{mj2}^{(1)}(K_n(k_{j2}R_2)) + \tau \sum_{i=1}^3 \delta_{mi} S_{rij2}^{(1)}(K_n(k_{j2}R_2)) \right] a_{nj+3}^{(2K)} + \right. \\
 &\left. + \left[ \frac{\delta_n}{G_0 \mu_1} U_{mj2}^{(2)}(I_n(k_{j2}R_2)) + \tau \sum_{i=1}^3 \delta_{mi} S_{rij2}^{(2)}(I_n(k_{j2}R_2)) \right] a_{nj+6}^{(2K)} \right\} = \begin{cases} \frac{1}{\mu_1} \sum_{i=1}^3 \delta_{mi} P_{ni}, & \text{при } K = 0, \\ 0, & \text{при } K \neq 0. \end{cases}
 \end{aligned}$$

Здесь  $m = r, \theta, \eta, \tau = \mu_2/\mu_1$ ; для  $S_{rij}$   $i = 1 = \eta, i = 2 = \theta, i = 3 = r$ .

Если определитель соответствующей определённым граничным условиям системы уравнений не равен нулю, окончательно получим:  $a_{nJ} = a_{nJ}^{(0)} + a_{nJ}^{(2)} + a_{nJ}^{(4)} + \dots, J = 1, 2, \dots, 9$ .

После определения коэффициентов  $a_{nJ}$  ( $J = 1, 2, \dots, 9$ ) компоненты НДС массива и ограждающего слоя можно вычислить по формулам (23), (25), (26).

В случае произвольной периодической по  $\eta$  нагрузки, разлагая ее в ряд Фурье, для каждой составляющей ряда получим рассмотренную выше задачу.

Решение аналогичной задачи для упругого пространства можно получить из данного решения, если исключить из (16)  $\Phi_{j1}^{(2)}$  и рассматривать граничные условия только при  $K = 0$ .

## References

- 1 *Erzhanov Zh.S., Aitaliev Sh.M., Alekseyeva L.A.* Dynamics of tunnels and underground pipelines. — Alma-Ata: Nauka, 1989. — 240 p.
- 2 *Alekseyeva L.A., Ukrainets V.N.* Problem of permanent traffic load in elastically supported cylindrical cavity in elastic half-space // *International Applied Mechanics*. — 2009. — № 9. — P. 75–85.
- 3 *Timoshenko S.P., Goodier J.N.* Theory of Elasticity. — Moscow: Nauka, 1979. — 560 p.
- 4 *Ukrainets V.N.* Dynamics of shallow tunnels and underground pipelines under moving loads. — Pavlodar: The scientific publishing center of PSU named after S.Toraigrov, 2006. — 123 p.

В.Н.Украинец

### Серпимді жартылай кеңістікте екі қабатты қабықшаға мерзімдік қозғалмалы жүктеменің ықпалы туралы есеп

Серпимді жартылай кеңістікте екі қабатты қабықшаға қозғалмалы мерзімдік жүктеменің әрекеті туралы есептің толық аналитикалық шешімі шығарылды. Қабықшаның жуан сыртқы қабатын сипаттау үшін серпимділік теорияның динамикалық теңдеулері қолданылды, жіңішке ішкі қабаттың тербелісі координаттардың қозғалмалы жүйесінде жіңішке қабықша теорияның классикалық теңдеулермен сипатталды. Шешім айнымалылардың толық емес бөлінуінің әдісіне негізделген. Есепті санмен шешу кезінде жүйелі шағылудың (жуықтаудың) әдісін ұсынуға болады.

V.N.Ukrainets

### Problem about action of mobile periodic load on a two-layer lining in elastic half-space

The exact analytical decision of a problem on action of mobile periodic loading on a two-layer shall in elastic half-space is received. For the description of a thick external layer of a shall the dynamic equations of the theory of elasticity are used, fluctuations of a thin inside layer are described by the classical equations of the theory of thin shells in mobile system of coordinates. The decision is based on a method of incomplete division of variables. At numerical realization of a problem it is recommended to apply a method of consecutive reflections.

УДК 537.533.34

Б.У.Ашимбаева<sup>1</sup>, К.Ш.Чокин<sup>1</sup>, А.Т.Исова<sup>1</sup>, А.О.Саулебеков<sup>2</sup>, Ж.Т.Камбарова<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Физико-технический институт, Алматы;

<sup>2</sup>Казахстанский филиал Московского государственного университета им. М.В.Ломоносова, Астана;

<sup>3</sup>Карагандинский государственный университет им. Е.А.Букетова

(E-mail: bagilya@satsun.sci.kz, kanat@hotbox.ru)

### Декапольно-цилиндрический зеркальный энергоанализатор

Предложена электронно-оптическая схема электростатического зеркального декапольно-цилиндрического анализатора. Описаны траектории заряженных частиц с угловой расходимостью пучка в аксиальной плоскости. Рассчитаны электронно-оптические характеристики предложенного анализатора с угловой фокусировкой второго порядка. Определена оптимальная схема анализатора.

*Ключевые слова:* энергоанализатор, электронно-оптическая схема, угловая фокусировка, траектория, заряженные частицы.

#### Введение

Математический метод построения нового класса мультипольно-цилиндрических полей (МЦП) на основе суперпозиции цилиндрического поля и круговых мультиполей, предложенный в работах [1, 2], открывает перспективу для разработки новых эффективных систем энергоанализа. На основе этого метода был рассчитан широкий ряд разнообразных потенциальных полей, представляющих практический интерес для разработки новых схем анализаторов с улучшенными характеристиками. Расчет и анализ потенциальных свойств синтезированных гексапольно-цилиндрических полей позволил определить новые схемы зеркальных энергоанализаторов, имеющих в сравнении с цилиндрическим зеркалом более широкие функциональные возможности [3, 4].

#### Описание траекторий заряженных частиц в декапольно-цилиндрическом поле

В данной работе исследуется схема электростатического зеркального энергоанализатора, отклоняющее поле которого является суперпозицией цилиндрического поля и цилиндрического кругового декаполя

$$U(\rho, z) = \mu \ln(1+\rho) + \gamma U_d(\rho, z), \quad (1)$$

где  $\mu \ln(1+\rho)$  — цилиндрическое поле;  $\mu$  — коэффициент, задающий весовой вклад цилиндрического поля;  $U_d(\rho, z) = \rho z^4 - 2\rho^3 z^2 + \frac{1}{2}\rho^2$  — круговой декаполь;  $\gamma$  — весовой вклад кругового декаполя.

Схема зеркального энергоанализатора с декапольно-цилиндрическим полем (1), в котором доли цилиндрического поля и декаполя равны соответственно  $\mu = 1$  и  $\gamma = -\frac{1}{100}$ , представлена на рисунке.

Вследствие малой составляющей кругового поля распределение эквипотенциалей декапольно-цилиндрического поля (ДЦП), имеющих небольшое отклонение от прямых линий, близко к распределению эквипотенциалей цилиндрического поля. Поле формируется в пространстве между двумя осесимметричными коаксиальными электродами, внутренний из которых имеет цилиндрическую



Величину  $\frac{m\dot{\xi}^2}{2}$  определим из уравнения (5b), интегрируя его в пределах от  $m$  до произвольной точки траектории, учитывая при этом, что  $v_m^2 = \dot{\xi}_m^2 + \dot{x}_m^2 = \dot{\xi}_m^2$ , так как в вершине траектории  $\dot{x}_m = 0$ , а также, используя соотношение  $\dot{\xi} = \frac{d\xi}{dt} = \frac{d\xi}{dx} \frac{dx}{dt} = \xi' \dot{x}$ , получим:

$$\frac{mv_m^2}{2} - \frac{m\dot{\xi}^2}{2} = q U_o \int_0^{x_m} \frac{\partial g(x, \xi)}{\partial \xi} \frac{d\xi}{dx} dx = q U_o \int_0^x \frac{\partial g(x, \xi)}{\partial \xi} \xi' d\xi. \quad (7)$$

Согласно рисунку, при  $x = \rho_m$ ,  $\frac{m\dot{\xi}^2}{2} = W \cos^2 \alpha_o$ , поэтому уравнение (7) можно переписать относительно  $\frac{mv_m^2}{2}$  следующим образом:

$$\frac{mv_m^2}{2} = W \cos^2 \alpha + q U_o f_m, \quad f_m = \int_0^{\rho_m} \frac{\partial g(x, \xi)}{\partial \xi} \xi' dx. \quad (8)$$

Подставив (7), (8) в (6), получим интегро-дифференциальное уравнение движения заряженной частицы в ДЦП (3):

$$(\xi')^2 [g_o - g_x + f_x] = P^2 \text{Ctg}^2 \alpha_o + f_m - f_x, \quad (9)$$

где

$$g_o = g(x_m, \xi_m) = \text{Ln}(R) - \frac{1}{500} (R-1)^5, \quad (10)$$

$$f_x = \int_0^x \frac{\partial g(x, \xi)}{\partial \xi} \xi' d\xi = \gamma \left\{ \begin{aligned} &(R-x-1)\xi^4 - 2(R-x-1)^3 \xi^2 + \\ &\int_0^x \xi^4 dx - 6 \int_0^x (R-x-1)^2 \xi^2 dx \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

и  $P_o^2 = \frac{W}{qU} \sin^2 \alpha_o$  — параметр отражения, связывающий геометрические и энергетические параметры декапально-цилиндрического зеркала.

Решение интегро-дифференциального уравнения (9) ищем в виде разложения в степенной ряд с неопределенными коэффициентами, которые рассчитываются из уравнения (9) при подстановке в него степенного ряда. Интегро-дифференциальное уравнение (9) имеет в точке  $x = 0$  особую точку, так как множитель  $(\xi')^2$  в этом случае обращается в нуль, поэтому для интегрирования уравнения используется метод разложения решения уравнения  $\xi$  в дробно-степенной ряд [5]

$$\xi = \sqrt{x} (C_o + C_1 x + C_2 x^2 + C_3 x^3 + C_4 x^4 + C_5 x^5 + C_6 x^6 + \dots). \quad (12)$$

Ниже представлены коэффициенты  $C_n$ , рассчитанные из условия удовлетворения уравнения (9) при подстановке в него дробно-степенного ряда (11):

$$C_o^2 = 4 \frac{P^2 \text{Ctg}(\alpha_o)^2 + f_m}{\omega}, \quad \omega = \frac{1}{R} - \frac{1}{100} R^4 + \frac{1}{25} R^3 - \frac{3}{50} R^2 + \frac{1}{25} R - \frac{1}{100}, \quad (13)$$

$$\frac{C_1}{C_o} = \frac{1}{\omega} \left[ \left( \frac{2R - R^2 - 1}{200} \right) C_o^2 - \frac{1}{12R^2} - \frac{1}{60} R^3 + \frac{1}{20} R^2 - \frac{1}{20} R + \frac{1}{60} \right], \quad (14)$$

$$\frac{C_2}{C_o} = -\frac{9}{10} \left( \frac{C_1}{C_o} \right)^2 + \frac{1}{\omega} \left\{ \begin{aligned} &\left[ \frac{11}{500} (2R - R^2 - 1) C_o^2 - \frac{3}{10R^2} - \frac{7}{250} R^3 + \frac{21}{250} R^2 - \frac{21}{250} R + \frac{7}{250} \right] \frac{C_1}{C_o} \\ &\left[ \frac{1}{3000} C_o^4 + \frac{1}{125} (R-1) C_o^2 - \frac{1}{30R^3} + \frac{7}{500} R^2 - \frac{7}{250} R + \frac{7}{500} \right] \end{aligned} \right\}, \quad (15)$$

$$\frac{C_3}{C_o} = -\frac{15}{7} \frac{C_1 C_2}{C_o^2} + \frac{1}{\omega} \left[ \begin{aligned} & \left[ \frac{33}{1400} (2R - R^2 - 1) C_o^2 - \frac{5}{14R^2} - \frac{9}{350} R^3 + \frac{27}{350} R^2 - \frac{27}{350} R + \frac{9}{350} \right] \frac{C_2}{C_o} + \\ & \left[ \frac{3}{80} (2R - R^2 - 1) C_o^2 - \frac{9}{28R^2} - \frac{13}{700} R^3 + \frac{39}{700} R^2 - \frac{39}{700} R + \frac{13}{700} \right] \left( \frac{C_1}{C_o} \right)^2 + \\ & + \left[ \frac{3}{1400} C_o^4 + \frac{23}{700} (R-1) C_o^2 - \frac{11}{350} (2R - R^2 - 1) C_o^2 - \frac{1}{7R^3} \right] \frac{C_1}{C_o} - \\ & \left[ -\frac{1}{336} C_o^2 - \frac{1}{56R^4} - \frac{9}{1400} R + \frac{9}{1400} \right] \end{aligned} \right], \quad (16)$$

и т.д., включительно до 6 порядка по величине  $x$ .

Радиальную составляющую точки поворота траектории  $R = 1 + \rho_m$ , необходимую для расчета  $\xi$ , можно определить, используя интегро-дифференциальное уравнение траектории (9) для точки  $x = \rho_m$ . В этом случае  $(\xi')^2 = C \operatorname{tg}^2 \alpha_o$ ,  $g_{x=\rho_m} = 0$  и

$$g_o + f_m = P^2. \quad (17)$$

Подставив  $g_o$  из уравнения (10) в (16), приходим к выражению

$$\ln R = P^2 - f_m + \frac{\gamma}{5} (R-1)^5, \quad (18)$$

из которого величина  $R$  определяется методом последовательных приближений. В качестве нулевого приближения используются параметры цилиндрического зеркального анализатора (ЦЗА):

$$R_o = \exp(P^2) = 1 + P^2 + \frac{1}{2} P^4 + \frac{1}{6} P^6 + \frac{1}{24} P^8 + \dots \text{ и } f_{m_o} = 0. \quad [6].$$

Схема расчета будет следующей: с помощью нулевого приближения определяем коэффициенты  $C_n$ , затем методом последовательных приближений из уравнения (17) находим в первом приближении радиальную координату точки поворота траектории  $R_1$ , определяем коэффициенты  $C_n$  и  $f_m$  в первом приближении. С помощью данных первого приближения определяем во втором приближении величину  $R_2$  и т.д.

Ниже приведены конечные результаты расчета траектории, полученные в виде разложения в ряд по величине параметра отражения зеркала  $P$  с точностью до 14 порядка включительно. Все расчеты выполнены с помощью программного средства Mathcad Professional:

$$\begin{aligned} \rho_m = P^2 + \frac{1}{2} P^4 + \frac{1}{6} P^6 + \frac{1}{24} P^8 + & \left[ \frac{4}{75} C \operatorname{tg}^4(\alpha_o) - \frac{1}{50} C \operatorname{tg}^2(\alpha_o) + \frac{31}{3000} \right] P^{10} + \\ & + \left[ \frac{17}{75} C \operatorname{tg}^4(\alpha_o) - \frac{59}{750} C \operatorname{tg}^2(\alpha_o) + \frac{151}{18000} \right] P^{12} + \dots \end{aligned} \quad (19)$$

$\xi_m$  — проекция траектории на ось симметрии зеркала от точки входа траектории в поле до точки поворота траектории  $m$  определяется из уравнений (12)–(16) при условии  $x = \rho_m$ .

$$\xi_m = \xi(x)|_{x=\rho_m} = \sqrt{\rho_m} C_o S, \quad (20)$$

где

$$C_o = C \operatorname{tg} \alpha_o \sqrt{4P^2 + 4P^4 + 2P^6 + \frac{2}{3} P^8 + \left( -\frac{16}{75} C \operatorname{tg}^2 \alpha_o + \frac{43}{150} \right) P^{10} + \left( \frac{16}{75} C \operatorname{tg}^4 \alpha_o - \frac{74}{75} C \operatorname{tg}^2 \alpha_o + \frac{129}{250} \right) P^{12} + \dots} \quad (21)$$

$$\begin{aligned}
 S &= \left( 1 + \frac{C_1}{C_o} \rho_m + \frac{C_2}{C_o} \rho_m^2 + \frac{C_3}{C_o} \rho_m^3 + \frac{C_4}{C_o} \rho_m^4 + \frac{C_5}{C_o} \rho_m^5 + \frac{C_6}{C_o} \rho_m^6 \right) = \\
 &= 1 - 0,08333 P^2 + 0,01308 P^4 - 0,05839 P^6 + \\
 &+ \left( 0,00533 C \operatorname{tg}^4 \alpha_o + 9,52 * 10^{-5} C \operatorname{tg}^2 \alpha_o - 0,11151 \right) P^8 + \\
 &+ \left( 0,01308 C \operatorname{tg}^4 \alpha_o + 0,00231 C \operatorname{tg}^2 \alpha_o - 0,15763 \right) P^{10} + \\
 &+ \left( 0,01686 C \operatorname{tg}^4 \alpha_o + 0,00609 C \operatorname{tg}^2 \alpha_o - 0,16554 \right) P^{12} + \dots
 \end{aligned} \tag{22}$$

Полная проекция траектории на ось симметрии  $Z$  от источника  $A$  до его изображения  $B$  есть следующая сумма:

$$l = \frac{L}{r_o} = 2(\Delta C \operatorname{tg} \alpha_o + \xi_m), \Delta = \Delta_1 = \Delta_2, \tag{23}$$

где  $\Delta_1, \Delta_2$  — удаленность источника и его изображения от поверхности внутреннего цилиндрического электрода.

*Электронно-оптические характеристики декапольно-цилиндрического анализатора*

Коэффициенты пространственной фокусировки 1, 2 и 3-го порядков  $A_I = \frac{dl}{d\alpha}, A_{II} = \frac{1}{2!} \frac{d^2l}{d\alpha^2},$

$A_{III} = \frac{1}{3!} \frac{d^3l}{d\alpha^3}$  были рассчитаны дифференцированием уравнений (20)–(23) по величине угловой расходимости частиц в аксиальной плоскости  $\Delta \alpha$ . Определены условия угловой фокусировки второго порядка  $\frac{dl}{d\alpha} = \frac{d^2l}{d\alpha^2} = 0$ , при выполнении которых абберации изображения пропорциональны кубу угловой расходимости пучка заряженных частиц  $\Delta \alpha_o$ .

Основные электронно-оптические параметры анализатора, рассчитанные в зависимости от параметра отражения  $P$  и угла входа траектории  $\alpha_o$ , удовлетворяющие условиям угловой фокусировки второго порядка, приведены в таблице:  $\alpha_o$  — угол входа траектории;  $\Delta = \Delta_1 = \Delta_2$  — величина удаления источника и его изображения от поверхности внутреннего цилиндрического электрода;  $R = 1 + \rho_m$  — координата точки поворота траектории;  $\xi_m$  — половинная проекция траектории на ось симметрии в поле декапольно-цилиндрического зеркала;  $l$  — фокусное расстояние, равное полной проекции траектории на ось симметрии зеркала от источника до его изображения, удовлетворяющее условиям фокусировки;  $D = \frac{\partial l}{\partial \varepsilon}$  — относительная линейная дисперсия по энергии, определяемая

дифференцированием уравнения (20) по величине энергетического разброса в пучке частиц  $\varepsilon = \frac{\Delta \omega}{\omega}$ ;

$A_{III} = \frac{1}{3!} \frac{d^3l}{d\alpha^3}$  — коэффициент кубической угловой абберации.

Из данных таблицы следует, что условие угловой фокусировки второго порядка в зеркальном энергоанализаторе на основе ДЦП реализуется в большом интервале значений параметров  $P$  и  $\alpha_o$  для схем фокусировки заряженных частиц из кольцевого источника в кольцевой детектор, так как  $\Delta_1 + \Delta_2 < 1$ . Единственная схема декапольно-цилиндрического анализатора, фокусирующего по схеме «ось-ось» с параметрами  $P = 0,7074, \alpha_o = 35,7820, \Delta_1 = \Delta_2 = 1$  не представляет практического интереса, так как коэффициент кубической угловой абберации, пропорциональный абберации изображения прибора, велик  $A_{III} \sim -48,150$ .

## Электронно-оптические характеристики ДЦП

№	$\alpha_0$ (град.)	$P$	$R = 1 + \rho_m$	$\xi_m$	$\Delta$	$l$	$D$	$A_{III}$
1	0,1000	30,3270	1,0101	0,0344	0,0101	0,1033	0,0693	-0,312
2	0,1500	30,7247	1,0228	0,0769	0,0228	0,2306	0,1560	-0,681
3	0,2000	31,2624	1,0408	0,1353	0,0411	0,4061	0,2779	-1,166
4	0,2500	31,9220	1,0645	0,2092	0,0653	0,6281	0,4359	-1,749
5	0,3000	32,6817	1,0942	0,2980	0,0960	0,8954	0,6320	-2,417
6	0,3500	33,5162	1,1303	0,4016	0,1342	1,2082	0,8692	-3,177
7	0,4000	34,3950	1,1736	0,5203	0,1809	1,5692	1,1527	-4,052
8	0,4500	35,2801	1,2246	0,6557	0,2381	1,9844	1,4903	-5,106
9	0,5000	36,1199	1,2844	0,8103	0,3085	2,4661	1,8939	-6,469
<b>10</b>	<b>0,5500</b>	<b>36,8346</b>	<b>1,3543</b>	<b>0,9896</b>	<b>0,3968</b>	<b>3,0386</b>	<b>2,3834</b>	<b>-8,438</b>
11	0,5954	37,2600	1,4281	1,1826	0,5000	3,8798	2,9332	-11,387
12	0,6000	37,2845	1,4362	1,2043	0,5122	3,7541	2,9964	-11,798
13	0,6100	37,3224	1,4543	1,2533	0,5400	3,9231	3,1399	-12,796
14	0,6205	37,3366	1,4740	1,3076	0,5714	4,1132	3,3005	-14,035
15	0,6300	37,3234	1,4924	1,3595	0,6021	4,2985	3,4558	-15,369
16	0,6500	37,1981	1,5336	1,4798	0,6755	4,7396	3,8213	-19,121
17	0,7000	36,0717	1,6557	1,8809	0,9438	6,3530	5,1304	-41,457
<b>18</b>	<b>0,7074</b>	<b>35,7820</b>	<b>1,6774</b>	<b>1,9588</b>	<b>1,0000</b>	<b>6,6923</b>	<b>5,4070</b>	<b>-48,150</b>
19	0,7500	33,5829	1,8384	2,5567	1,4789	9,5684	7,8919	-136,277

Наиболее оптимальные по электронно-оптическим характеристикам зеркальные анализаторы с ДЦП находятся в области значений  $0.40 < P < 0.60$ , в которых абберационные коэффициенты третьего порядка невелики, их значения в 2–3 раза меньше кубической угловой абберации широко известного цилиндрического зеркала [6]. Схема зеркального декапольно-цилиндрического анализатора, представленная на рисунке, соответствует следующим электронно-оптическим характеристикам: параметр отражения, связывающий геометрические и энергетические параметры декапольно-цилиндрического зеркала,  $P = 0.55$ , угол входа в поле зеркала осевой траектории равен  $\alpha_0 = 36.8346$ , начальный угловой разброс для боковых ветвей составляет  $12^\circ$ , ( $\Delta\alpha = \alpha - \alpha_0 = \pm 6$ ). Ширина линии изображения вблизи гауссова фокуса, вызванная начальной угловой расходимостью пучка, была определена с помощью численного метода расчета траекторий и для угла  $12^\circ$  составила величину  $\Delta l = l(\alpha) - l(\alpha_0) = 0,0076$ . Ширина линии изображения пучка частиц с таким же угловым разбросом в цилиндрическом зеркальном анализаторе примерно в 5 раз больше:  $\Delta l = 0,036$  [6].

Величина удельной дисперсии по энергии, характеризующая разрешающую способность ДЦП, рассчитанная для частиц с начальным угловым разбросом в  $12^\circ$ , равна  $\delta = \frac{D}{\Delta l} = 313,6$ , что в два раза превышает величину удельной дисперсии цилиндрического зеркального анализатора  $\Delta L (\pm 6) = 0,036$ ,

$$\delta = \frac{D}{\Delta l(\pm 6)} = \frac{5,6}{0,036} = 155,6 \quad [6].$$

Таким образом, предлагаемый зеркальный анализатор с электростатическим декапольно-цилиндрическим полем может работать в режиме высокой разрешающей способности и максимальной светосилы, обеспечиваемой свойством пространственной фокусировки осесимметричного зеркала и возможностью острой фокусировки широких пучков в аксиальной плоскости.

## 4. Выводы

Определены уравнения для траекторий движения заряженной частицы в электростатическом декапольно-цилиндрическом поле. Рассчитаны электронно-оптические параметры зеркальных энергоанализаторов на основе ДЦП, удовлетворяющих режиму угловой фокусировки второго порядка для траекторий частиц с угловой расходимостью пучка в аксиальной плоскости. Установлено, что на основе декапольно-цилиндрических полей могут быть построены светосильные энергоанализаторы

с угловой фокусировкой 2 порядка, если источник и его изображение находятся в области внутреннего цилиндрического электрода. Найдена наиболее оптимальная по светосиле и разрешающей способности схема зеркального анализатора с декапольно-цилиндрическим полем.

### 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., Tyndyk N.N.* Potential fields based on circular multipole series // *Nuclear Instrum. and Meth.* — 1996. — A370 — P. 452–460.
- 3 *Ashimbaeva B.U., Chokin K.Sh., Saulebekov A.O.* Focusing Properties of a mirror analyzer with hexapole cylindrical field // *Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena.* — 2005. — 143. — С. 29–32.
- 4 *Ashimbaeva B.U., Chokin K.Sh., Saulebekov A.O., Kambarova Zh.T.* Modeling of electron-optical scheme of the analyzer with hexapole cylindrical field // *Prikladnaya fizika.* — 2012. — № 2. — P. 45–48.
- 5 *Smirnov V.I.* Course of higher mathematics. — Moscow, 1974. — Т. 2. — P. 129.
- 6 *Zashkvara V.V., Korsunskii M.I., Kosmachev O.S.* Focusing properties of electrostatic mirror with cylindrical field // *Zh.Tech.Phys.* — 1966. — Vol. 36. — № 1. — P. 132–138.

Б.У.Әшімбаева, К.Ш.Чокин, А.Т.Исова, А.О.Сәулебеков, Ж.Т.Қамбарова

### Декапольді-циліндрлік айналық энергоанализатор

Электростатикалық айналық декапольді-циліндрлік анализатордың электронды-оптикалық сұлбасы ұсынылған. Аксиал жазықтағы шоқтың бұрыштық таралуымен зарядталған бөлшектердің траекториялары көрсетілген. Екінші ретті бұрыштық тоғыстауға ие болатын ұсынылған анализатордың электронды-оптикалық сипаттамалары есептелген. Анализатордың оңтайлы сұлбасы анықталған.

B.U.Ashimbaeva, K.Sh.Isova, A.O.Saulebekov, Zh.T.Kambarova

### Decapole-cylindrical mirror energy analyzer

The electron-optical scheme of the electrostatic mirror decapole-cylindrical analyzer is proposed. The trajectories of charged particles with a beam's angular divergence of the in the axial plane are described. The electronic-optical characteristics of the proposed analyzer with an angular second-order focusing are calculated. The optimal scheme of analyzer is determined.

---

## АВТОРЛАР ТУРАЛЫ МӘЛІМЕТТЕР СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

- Abuova F.U.** — PhD student, Elder teacher, Eurasian National University named after L.N.Gumilev, Astana.
- Akilbekov A.T.** — Head of the department, Doctor of phys.-math. sciences, Professor, Eurasian National University named after L.N.Gumilev, Astana.
- Ashimbaeva B.U.** — Senior science employee, Candidate of phys.-math. sciences, Institute of Physics and Technology, Almaty.
- Bikher Y.V.** — PhD student, Elder teacher, Eurasian National University named after L.N.Gumilev, Astana.
- Chokin K.Sh.** — Chief science employee, Doctor of phys.-math. sciences, Institute of Physics and Technology, Almaty.
- Dauletbekova A.K.** — Head teacher, Candidate of phys.-math. sciences, Eurasian National University named after L.N.Gumilev, Astana.
- Guchenko S.A.** — Junior researcher, Y.A.Buketov Karaganda State University.
- Isova A.T.** — Assistant of director for innovative work, marketing and implementation, candidate of phys.-math. sciences, Institute of Physics and Technology, Almaty.
- Jurov V.M.** — Senior lecturer, Candidate of phys.-math. sciences, Docent, Y.A.Buketov Karaganda State University.
- Kakimova K.Sh.** — Elder teacher, Karaganda State Technical University.
- Kambarova Zh.T.** — Master, Senior teacher, Y.A.Buketov Karaganda State University.
- Karabekova D.Zh.** — Master, Y.A.Buketov Karaganda State University.
- Kim L.M.** — Professor, Doctor of phys.-math. sciences, Y.A.Buketov Karaganda State University.
- Kudusov A.S.** — Head of the department, Candidate of phys.-math. sciences, Docent, Y.A.Buketov Karaganda State University.
- Kuketaev T.A.** — Professor, Doctor of phys.-math. sciences, Y.A.Buketov Karaganda State University.
- Kurmangaliyev A.Sh.** — Student, Y.A.Buketov Karaganda State University.
- Laurinas V.Ch.** — Head of the department, Candidate of phys.-math. sciences, Docent, Y.A.Buketov Karaganda State University.
- Nussupbekov B.R.** — Dean of the faculty of phys.-tech., PhD, Associate Professor, Y.A.Buketov Karaganda State University.
- Rodionov I.V.** — Professor, Doctor of technical sciences, Corresponding member of the Russian Academy of natural sciences, Saratov State Technical University named after Yu.A.Gagarin, Russia.
- Russakova A.V.** — PhD student, candidate of phys.-math. sciences, Eurasian National University named after L.N.Gumilev, Astana.
- Saulebekov A.O.** — Professor, Doctor of phys.-math. sciences, Lomonosov Moscow State University, Kazakhstan branch, Astana.
- Sergeyev D.M.** — Elder teacher, Candidate of phys.-math. sciences, Aktobe State Pedagogical Institute, Military Institute of Air Defense Forces, Aktobe.
- Shunkeyev K.Sh.** — Prorector on Educational and Methodical Work, doctor of phys.-math. sciences, professor, Aktobe State Pedagogical Institute, Aktobe.

**Umatova Z.T.** — Master, Eurasian National University named after L.N. Gumilev, Astana.

**Zavatskaya O.N.** — Engineer, Y.A.Buketov Karaganda State University.

**Zdorovets M.V.** — Director, Candidate of phys.-math. sciences, INP NNC RK.

**Zhakatayev T.A.** — Docent, doctor of phys.-math. sciences, Y.A.Buketov Karaganda State University.

**2012 жылғы «Қарағанды университетінің хабаршысында»  
жарияланған мақалалардың көрсеткіші.  
«Физика» сериясы**

№ б.

**КОНДЕНСАЦИЯЛАНҒАН КҮЙДІҢ ФИЗИКАСЫ**

<i>Ақылбеков А.Т., Даулетбекова А.К., Русакова А.В., Әбуова Ф., Бихерт Е.В., Уматова З.Т., Здоровец М.В.</i> Энергиясы 150 МэВ жоғары энергетикалық Кг иондарымен сәулелендірілген LiF кристалдарындағы бояу орталықтары мен наноақаулар.....	4	4
<i>Афанасьев Д.А., Ыбыраев Н.Х.</i> Триплет-триплеттік аннигиляцияның триплеттік деңгейлерінің біртекті кенеюінің магниттік өрісіне әсері .....	1	4
<i>Гученко С.А.</i> Көп фазалы ионды-плазмалық жабулардың құрылымы, қасиеттері және жасалуы .....	4	12
<i>Даулетбекова А.К., Әбдірахметова А.А., Қасымбекова Р.Н.</i> Импульсті спектроскопия әдісімен құрамында оттегісі бар LiF кристалдарының катодоллюминесценциясын өлшеу .....	1	11
<i>Жақатаев Т.А., Какимова К.Ш.</i> Шектелген өзгермелі және кіші көлемде энергияның сақталу теңдеуін қорытуға байланысты қосымша көзқарас .....	4	25
<i>Жарекешев И.Х.</i> Магниттік ағынымен бақыланатын металл-диэлектрик өткеліндегі сыналу ансамблінің арасындағы кроссовер .....	1	20
<i>Калытка В.А.</i> Аса төмен температуралардың аралығындағы протон релаксациясының жанындағы өлшемдік эффектер.....	3	17
<i>Калытка В.А.</i> Кристаллогидраттар және қабатты силикаттар нанометрлік жіктерінің диэлектрлік өтімділігінің спектрлерін кванттық-механикалық кешенді есептеу .....	3	9
<i>Көбенова М.М., Ыбыраев Н.Х.</i> Анодталған алюминий кеуектеріндегі триплеттік электрондық қозулардың миграциясы .....	1	27
<i>Кудусов А.С., Карбозова А.К.</i> Бөлшектердің толқындық функциялары Даламбердің теңдеуінің шешімдері ретінде .....	3	3
<i>Кумахов М.А.</i> Қуыс дөңгелек шыны сақинада зарядталған бөлшектердің көпретті бұрылу эффектісі ..	1	33
<i>Кумахов М.А., Тегеев Р.И.</i> Қуыс дөңгелек шыны сақинада электрондар ағынын көп ретті бұруға арналған эксперименттер .....	1	36
<i>Родионов И.В.</i> Медицина қондығыларын қыздыру арқылы оксидтеу технологиясының физикалық негізі .....	4	39
<i>Родионов И.В.</i> Сүйек арқылы остеосинтез үшін қажетті металдан жасалған қондырғыларға электрет оксид жамылғыштарын қолданудың физика-техникалық мүмкіндіктері және олардың биомедициналық ерекшеліктері жайлы.....	4	33
<i>Сергеев Д.М., Шүнкеев К.Ш.</i> «Асқын өткізгіш – флуктуациялық асқын өткізгіш – асқын өткізгіш» джозефсондық жүйедегі андреев шағылуы .....	4	46
<i>Сергеев Д.М., Шүнкеев К.Ш.</i> Әлсіз байланыстардағы джозефсон тогының 4e-транспорты және ток-фаза тәуелділігінің ангармонизмі.....	1	38
<i>Старостенков М.Д., Захаров П.В., Медведев Н.Н., Дёмина И.А., Попова Г.В.</i> Масса орынауыстыруының жылдамдығы түйінаралық атоммен Ni-Al биметалының шекара үлгісінде сәйкессіз орналасуына дейінгі арақашықтыққа тәуелділігін зерттеу.....	1	43
<i>Старостенков М.Д., Маркедонов А.В., Барчук А.А., Дёмина И.А., Попова Г.В.</i> Өзгертілген кристалдағы краудиондық кешендердің қозғалысы .....	3	23
<i>Таймұратова Л.У.</i> p-Типті кремнийдің магнитті кедергісінің бір осьті қысымнан тәуелділігі.....	2	3
<i>Чаплыгина А.А., Старостенков М.Д., Дёмина И.А., Попова Г.В.</i> Cu-Pt жүйесі балқымаларындағы реттелген фазалардың зерттелуі.....	2	8
<i>Юров В.М.</i> Металды нанокұрылымдардың жылу өткізгіштігі және электрлік өткізгіштігі.....	4	53
<i>Юров В.М.</i> Таза металдардағы нанобөлшектердің балқу температурасы .....	3	27
<i>Юров В.М., Завацкая О.Н., Гученко С.А.</i> Композициялық бүркемелердің беттік керілуі мен құрылымы .....	1	49
<i>Юров В.М., Лауринас В.Ч., Завацкая О.Н.</i> Ионды-плазмалық композитті жабулардың трибологиялық қасиеттері.....	3	36
<i>Юров В.М., Лауринас В.Ч., Завацкая О.Н., Гученко С.А.</i> Ионды-плазмалық қабыршақты жабулардың беттік керілуі .....	2	14

**АСПАПТАР ЖӘНЕ ЭКСПЕРИМЕНТ ТЕХНИКАЛАРЫ**

<i>Ахметова Г.К., Хасенов А.К., Нүсіпбеков Б.Р.</i> Бағалы компонентті материалдарды электроимпульсті тәсілмен бөлшектеу.....	1	58
<i>Құсайынов Қ., Сатыбалдин А.Ж., Хасенов А.К., Тұрғынов М.М., Мамырбаев Д.</i> Жоғары тұтқырлы көмірсутекті шикізаттың физика-химиялық құрамына электрогидроимпульстік разрядтың әсерін зерттеу.....	1	62

**ТЕХНИКАЛЫҚ ФИЗИКА**

<i>Ақашев З.Т., Мехтиев А.Д., Югай В.В.</i> Тарту органы бар конвейерлердің құрылымдық схемаларын құрастыру үшін оңтайлы алгоритм.....	2	38
<i>Колесников В.А., Байсагов Я.Ж.</i> Ақпараттық-өлшегіш жүйелерді энтропиялық талдау.....	3	44
<i>Көкетай Т.Ә., Ким Л.М.</i> Сутегі генераторы үшін өте таза суды алу.....	4	65
<i>Лауринас В.Ч., Завацкая О.Н.</i> Көп фазалы нанокұрылымдық жабулардың механикалық қасиеттеріне лазерлік сәулелендірудің әсері.....	4	67
<i>Мехтиев А.Д., Эйрих В.И., Югай В.В., Ким Ю.В., Алдошина О.В.</i> Электромеханикалық жабдықтың нақты техникалық қалыбын орнатудағы соққы диагностиканы қолдану жөнінде.....	3	53
<i>Мехтиев А.Д., Югай В.В., Эйрих В.И., Ким Ю.В., Сүйіндіков М.Б.</i> Телекоммуникация жүйелерін энергиямен қамтамасыз ету үшін күн модульдерін енгізу.....	3	59
<i>Портнов В.С., Тұрсынбаева А.К., Қамаров Р.К., Маусымбаева А.Д.</i> Қазақстанның темір кенді кен орындарының геофизикалық сынақтан өткізудің қазіргі мәселелері.....	1	68
<i>Тұрсынбаева А.К., Портнов В.С., Қамаров Р.К., Маусымбаева А.Д.</i> Металдарды үйімді сілтілеу кезінде кенді қатарға жарылыстың әсері.....	2	43
<i>Украинец В.Н.</i> Серпімді жартылай кеңістікте екі қабатты қабықшаға мерзімдік қозғалмалы жүктеменің ықпалы туралы есеп.....	4	75
<i>Харьковский В.С., Плотников В.М., Дрижд Н.А., Шәріпов Н.Х., Какенов К.С., Комлева Е.В., Харламова А.В.</i> Технологиялық процестердің апаттылығын және қауіптілігін бағалау әдістемесі туралы мәселе.....	2	54
<i>Юров В.М.</i> Металдардың беттік керілуі толмен тұрақтысы.....	1	79

**ФИЗИКАНЫҢ ӘДІСТЕМЕСІ**

<i>Жетпісбаева Б.А., Шайхызада Ж.Г., Саликбаева Т.Ш.</i> Көптілді білім беруде ағылшын тілінде физикадан сабақ берудің кейбір аспектілері.....	1	89
<i>Ильина Л.Ф., Колесникова А.Н.</i> Интерактивтік технологияларды қолдана отырып, 8-ші және 10-шы сыныптарда электростатика бойынша сабақ өткізу әдісін салыстырмалы түрде талдау.....	3	66
<i>Кудусов А.С., Мүсенова Э.Қ.</i> Стандартты емес есептерді шығару әдістемесі.....	3	72
<i>Нұрбай А.Қ., Кенжеғали Қ.Р., Мүсенова Э.Қ., Нүсіпбеков Б.Р.</i> Физика пәні сабағында электрондық оқулықтарды қолданудың тиімділігі.....	2	60

**ЖЫЛУ ФИЗИКАСЫ ЖӘНЕ ТЕОРИЯЛЫҚ ЖЫЛУ ТЕХНИКАСЫ**

<i>Корабейникова В.К., Воронов Е.Н.</i> Полифракционды құрамды төменгі сортты көмірде жұмыс істейтін жылыту қазандарының энергоүнемдеу моделі.....	2	23
<i>Құсайынов Қ., Дүйсенбаева М.С., Алпысова Г.К., Оспанова Д.А.</i> Электрогидроимпульстік әдіспен шұбаркөл көмірін өңдеу.....	2	29
<i>Құсайынов Қ., Тұрдыбеков К.М., Кұжыханова Ж.А., Саденова К.К.</i> Терең емес жер қойнауынан жылу алуға арналған электроимпульсті технология арқылы жылуалмастырғышты құру.....	2	33
<i>Нүсіпбеков Б.Р., Қарабекова Д.Ж., Құрманғалиев А.Ш.</i> Жылулық энергияны бақылауға әрі есептеуге арналған жылуөлшегіш аспаптар.....	4	61

**РАДИОФИЗИКА ЖӘНЕ ЭЛЕКТРОНИКА**

<i>Әшімбаева Б.У., Чокін К.Ш., Исова А.Т., Сәулебеков А.О., Қамбарова Ж.Т.</i> Декапольді-цилиндрлік айналық энергоанализатор.....	4	86
--	---	----

**ПЕРСОНАЛИИ**

<i>Кумахов М.А.</i> .....	3	64
---------------------------	---	----

**Указатель статей, опубликованных  
в «Вестнике Карагандинского университета» в 2012 году.  
Серия «Физика»**

	№	с.
<b>ФИЗИКА КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ</b>		
<i>Акилбеков А.Т., Даулетбекова А.К., Русакова А.В., Абуова Ф.У., Бихерт Е.В., Уматова З.Т., Здоровец М.В.</i> Центры окраски и нанодефекты в кристаллах LiF, облученных высокоэнергетическими ионами K <sup>+</sup> с энергией 150 МэВ .....	4	4
<i>Афанасьев Д.А., Ибраев Н.Х.</i> Влияние магнитного поля на триплет-триплетную аннигиляцию при неоднородном уширении триплетных уровней .....	1	4
<i>Гученко С.А.</i> Получение, структура и свойства многофазных ионно-плазменных покрытий .....	4	12
<i>Даулетбекова А.К., Абдрахметова А.А., Касымбекова Р.Н.</i> Измерение катодоллюминесценции кислородосодержащих кристаллов LiF с помощью импульсной спектроскопии .....	1	11
<i>Жакатаев Т.А., Какимова К.Ш.</i> Комментарий к выводу закона сохранения энергии для конечного подвижного и малого индивидуального объема сплошной среды .....	4	25
<i>Жарекешев И.Х.</i> Кроссовер между критическими ансамблями на переходе металл-диэлектрик, управляемый магнитным потоком .....	1	20
<i>Кальтка В.А.</i> Квантово-механический расчет спектров комплексной диэлектрической проницаемости нанометровых слоев кристаллогидратов и слоистых силикатов .....	3	9
<i>Кальтка В.А.</i> Размерные эффекты при протонной релаксации в области сверхнизких температур... ..	3	17
<i>Кубенова М.М., Ибраев Н.Х.</i> Влияние температуры и магнитного поля на замедленную флуоресценцию антрацена в порах оксида алюминия .....	1	27
<i>Кудусов А.С., Карбозова А.К.</i> Волновые функции частиц как решения уравнения Даламбера .....	3	3
<i>Кумахов М.А.</i> Эффект многократного бесконтактного поворота заряженных частиц в полом круглом стеклянном кольце .....	1	33
<i>Кумахов М.А., Тегеев Р.И.</i> Эксперименты по многократному повороту электронных пучков в полом круглом кольце .....	1	36
<i>Родионов И.В.</i> О физико-технических возможностях получения и биомедицинских особенностях применения электретных оксидных покрытий на металлических имплантатах для чрескостного остеосинтеза .....	4	33
<i>Родионов И.В.</i> Физические основы технологии термического оксидирования медицинских имплантатов .....	4	39
<i>Sergeyev D.M., Shunkeyev K.Sh.</i> 4e-transport of Josephson current in weak links and anharmonic dependence by a current-phase .....	1	38
<i>Сергеев Д.М., Шункеев К.Ш.</i> Андреевское отражение в джозефсоновской системе «сверхпроводник – флуктуационный сверхпроводник – сверхпроводник» .....	4	46
<i>Старостенков М.Д., Захаров П.В., Медведев Н.Н., Дёмина И.А., Попова Г.В.</i> Исследование зависимости скорости массопереноса от расстояния между межузельным атомом и дислокацией несоответствия на модельной границе биметалла Ni-Al .....	1	43
<i>Старостенков М.Д., Маркедонов А.В., Барчук А.А., Дёмина И.А., Попова Г.В.</i> Динамика краудионных комплексов в деформированном кристалле .....	3	23
<i>Таймуратова Л.У.</i> Зависимость магнетосопротивления кремния <i>p</i> -типа от одноосного давления .....	2	3
<i>Чаплыгина А.А., Старостенков М.Д., Дёмина И.А., Попова Г.В.</i> Упорядоченные фазы в сплавах системы Cu-Pt .....	2	8
<i>Юров В.М.</i> Температура плавления наночастиц чистых металлов .....	3	27
<i>Юров В.М.</i> Теплопроводность и электропроводность металлических наноструктур .....	4	53
<i>Юров В.М., Завацкая О.Н., Гученко С.А.</i> Структура и поверхностное натяжение композиционных покрытий .....	1	49
<i>Юров В.М., Лауринас В.Ч., Завацкая О.Н.</i> Трибологические свойства ионно-плазменных композиционных покрытий .....	3	36
<i>Юров В.М., Лауринас В.Ч., Завацкая О.Н., Гученко С.А.</i> Поверхностное натяжение ионно-плазменных покрытий .....	2	14

**ТЕПЛОФИЗИКА И ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ТЕПЛОТЕХНИКА**

<i>Ахметова Г.К., Хасенов А.К., Нусипбеков Б.Р.</i> Дробление материалов с ценными компонентами электроимпульсным методом.....	1	58
<i>Корабейникова В.К., Воронов Е.Н.</i> Энергосберегающая модель отопительного котла, работающего на низкосортных углях полифракционного состава.....	2	23
<i>Кусаиынов К., Дуйсенбаева М.С., Алтысова Г.К., Оспанова Д.А.</i> Электрогидроимпульсная обработка шубаркольского угля.....	2	29
<i>Кусаиынов К., Сатыбалдин А.Ж., Хасенов А.К., Тургунов М.М., Мамирбаев Д.</i> Исследование влияния электрогидроимпульсного разряда на физико-химические свойства высоковязкого углеводородного сырья.....	1	62
<i>Кусаиынов К., Турдыбеков К.М., Кужуханова Ж.А., Саденова К.К.</i> Электроимпульсная технология создания теплообменников для извлечения теплоты грунта на малых глубинах.....	2	33
<i>Нусипбеков Б.Р., Карабекова Д.Ж., Курмангалиев А.Ш.</i> Теплотрические приборы для контроля и учета тепловой энергии.....	4	61

**ТЕХНИЧЕСКАЯ ФИЗИКА**

<i>Акашев З.Т., Мехтиев А.Д., Югай В.В.</i> Оптимальный алгоритм для построения структурных схем конвейеров с тяговым органом.....	2	38
<i>Кокетай Т.А., Ким Л.М.</i> Получение сверхчистой воды для генераторов водорода.....	4	65
<i>Колесников В.А., Байсагов Я.Ж.</i> Энтропийный анализ информационно-измерительных систем.....	3	44
<i>Лауринас В.Ч., Завацкая О.Н.</i> Влияние лазерного облучения на механические свойства многофазных наноструктурных покрытий.....	4	67
<i>Мехтиев А.Д., Эйрих В.И., Югай В.В., Ким Ю.В., Алдошина О.В.</i> К вопросу использования вибродиагностики для установления фактического технического состояния электромеханического оборудования.....	3	53
<i>Мехтиев А.Д., Югай В.В., Эйрих В.И., Ким Ю.В., Суиндииков М.Б.</i> Внедрение солнечных модулей для энергообеспечения систем телекоммуникации.....	3	59
<i>Портнов В.С., Турсунбаева А.К., Камаров Р.К., Маусымбаева А.Д.</i> Современные проблемы геофизического опробования железорудных месторождений Казахстана.....	1	68
<i>Турсунбаева А.К., Портнов В.С., Камаров Р.К., Маусымбаева А.Д.</i> Воздействие взрыва на рудный штабель при кучном выщелачивании металлов.....	2	43
<i>Украинец В.Н.</i> Задача о действии подвижной периодической нагрузки на двухслойную оболочку в упругом полупространстве.....	4	75
<i>Харьковский В.С., Плотников В.М., Дрижд Н.А., Шарипов Н.Х., Какенов К.С., Комлева Е.В., Харламова А.В.</i> К вопросу о методике оценки опасностей и аварийности технологических процессов.....	2	54
<i>Юров В.М.</i> Поверхностное натяжение и постоянная Толмена металлов.....	1	79

**МЕТОДИКА ФИЗИКИ**

<i>Ильина Л.Ф., Колесникова А.Н.</i> Сравнительный анализ методики проведения занятий по электростатике в 8-х и 10-х классах с использованием интерактивных технологий.....	3	66
<i>Кудусов А.С., Мусенова Э.К.</i> Методика решения нестандартных задач.....	3	72
<i>Нурбай А.К., Кенжегали К.Р., Мусенова Э.К., Нусипбеков Б.Р.</i> Эффективность использования электронных учебников на уроках физики.....	2	60
<i>Zhetpisbayeva B.A., Shaikhyzada Zh.G., Salikbayeva T.Sh.</i> Some aspect of teaching Physics in English within the framework of multilingual education.....	1	89

**РАДИОФИЗИКА И ЭЛЕКТРОНИКА**

<i>Ашимбаева Б.У., Чокин К.Ш., Исова А.Т., Саулебеков А.О., Камбарова Ж.Т.</i> Декаполюсно-цилиндрический зеркальный энергоанализатор.....	4	86
--	---	----

**ПЕРСОНАЛИИ**

<i>Кумахов М.А.</i> .....	1	95
---------------------------	---	----