

**МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ УКРАИНЫ**  
**ОДЕССКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ**  
**им. И.И. МЕЧНИКОВА**

**Физика**  
**аэродисперсных**  
**систем**

**ВЫПУСК 42**

**МЕЖВЕДОМСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ СБОРНИК**

***Основан в 1969 г.***

Одесса

” Астропринт ”

2005

УДК 532 + 533.9 + 536 + 537.5 + 622.61

Приведены результаты исследований тепло- и массообмена в дисперсных системах при фазовых и химических превращениях, механизмах образования дисперсной фазы. Анализируется физика горения различных веществ, рассматриваются критические условия воспламенения и потухания. Рассматриваются газодинамические явления, определяющие процессы переноса дисперсной фазы. Представлены результаты исследований электрофизики дисперсных систем и нелинейных процессов, протекающих в дымовой плазме.

*Редакционная коллегия:*

д.р. физ.-мат. наук, проф.	В.В. Калинин	(гл. ред.);
д.р. физ.-мат. наук, проф.	С.К. Асланов	(зам. гл. ред.);
д.р. физ.-мат. наук, проф.	А.Н. Золотко	(зам. гл. ред.);
д.р. физ.-мат. наук, проф.	М.Н. Чесноков	(зам. гл. ред.);
д.р. физ.-мат. наук, проф.	Н.Х. Копыт	(зам. гл. ред.);
профессор, Польша	Анджей Гавдзик	
д.р. физ.-мат. наук, проф.	Г.С. Драган	
д.р. физ.-мат. наук, проф.	С.М. Контуш	
академик НАН Украины	Ю.П. Корчевой	
д.р. физ.-мат. наук, проф.	В.Г. Шевчук	
канд. физ.-мат. наук	Я.И. Вовчук	(секретарь);
канд. физ.-мат. наук, доцент	С.Г. Орловская	(отв. секретарь);
	Т.Ф. Смагленко	(техн. секретарь)
	Ф.Ф. Каримова	(техн. секретарь)
	А.С. Черненко	(техн. секретарь)

*Адрес редакционной коллегии:*

65082, Одесса, ул. Пастера, 27, университет, кафедра теплофизики,  
тел. +38 048 /723-12-03, / 723-62-27

Редакция при Одесском национальном университете им. И. И. Мечникова

# СОДЕРЖАНИЕ

## ТЕПЛОМАССОБМЕН

*Мочалов О.О., Коваль С.В., Коваль С.С.*

Математична модель виділення твердої фази на поверхні дисперсної частинки .....5

*Полетаев Н.И., Флорко А.В.*

Возможности исследования высокотемпературных систем по абсолютным интенсивностям световых потоков.....10

*Калинчак В.В., Черненко А.С., Семенов К.И.*

Высокотемпературный теплообмен и стефановское течение на поверхности окисляющейся металлической частицы .....19

*Дорошенко А.В., Глауберман М.А., Роговская Э. Т.*

Солнечные плоские коллекторы из полимерных материалов .....32

## ГАЗОДИНАМІКА

*Асланов С.К.*

Уравнение кинетики процесса потери массы при диспергировании жидких тел в потоке газа. ....47

*Алтоиз Б. А., Асланов С. К., Бутенко А.Ф.*

Ротационный вискозиметр для исследования микронных прослоек.....53

## ФИЗИКА ГОРЕНИЯ

*Ильченко Э.П., Полетаев Н.И., Флорко Т.А., Флорко А.В.*

Излучательные характеристики пылевых пламен частиц циркония .....66

*Головко В. В., Баронецкий В. К., Копейка А.К.*

Распространение пламени по тонким пленкам жидкого топлива на металлических подложках .....76

*Полетаев Н.И., Вовчук Я.И.*

Структура ламинарного диффузионного двухфазного факела .....86

<i>Рябчук Л.И., Смагленко Т.Ф., Чесноков М.Н., Орловская С.Г., Андрианова И.С.</i>	
Динамика воспламенения твердого топлива (торфа) при импульсном лазерном облучении.....	97
<i>Трофименко М.Ю., Асланов С.К., Калинин В.В., Зуй О.Н., Олешко Г.М.</i>	
Исследование пульсационного горения пропан - бутановой смеси вблизи пределов его существования.....	104.

## **ЭЛЕКТРОФИЗИКА**

<i>Дем'янчук Б.О</i>	
Умови плазмових утворювань при НВЧ-пробі в суміші іоноутворюючої речовини та частинок легких металів.....	112
<i>Вишняков В. И., Грызунова Т. В., Чесноков М. Н.</i>	
Плавающий потенциал горячей частицы магния.....	118
<i>Михайловская Л.В.</i>	
Влияние зависимости подвижности ионов от величины электрического поля на параметры положительного столба в узких газоразрядных трубках .....	125
<i>Михайловская Л.В., Михайловская А.С.</i>	
Влияние параметров разряда на радиальные распределения заряженных частиц положительного столба в узких газоразрядных трубках.....	133
<i>Персоналии</i> .....	144
<i>От редакции</i> .....	146
<i>Именной указатель</i> .....	147

*О.О. Мочалов<sup>\*</sup>, С.В. Коваль.<sup>\*\*</sup>, С.С. Коваль<sup>\*</sup>*

*<sup>\*</sup>Національний університет кораблебудування ім. адмірала Макарова,  
м. Миколаїв*

*<sup>\*\*</sup>Миколаївський навчально-науковий інститут Одеського національного університету ім. І.І. Мечникова, м. Миколаїв*

## **Математична модель виділення твердої фази на поверхні дисперсної частинки**

Введення дисперсних частинок в рідкий розплав є одним зі способів покращення фізико-механічних властивостей литого виробу. Розроблено математичну модель виділення твердої фази на поверхні дисперсної частинки поміщеної в рідкий розплав. Модель побудована у припущенні, що внутрішня енергія твердої частинки витрачається на компенсацію теплоти фазового переходу та конвективного теплообміну. Встановлені залежності товщини твердої скоринки від теплофізичних параметрів розплаву у динамічних режимах. Визначено відношення максимального розміру частинки до початкового для частинок різних діаметрів.

### **Вступ**

Сучасні тенденції розвитку вітчизняної та світової промисловості передбачають розробку нових енергозберігаючих та екологічно чистих технологій. Найбільш енергоємкісною галуззю народного господарства, безумовно, є металургія. Актуальною проблемою, яка стоїть перед дослідниками в області металургії та металофізики є суміщення безперервного розливу металу з безперервною прокаткою.

Одним з технологічних факторів, що перешкоджають запровадженню вказаної технології є мала швидкість витягування безперервного злитку з кристалізатора. Величина цієї швидкості на два порядки нижча за швидкість прокатки. Збільшення швидкості витягування злитку, при відомих способах отримання безперервного злитку практично неможливе, так як зі збільшенням товщини скоринки різко зростає і термічний опір відводу теплоти. Тому традиційні методи або способи отримання безперервного злитку не дають можливості збільшити швидкість кристалізації.

Введення мікрохолодильників у вигляді сферичних частинок радіусом  $R_0$  в рідкий метал використовується в різних технологічних процесах (суспензійне лиття, зняття теплоти перегріву та ін.). Це дозволяє сформувати в об'ємі зразка центри кристалізації та забезпечити формування дрібнодисперсної однорідної

структури. Розробка адекватного теоретичного підґрунтя для визначення тривалості існування мікрохолодильників та товщини твердої скоринки в залежності від теплофізичних особливостей рідкого металу і мікрохолодильників є передумовою формування ефективних алгоритмів керування процесами кристалізації.[1,2,3]

Мета роботи: розробити на макроскопічному рівні математичну модель виділення твердої фази на поверхні дисперсної частинки, поміщеної в рідкий розплав.

### Теоретична частина

Розглянемо сферичну частинку, яка рухається в рідкому металі з постійною швидкістю. Початкова температура частинки  $T_0$ , набагато менша за температуру рідкого металу  $T_L$ . Теплофізичні властивості частинки та рідкого металу відомі. Між рідким металом та частинкою здійснюється конвективний теплообмін. Припустимо, що внутрішня енергія твердої частинки витрачається на компенсацію теплоти фазового переходу та конвективного теплообміну. Глибина проникнення ізотерми температури фазового переходу всередину сферичної твердої частинки визначається з розв'язання інтегральної задачі про нагрів сферичного тіла з граничними умовами третього роду [4]. Рівняння теплового балансу для частинки можна записати у вигляді:

$$\frac{d(M_1 c T_d)}{dt} = Q_\alpha + r \frac{dM_2}{dt}, \quad (1)$$

де  $Q_\alpha$  – кількість теплоти, яке підводиться від рідкої фази до поверхні частинки за одиницю часу;  $r$  – теплота фазового переходу;  $c$  – питома теплоємність матеріалу частинки,  $T_d$  – середня температура металу частинки;  $\frac{dM_2}{dt}$  – кількість металу, яка кристалізується на частинці за одиницю часу.

Масу металу, температура якого дорівнює температурі фазового переходу  $T_f$  можна виразити наступним чином:

$$M_1 = \left( R_0^3 - (R_0 - \delta)^3 \right) \frac{4}{3} \pi \rho, \quad (2)$$

де  $\rho$  – густина матеріалу частинки,  $R_0$  – початковий радіус.

Глибина проникнення ізотерми визначається з розв'язання інтегральної задачі для сфери [4]

$$\delta = 2,68 \sqrt{a\tau}, \quad (3)$$

де  $a$  – коефіцієнт температуропроводності частинки.

Середня температура металу частинки:

$$T_d = \frac{T_0 + T_f}{2}, \quad (4)$$

де  $T_0$  – початкова температура частинки.

Тепловий потік від рідкої фази до поверхні мікрохолодильника може бути записаний так:

$$Q_\alpha = \alpha 4\pi (R_0 + \delta_s)^2 (T_L - T_f), \quad (5)$$

де  $\alpha$  – коефіцієнт тепловіддачі від рідкого металу до поверхні металу, який намерзає на частинку,  $\delta_s$  – товщина намерзлої на частинку скоринки,  $T_L$  – температура рідкого металу.

Маса металу, який кристалізується на поверхні частинки

$$M_2 = \frac{4}{3} \pi \rho \left( (R_0 + \delta_s)^3 - R_0^3 \right) \quad (6)$$

Коефіцієнт тепловіддачі під час руху сфери в рідкому металі можна визначити зі співвідношення [4]:

$$\alpha = \frac{\lambda}{2R_0} \left( 2 + 0,386 (\text{Re}_D \cdot \text{Pr})^{0,5} \right) \quad (7)$$

де  $\lambda$  – коефіцієнт теплопровідності рідкого металу,  $\text{Re}_D = \frac{2R_0 V}{\nu}$  – критерій Рейнольдса [5],  $\text{Pr}$  – критерій Прандтля,  $V$  – швидкість руху частинки,  $\nu$  – кінематична в'язкість.

Рівняння для визначення динаміки утворення рідкої фази на поверхні частинки отримуємо підставляючи вирази (2)-(7) в (1)

$$\frac{d\delta_s}{d\tau} = \frac{c T_d (R_0 - \delta)^2}{r (R_0 + \delta_s)^2} \frac{d\delta}{d\tau} - \frac{\lambda \left( 2 + 0,386 (\text{Re}_D \cdot \text{Pr})^{0,5} \right) (T_L - T_f)}{2R_0 r \rho} \quad (8)$$

Диференціальне рівняння (8) розв'язується при наступних початкових умовах:

$$\text{при } \tau = 0, \quad \delta_s = 0, \quad \delta = 0.$$

### Обговорення результатів

На базі представленої моделі була розроблена методика та проведений числовий експеримент з дослідження впливу параметрів системи на процес утворення твердої скоринки на поверхні дисперсної частинки. За основу були прийняті теплофізичні властивості вуглецевої сталі AISI\_1008 [6]

Початкові умови для вказаної системи були задані наступні:  $T_0 = 273 \text{ K}$ ,  $T_f = 1810 \text{ K}$ ,  $T_L = 1920 \text{ K}$ .

На рисунку 1 зображена залежність товщини твердої фази на поверхні частинки. Розроблена математична модель дозволяє аналізувати вплив геометричних та теплофізичних параметрів рідкого металу та частинки на товщину твердої скоринки, часу досягнення максимального розміру та тривалість існування твердої скоринки на поверхні частинки в рідкому розплаві.

На рисунку 2 представлена залежність максимального розміру частинки

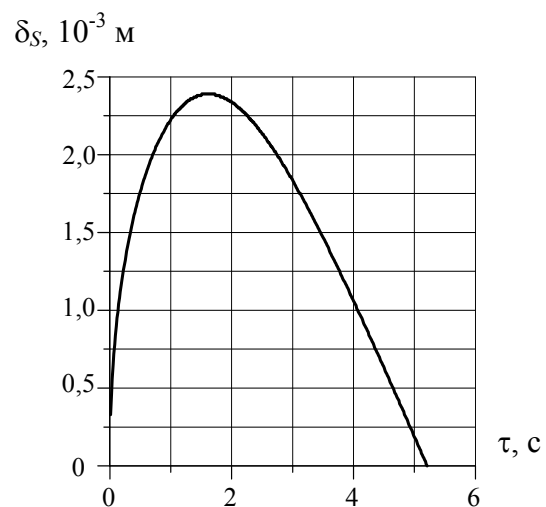


Рис.1. Залежність товщини намерзлої скоринки від часу ( $R_0 = 4 \text{ мм}$ ;  $\text{Pr} = 1$ ;  $V = 0,15 \text{ м/с}$ )

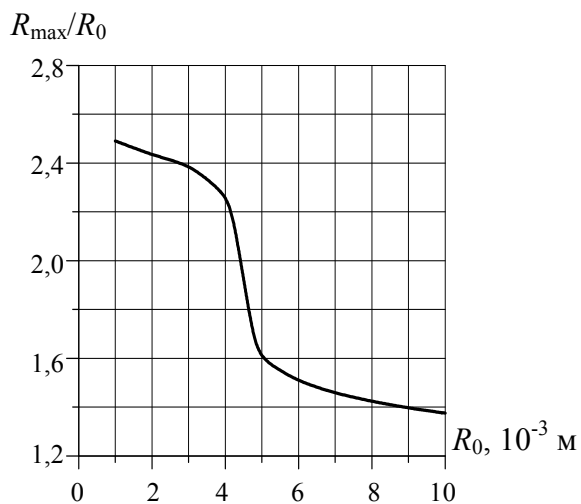


Рис.2. Залежність максимального розміру частинки від її початкового радіуса ( $Pr = 1$ ;  $V = 0,15$  м/с)

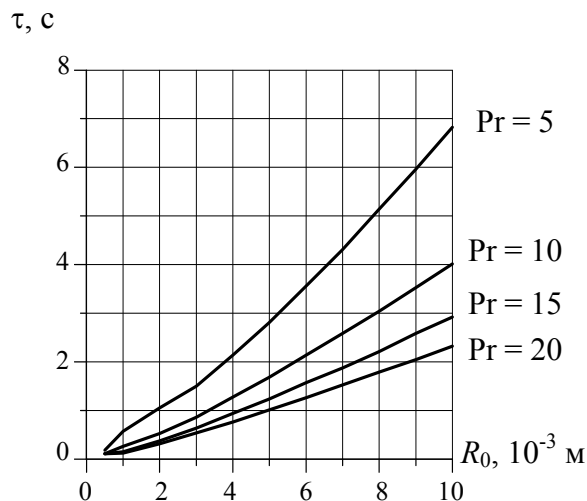


Рис.3. Залежність часу існування твердої фази на поверхні частинки від її розміру для різних значень числа Прандтля ( $V = 0,05$  м/с)

від її початкового радіуса. Видно, що для частинок з розмірами 8-10 мм спостерігається різке зменшення відносної товщини твердої скоринки. Це обумовлене різними швидкостями збільшення поверхні тепловідводу та маси частинки.

Тривалість існування дисперсної частинки в рідкому розплаві є важливим технологічним параметром. Він характеризує час, за який частинка має переміститись в задану точку об'єму зразку [7]. З рисунку 3 видно, що залежність часу існування твердої фази на поверхні частинки від її розміру має майже лінійний характер, відхилення від лінійної залежності спостерігається лише для частинок діаметром до 6 мм. Збільшення числа Прандтля призводить до скорочення часу існування твердої скоринки.

Інформація отримана за допомогою розробленої моделі, може бути використана при розробці технологічних алгоритмів керування процесами кристалізації з використанням мікрохолодильників.

### Література

1. Hong-Bing Xiong, Yuan Ma, Li-Li Zheng Multiphase flow in directional solidification of metal matrix particulate composites// Modelling and Simulation in Materials Science and Engineering, 14 (2006), P. 445-463.
2. Nestler B., Wheeler A. Phase-field modeling of multi-phase solidification// Computer Physics Communications. – 2002. Vol.147. – P. 230-233.
3. Rafii-Tabar H., Chirazi A. Multi-scale computational modeling of solidification phenomena //Physics Reports. – 2002. – Vol. 365, №3. - P. 145-249.
4. Лыков А.В. Теория теплопроводности.– М.: Высшая школа, 1967. – 600с.
5. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя: Пер. с нем. – М.: Наука, 1974. –712с.
6. Структура и коррозия металлов и сплавов. Атлас: Справочник/ под ред. Е.А. Ульянина. – М: Металлургия, 1989. – 398с.
7. Ефимов В.А., Эльдарханов А.С. Физические методы воздействия на процессы затвердевания сплавов. – М.: Металлургия, 1995. – 272с.



*А.А. Мочалов, С.В. Коваль, С.С. Коваль*

**Математическая модель выделения твердой фазы на поверхности дисперсной частицы**

**АННОТАЦИЯ**

Введение дисперсных частиц в жидкий расплав является одним из способов улучшения физико-механических свойств литого изделия. Разработана математическая модель выделения твердой фазы на поверхности дисперсной частицы, помещенной в жидкий расплав. Модель построена с допущением, что внутренняя энергия твердой частицы расходуется на компенсацию теплоты фазового перехода и конвективного теплообмена. Установлены зависимости толщины твердой корочки от теплофизических параметров расплава в динамических режимах. Определены отношения максимального размера частицы к начальному, для частиц различных диаметров.

*A.A. Mochalov, S.V. Koval, S.S. Koval.*

**The mathematical model of segregation of a solid phase on particle surface**

**SUMMARY**

The introduction of disperse particles in liquid melting is one of ways of improvement of physical and mechanical properties of a cast product. The mathematical model of segregation of a solid phase on a surface of a dispersion particle placed in liquid melt is developed. The model is constructed with an assumption, that the internal energy of a solid particle is spent for compensation of heat of phase transition and of heat convection transfer. The dependences of thickness solid skin from heat physics parameters of melt in dynamic modes are established.

*Н.И. Полетаев, А.В. Флорко.*

*Одесский национальный университет им. И.И. Мечникова*

### **Возможности исследования высокотемпературных систем по абсолютным интенсивностям световых потоков.**

Описана методика измерения абсолютных интенсивностей световых потоков высокотемпературных дисперсных систем. Показаны некоторые возможности исследования газовой и конденсированной фаз по результатам таких измерений.

Большинство оптико-спектральных методик исследования высокотемпературных систем предполагают проведение абсолютных измерений величин световых потоков. Объекты, с которыми приходится сталкиваться, обычно, являются объемными источниками (горящая частица, факел, плазма и т.д.) в то время как, эталонными, а точнее источниками сравнения являются, как правило, плоские источники (банд-лампа или светоизмерительная лампа, модель абсолютно черного тела и др.). Иначе говоря, приходится сравнивать световые потоки, которые попадают в спектральный прибор и далее на фотоприемник от источника сравнения и от объекта исследования. Эта задача давно решена и опубликована (проф. Голубовский Ю.Б., Санкт-петербургский университет). Однако, материалы статьи уже не доступны для начинающего научного работника. Поэтому в первой части работы обратимся к краткому описанию методики проведения абсолютных измерений световых потоков с последующей адаптацией ее к дисперсным системам.

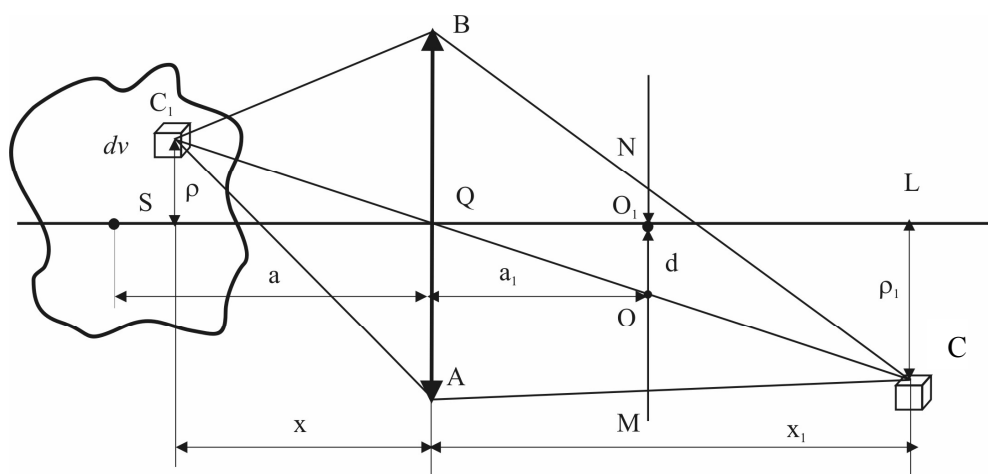


Рис. 1 Иллюстрация к определению области интегрирования световых потоков, попадающих в спектральный прибор.

Излучение объемного источника будем характеризовать спектральной интенсивностью излучения  $I_\lambda$ . Под  $I_\lambda$  понимаем энергию, излучаемую единицей объ-

ема, в единицу времени, в телесный угол равный  $4\pi$ , в единичном интервале длин волн. Излучение поверхностных источников характеризуется, в частности, спектральной светимостью  $r_{\lambda}^{б-л}$ . Таким образом, необходимо установить связь между величинами  $I_{\lambda}$  и  $r_{\lambda}^{б-л}$ .

Для простоты, будем предполагать, что источник излучения является оптически тонким, в противном случае его можно рассматривать, как плоский.

#### а) Область излучения.

Прежде всего, необходимо выяснить область пространства источника, из которой излучение попадает в спектральный прибор со скрещенной входной щелью (две взаимно перпендикулярные щели с близкой шириной). Пусть фокусирующая линза характеризуется диаметром  $D$  и фокусным расстоянием  $F$  (см рис.1). Точка, расположенная на оптической оси и удаленная от линзы на расстояние  $a$ , фокусируется в центре входной щели спектрального прибора. Последняя удалена от линзы на расстояние  $a_1$ . Выберем элементарный объем  $dv$  в области источника, положение которого характеризуется координатами  $x$  и  $\rho$ . Будем считать, что система обладает аксиальной симметрией. Это предположение вполне оправдано, если пространственное разрешение оптической системы достаточно высоко. Этот вопрос обсудим ниже. Элемент  $dv$  фокусируется в точке, с координатами  $x_1$  и  $\rho_1$  (в данном случае за щелью). В плоскости входной щели точечный элемент  $dv$  фокусируется в виде светлого кружка радиуса  $OM = ON = r$ . Пусть центр кружка  $O$  смещен относительно центра щели  $O_1$  на расстояние  $d = OO_1$ . Очевидно, что условие попадания излучения от элемента  $dv$  во входную щель прибора имеет вид:

$$r \geq d \quad (1)$$

Из подобия треугольников  $C_1SQ$  и  $CLQ$ , а также  $ABC$  и  $MNC$ , имеем:  $2r/(x_1 - a_1) = D/x_1$ ;  $\rho/x = d/a_1$ ; Учитывая неравенство (1), получаем:

$$D \cdot (1 - a_1/x_1)/2 \geq \rho \cdot a_1/x$$

Используя формулу тонкой линзы ( $1/a_1 + 1/a = 1/F$ ), связывающую области объекта  $(x, a, \rho)$  и изображения  $(x_1, a_1, \rho_1)$ , после простых преобразований получаем:

$$\rho \leq \frac{D}{2} \left( 1 - \frac{x}{a} \right) \quad (2)$$

Формула (1) определяет коническую поверхность с вершиной в точке  $a$  и основанием, которым является линза (см. рис.2). Она и определяет область пространства, из которой излучение объекта исследования попадает в спектральный прибор. Легко видеть, что диафрагмирование (уменьшение  $D$ ) объектива приводит к увеличению, как пространственного разрешения, так и глубины резкости. Формально, при  $D \rightarrow 0$  конус вырождается в прямую линию. Иначе говоря, излучение собирается вдоль луча. Естественно, что существует ряд причин, ограничивающих пространственное разрешение, в том числе неточность входной щели, дефекты оптических элементов, дифракция и др.

Обратимся теперь к определению световых потоков от банд-лампы и от объемного источника. При этом будем считать, что геометрия системы и чувствительность установки в обоих случаях остается неизменной.

**б) Световой поток, попадающий на фотоприемник от банд-лампы.**

Рисунок 2 иллюстрирует схему вычислений.

Банд-лампа

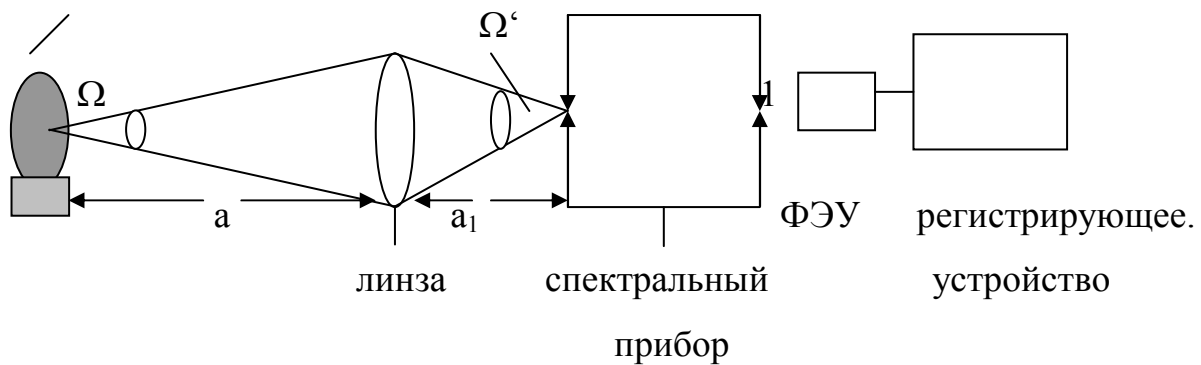


Рис 2. Иллюстрация к расчету светового потока от банд-лампы (б-л)

Введем следующие обозначения:  $S, S'$ -площади ленты б-л и ее изображения в плоскости входной скрещенной щели;  $S_{вх}$ - площадь входной щели,  $\tau$ - коэффициент пропускания системы;  $b_\lambda$ -спектральная яркость ленты б-л. Далее примем во внимание:

а) определение яркости источника:

$$d\Phi_\lambda = b_\lambda \cos\alpha \, dS \, d\Omega$$

где  $d\Phi_\lambda$ - световой поток площадки  $dS$  в пределах телесного угла  $d\Omega$ ,  $\alpha$ - угол между нормалью к площадке и направлением излучения:

б) связь яркости и светимости для косинусного излучателя  $b_\lambda = r^{\text{б-л}}_\lambda / \pi$ ;

в) то, что система должна обладать высоким пространственным разрешением, т.е.  $D \ll a$ , и, следовательно,  $\cos\alpha = 1$ .

С учетом выше сказанного, легко определить величину светового потока выходящего из выходной щели спектрального прибора, т.е. попадающего на фотоприемник:

$$\Phi^{\text{б-л}} = (r^{\text{б-л}}_\lambda / \pi) \cdot (S \cdot \Omega \cdot S_{вх} / S') \cdot \tau \cdot \Delta\lambda, \quad (3)$$

где  $\Delta\lambda = D_1 \cdot \Delta l = (d\lambda/dl) \cdot \Delta l$ - спектральный интервал излучения, попадающего на фотоприемник;  $\Delta l$ - ширина выходной щели.

Используя, что:  $S'/S = a_1^2 / a^2$ ;  $\Omega = \pi \cdot D^2 / 4a^2$ ;  $\Omega' = \pi \cdot D^2 / 4a_1^2$ , получаем:

$$\Phi^{\text{б-л}} = (r^{\text{б-л}}_\lambda / \pi) \cdot \Omega' \cdot S_{вх} \cdot \tau \cdot (d\lambda/dl) \cdot \Delta l \quad (4)$$

И, наконец, сигнал с фотоприемника, работающего в линейном режиме, равен:

$$\alpha_\lambda = K \cdot \Phi^{\text{б-л}} \quad (5)$$

**в) Световой поток, попадающий на фотоприемник от оптически тонкого объемного источника.**

Рассчитаем теперь поток излучения от объемного источника из области, ограниченной конической поверхностью (см. рис.1). Пусть  $I_\lambda(x,\rho)$ - интенсивность излучения, тогда поток от элемента  $dV$ , проходящий через объектив, будет равен:  $d\Phi_\lambda = I_\lambda \cdot dV \cdot \omega / 4\pi$ , где  $\omega = \pi \cdot D^2 \cdot \cos i / (4 \cdot (\rho^2 + x^2))$ - телесный угол, под которым из элемента объема  $dV$  виден объектив. Учитывая, что  $\rho^2 \ll x^2$ , считаем  $\cos i = 1$ . Изображение выделенного элемента представляет собой кружок радиуса  $r$ . Поэтому в спектральный прибор попадает лишь доля излучения, равная отношению:  $S_{\text{вх}} / \pi \cdot r^2$ . Тогда:

$$d\Phi_\lambda = \tau \cdot I_\lambda \cdot \frac{dV}{4\pi} \cdot \frac{\pi D^2}{4x^2} \cdot \frac{S_{\text{вх}}}{\pi r^2} \quad (6)$$

Легко видеть, что на фотоприемник попадет поток, равный

$$d\Phi = \tau \cdot I_\lambda \cdot \frac{dV}{4\pi} \cdot \frac{\pi D^2}{4x^2} \cdot \frac{S_{\text{вх}}}{\pi r^2} \cdot \beta \quad (7)$$

где  $\beta$  - коэффициент, учитывающий спектральный состав излучения:

$$\beta = \begin{cases} 1, & \text{если спектр линейчатый, причем спектральная ширина выходной} \\ & \text{щели } \left( \frac{d\lambda}{dl} \Delta l \right) \text{ превышает ширину линии;} \\ \frac{d\lambda}{dl} \Delta l, & \text{если спектр полосатый либо сплошной.} \end{cases}$$

Используя подобие треугольников, легко выразить  $r$  через переменную  $x$ :  $r = DF((a-x)/(a-F))/2x$ . Представляя  $dV$  в цилиндрической системе координат, получаем из (7):

$$d\Phi_\lambda(x,\rho) = \tau \cdot \frac{I_\lambda(x,\rho) S_{\text{вх}} (a-F)^2}{2F^2 (a-x)^2} \cdot \beta \cdot \rho \cdot d\rho \cdot dx \quad (8)$$

Проинтегрируем (8) по  $\rho$  и  $x$  в пределах  $0 \leq \rho \leq D/2 \cdot (1 - x/a)$ ,  $a - L_2 \leq x \leq a + L_1$ , где  $L_1, L_2$  - расстояния от точки "а" до задней и передней границ источника. Если система обладает высоким пространственным разрешением, то  $I_\lambda(x,\rho) = I_{0\lambda} \cdot \xi(x)$ , где функция  $\xi(x)$  описывает зависимость интенсивности от координаты  $x$ . После интегрирования получаем поток излучения для сплошного либо полосатого спектра, попадающий на фотоприемник:

$$\Phi = \frac{\tau}{4\pi} S_{\text{вх}} I_0 \Omega' L_{\text{EFF}} \frac{d\lambda}{dl} \Delta l. \quad (9)$$

где  $L_{\text{EFF}} = \int_{a-L_2}^{a+L_1} \xi(x) dx$  – эффективная протяженность источника. Легко видеть,

что для однородного источника ( $\xi(x) = 1$ ) имеем  $L_{\text{EFF}} = L_1 + L_2$ .

Для линейчатого спектра

$$\Phi = \frac{\tau}{4\pi} S_{\text{вх}} I_0 \Omega' L_{\text{EFF}} \quad (10)$$

где  $I_0$  -полная интенсивность линии.

Сигнал с фотоприемника, работающего в линейном режиме, будет равен:

$$\gamma_{\lambda} = K \cdot \Phi. \quad (11)$$

Принимая во внимание (4), (5), (9)-(11), получаем для источника сплошного спектра:

$$I_0 = \frac{\gamma_{\lambda}}{\alpha_{\lambda}} \cdot \frac{4}{L_{EFF}} \cdot r^{\beta-\lambda} \quad (12)$$

Для линейчатого спектра имеем:

$$I_0 = \frac{\gamma_{\lambda}}{\alpha_{\lambda}} \cdot \frac{4}{L_{EFF}} \frac{d\lambda}{dl} \Delta l \cdot r^{\beta-\lambda} \quad (13)$$

Еще раз отметим, что полученные соотношения справедливы для оптически тонких источников. В общем случае необходимо учитывать поглощение и рассеяние излучения. Эффективную протяженность источника  $L_{EFF}$  можно получить с помощью абелевских преобразований из радиальных распределений световых потоков. Отметим также, что формула (2) позволяет оценить пространственную разрешающую способность установки. Например, для  $D = 1$  см и  $x/a \sim 0,9$  получаем  $\rho \leq 0,05$  см.

#### **Некоторые возможности исследования светящихся объектов по абсолютным величинам световых потоков.**

Обратимся теперь к информации, которую можно получить из результатов абсолютных измерений световых потоков. Начнем с радиационных потерь. Пусть площадь поверхности источника равна  $S$ , а его протяженность  $L_{EFF}$  (ширина фронта факела, зона горения и т.д.). Последняя много меньше характерных масштабов системы. Объем излучающей области  $S \cdot L_{EFF}$  и, соответственно, мощность, теряемая системой за счет излучения из этого объема равна:

$$P_{\lambda} = S \cdot L_{EFF} \cdot \frac{\gamma_{\lambda}}{\alpha_{\lambda}} \cdot \frac{4}{L_{EFF}} \cdot r^{\beta-\lambda}$$

Введя спектральную светимость объемного источника как

$$r_{\lambda,и} = \frac{\gamma_{\lambda}}{\alpha_{\lambda}} \cdot r^{\beta-\lambda}, \quad (14)$$

получаем:

$$P_{\lambda} = 4 \cdot S \cdot r_{\lambda,и} \quad (15)$$

Интегрирование формулы (15) по  $\lambda$  позволяет определить мощность радиационных потерь при отсутствии информации о величине  $L_{EFF}$ . Интегрирование  $r_{\lambda,и}$  а, следовательно, и измерения необходимо проводить в широком диапазоне длин волн, включающем в себя видимый и инфракрасный диапазоны, что сопряжено с рядом технических трудностей, таких как смена спектральной аппаратуры, фотоприемников, оптических элементов и т.д. Однако, для предварительных оценок, в предположении слабой зависимости спектральной испускающей способности  $\varepsilon_{\lambda и} = r_{\lambda и}/r_{\lambda б}$  от длины волны, мощность излучения  $P$ , определяется согласно соотношению:

$$P = 4S \langle \varepsilon \rangle \sigma T_k^4,$$

где  $\langle \epsilon \rangle$  - осредненная по длинам волн величина  $\epsilon_{\lambda}$  и;  $\Gamma_{\lambda b}$  - спектральная светимость абсолютно черного тела при температуре конденсированной фазы  $T_k$ ;  $\sigma$  - постоянная Стефана-Больцмана.

Температуру конденсированной фазы можно измерить методами оптической пирометрии [1], в частности полицветовым методом [2] по тангенсу угла наклона  $T_k = -C_2 / \text{tg} \alpha$  графика зависимости  $\ln \Gamma_{\lambda} \lambda^5$  от  $1/\lambda$ , где  $C_2 = 1,4388 \text{ К} \cdot \text{см}$ . Концентрацию возбужденных атомов или молекул  $n_B$  непосредственно можно определить при отсутствии самопоглощения излучения, согласно известному соотношению:  $I_0 = A \cdot h\nu \cdot n_B$ , где  $A$  - вероятность спонтанного перехода;  $\nu$  - частота излучения. Концентрацию атомов и молекул в основном состоянии (фактически, полную концентрацию) можно найти по величине  $n_B$ , если известен механизм заселения и разрушения электронно-колебательных состояний. В общем случае эта задача представляется весьма сложной. Однако, для температуры  $T \sim 3000 \text{ К}$  и давления  $P \sim 10^5 \text{ Па}$  роль VV-и VT- процессов становится весьма значительной, что приводит к установлению больцмановского распределения заселенностей в системе колебательных уровней, как основного, так и возбужденных электронных состояний молекул. Возможно установление равновесного распределения и в системе электронных состояний, если будет велика роль ударов второго рода, т.е. при условии, что частота  $\nu$  столкновений возбужденных атомов и молекул с невозбужденными будет существенно превышать вероятность спонтанных переходов. Для нерезонансных переходов величина  $A \sim 10^5 - 10^6 \text{ с}^{-1}$ . Оценим давления, при которых сказанное имеет место, исходя из неравенства  $\nu = \sigma \cdot \langle v \rangle \cdot n \gg A$ . Для  $T \sim 3000 \text{ К}$ , сечения столкновения  $\sigma \sim 10^{-19} \text{ м}^2$ , средней скорости теплового движения  $\langle v \rangle \sim 10^3 \text{ м/с}$  получаем концентрацию частиц  $n \gg 10^{21} - 10^{22} \text{ м}^{-3}$ , которой соответствует давление  $P \gg 30 - 300 \text{ Па}$ . Таким образом, при давлении, превышающем  $10^3 - 10^4 \text{ Па}$ , имеет место равновесие между поступательными и внутренними степенями свободы молекул, т.е. электронно-колебательные уровни будут заселены согласно распределению Больцмана с газовой температурой. Электронно-колебательные полосы группируются в секвенции так, что разность между колебательными квантовыми числами комбинирующихся состояний  $\Delta v$  есть величина постоянная. Нередко полосы секвенций сильно перенакладываются, поэтому целесообразно измерять интенсивность секвенции  $I_{\Delta v}$  в целом, Последняя связана с концентрацией возбужденных молекул соотношением [3]:

$$I_{\Delta v} = \sum_{v^1} A_{v^1, v^1+1} n_{v^1} h\nu_{v^1, v^1+1} \quad (16)$$

где  $n_{v^1}$  - заселенность колебательного уровня  $v^1$  возбужденного электронного уровня (исходного для рассматриваемой секвенции полос),  $\nu_{v^1, v^1+1}$  - частота кванта полосы,  $A_{v^1, v^1+1}$  - вероятность электронно-колебательного перехода [3]. С другой стороны, при наличии ЛТР  $n_{v^1}$  связана с концентрацией невозбужденных молекул  $n$  соотношением [3]:

$$n_{v^1} = n \frac{(2 - \delta_{0, \Lambda^1})(2S + 1)}{Q_{\text{вн}}} \exp\left(-\frac{E_e + E_{v^1}}{kT}\right) \frac{kT}{hcB_{e, v^1}} \quad (17)$$

где  $2S+1$  - мультиплетность электронного состояния;  $\Lambda'$  - проекция электронного момента;  $Q_{вн}$  - внутренняя статистическая сумма;  $E_e$ ,  $E_v$  - энергия электронного и колебательного уровней, соответственно;  $B_{ev}$  - вращательная постоянная. Суммирование проводится по всем полосам данной секвенции  $\Delta v = \text{const}$ . Интенсивность полосы  $I_{\Delta v}$  - определяется путем интегрирования (12). Если полосы не перенакладываются, то можно ограничиться обработкой одной полосы, соответственно, в выражении (16) будет присутствовать лишь одно слагаемое. Выражения (16,17) позволяют определить концентрацию молекул в основном состоянии, фактически полную концентрацию.

Обсудим теперь некоторые возможности исследования конденсированной фазы. В высокотемпературной дисперсной системе за сплошной спектр излучения ответственна к-фаза, которая является основной причиной рассеяния (s) и поглощения (a) излучения. Эффективность указанных процессов определяется соответствующими сечениями  $\sigma_{a,s}$  или факторами эффективности  $Q_{a,s}$ . Для частиц сферической формы радиуса  $r$  имеет место соотношение  $Q_{a,s} = \sigma_{a,s} / \pi r^2$ . Информацию о последних получают экспериментальным, но чаще, теоретическим путем на основе теории Ми. В последнем случае требуется информация о комплексном показателе преломления вещества  $\tilde{n} = n - i\chi$  в широком диапазоне температур. Отметим, что в отличие от мнимой  $-\chi$ , действительная часть  $n$  слабо зависит от температуры. Поэтому наиболее надежные методы получения информации о концентрации частиц и функции их распределения по размерам основаны на рассеянии излучения, эффективность которого для неметаллических частиц определяется величиной  $n$ . С другой стороны, эффективность процессов излучения и поглощения излучения зависит от мнимой части показателя преломления. Причем испускательная способность частицы считается равной фактору эффективности поглощения [4], хотя при этом приходится сталкиваться с неожиданным результатом: испускательная способность частицы может оказаться больше единицы. Однако, как показано в работе [4], никакого парадокса в этом нет.

Учитывая сказанное, а также выражения (12) и (14), легко получить для сферических частиц выражение, определяющее спектральную интенсивность излучения к-фазы:

$$I_{\lambda} = N_k r_{\lambda b} \int_0^{\infty} 4\pi r^2 Q_a(r, \lambda, n, \chi) f(r) dr = 4r_{\lambda n} / L_{\text{эфф}}, \quad (18)$$

где  $N_k$  - концентрация к-частиц;  $f(r)$  - функция распределения частиц по размерам.

Формула (18) принимает наиболее простой вид для субмикронных частиц. Принимая во внимание, что для частиц  $r \ll \lambda$  имеет место соотношение [4]

$$Q_a(r, \lambda, n, \chi) = a(\lambda, n, \chi) r, \quad (19)$$

получаем:

$$I_{\lambda} = N_k r_{\lambda b} 4\pi \langle r^3 \rangle a(\lambda, n, \chi) = 4r_{\lambda n} / L_{\text{эфф}}, \quad (20)$$

где  $\langle r^3 \rangle = \int_0^{\infty} r^3 f(r) dr$



Выражение (20) позволяет по результатам измерений спектральной светимости определить одну из величин  $N_k, \langle r^3 \rangle$  или  $a(\lambda, n, \chi)$  при условии, что известны какие-то две из них, измеренных независимым методом. Например, концентрацию частиц  $N_k$  можно измерить по рассеянию лазерного излучения,  $\langle r^3 \rangle$  - по данным дисперсного анализа.

Для относительно крупных частиц, для которых релеевское приближение не годится, выражение (18) позволяет определить  $N_k$  либо мнимую часть показателя преломления. Вводя коэффициент поглощения для единичной концентрации  $k$ - частиц  $\beta_{a\lambda} = \int_0^\infty \pi r^2 Q_a(r, \lambda, n, \chi) f(r) dr$ , формулу (16) можно привести к виду:

$$N_k \beta_{a\lambda} = \epsilon_\lambda / L_{эфф} \quad (21)$$

Если известен комплексный показатель преломления вещества и проведен дисперсный анализ, то, используя теорию Ми можно рассчитать спектральный коэффициент поглощения и затем определить  $N_k$ . Можно решить и обратную задачу: найти величину  $\chi(\lambda, T)$ , которая представляет собой исключительную ценность при решении задач о переносе излучения в дисперсных системах.

Отметим, что приведенные выше соотношения верны для оптически тонких источников, когда длина свободного пробега излучения по отношению к поглощению  $I_a$  и рассеянию  $I_s$  велика по сравнению с протяженностью источника  $L_{EFF}$ . Длину свободного пробега для монодисперсных сферических частиц можно оценить, согласно соотношению:

$$I_{a,s} = 1/(\sigma_{a,s} N_k) = 1/(Q_{a,s} \pi r^2 N_k)$$

Оценим концентрацию частиц во фронте пламени, для которой его можно считать оптически прозрачным. С учетом сказанного,  $N_k < 1/(Q_{a,s} \pi r^2 L_{EFF})$ .

Для характерной величины  $L_{EFF} \sim 0.1$  см и завышенного значения  $Q_{a,s} = 1$  получаем нижнюю оценку для концентрации частиц для различных режимов горения:

а) горение газофазное (газовзвеси частиц Mg, Al),  $r \approx 5 \cdot 10^{-6}$  см,  $N_k < 10^{11}$  см<sup>-3</sup>. Полученная величина  $N_k$ , можно сказать, является критической. Пламя в коротковолновой части спектра является оптически плотным, однако для  $\lambda > 0,7$  мкм, как показывают оценки с использованием реальных значений факторов эффективности процессов, пламя можно принять оптически тонким. Иначе говоря, при исследовании факелов частиц горящих газофазно (продукты реакции являются субмикронными) следует быть весьма внимательным.

б) горение гетерогенное (Ti, Zr),  $r \approx 2 \cdot 10^{-4}$  см,  $N_k < 10^8$  см<sup>-3</sup>. Полученная величина более чем на два порядка превышает типичное значение  $N_k$  во фронте пламени, которое, в связи с этим, можно считать оптически тонким.

Помимо указанной информации абсолютные измерения световых потоков дают возможность определять температуру по абсолютным интенсивностям резонансных и нерезонансных линий, по интенсивностям электронно-колебательных полос, дублету Бьерума и т.д. (см., например, [1]).

### Литература

1. Геращенко О.А., Гордов А.Н., и др. Температурные измерения. - Наукова думка, Киев. – 1989. – 792с.
2. Белинский Н.И., Козицкий С.В., Флорко А.В. Скоростной спектральный прибор для исследования излучательных характеристик дисперсных продуктов сгорания //Физика аэродисперсных систем. – Киев, Одесса: Вища школа. – 1985. – вып.28. – С. 88-92.
3. Кузнецова Л.А., Кузьменко Н.Е., Кузяков Ю.Я., Пластинин Ю.А. Вероятности оптических переходов двухатомных молекул. – Наука, Москва. – 1980. – 319с.
4. Борен К., Хафмен Д. Поглощение и рассеяние света малыми частицами. – Мир, Москва – 1986, 660с.

*М.І. Полетаєв, О.В. Флорко*

**Можливості дослідження високотемпературних систем за абсолютними інтенсивностями світлового потоку.**

#### АНОТАЦІЯ

Описано методику вимірювань абсолютних інтенсивностей світлових потоків високотемпературних дисперсних систем. Показано деякі можливості дослідження газової і конденсованої фаз за результатами таких вимірів.

*N.I. Poletaev, A.V. Florko*

**Possibilities of High-temperature Systems Investigation by Absolute Intensities of Light Fluxes**

#### SUMMARY

The measurement procedure of the absolute intensities of the high-temperature dispersal systems light fluxes was described. According to the measurements results some investigating possibilities of the gas and condensed phases were shown.

*В.В. Калинин, А.С. Черненко, К.И. Семенов*

*Украина, Одесский национальный университет им. И.И. Мечникова*

### **Высокотемпературный тепломассообмен и стефановское течение на поверхности окисляющейся стальной частицы**

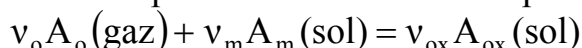
Показано, что влияние стефановского потока на тепломассообмен и кинетику окисления металлической частицы в холодном воздухе проявляется при начальных температурах частицы выше критического значения. Получены и исследованы профили концентраций газовых компонент вблизи частицы при различных температурах частицы и газа, диаметрах и относительных скоростях движения частицы.

В известных работах [1,2] было показано, что общим условием возникновения стефановского потока вблизи поверхности окисляющейся частицы является изменение массы газа в результате фазовых и химических гетерогенных процессов. В результате окисления металла стефановское течение направлено к поверхности частицы, в связи с тем, что окислитель (например, кислород), находящийся в газовой фазе, расходуется на реакцию окисления. В зависимости от температуры и диаметра частицы стефановское течение в разной степени увеличивает массоперенос кислорода к поверхности частицы и уменьшает теплоотдачу.

В работах [3-5] получены аналитические выражения для скорости стефановского течения, тепловых и массовых потоков при протекании на поверхности углеродных частиц параллельных и последовательных химических реакций. В этом случае стефановское течение направлено от поверхности частицы так, как на поверхности частицы образуются газообразные окислы углерода при постоянстве давления и равенстве суммы относительных концентраций газообразных компонент, окружающих частицу, единице.

В данной работе исследовано влияние стефановского потока на тепломассообмен и кинетику окисления металлической частицы с большой глубиной превращения; получены и исследованы профили концентраций газовых компонент воздуха вблизи частицы.

Пусть на поверхности металлической частицы (рис.1), движущейся в окислительной среде, протекает экзотермическая химическая реакция:



с образованием компактного оксидного слоя, обладающего хорошими защитными свойствами, для которого критерий Пиллинга-Бэдворса больше единицы.

Скорость гетерогенной химической реакции по окислителю определим как скорость изменения массы окислителя, рассчитанную на единицу реакционной поверхности.

Предполагая, что химическая реакция протекает на внешней поверхности оксидного слоя частицы (т.е. определяется диффузией ионов металла через оксидный слой), и что скорость химической реакции по окислителю прямо пропорциональна концентрации окислителя и обратно пропорциональна толщине оксидного слоя, получим:

$$W_o = -\frac{1}{\pi d^2} \frac{\partial m_o}{\partial t} = \frac{D_v}{h} \rho_{gs} C_s, \quad (1)$$

$$D_v = D_{v0} \exp\left(-\frac{E}{RT}\right), \quad \rho_{gs} = \rho_{g0} \frac{T_0}{T},$$

где  $D_v$  – коэффициент диффузии ионов металла через оксидный слой,  $\text{м}^2/\text{с}$ ;  $\rho_{gs}$  – плотность газа (воздуха) на поверхности частицы,  $\text{кг}/\text{м}^3$ ;  $h$  – толщина оксидного слоя,  $\text{м}$ ;  $d$  – диаметр частицы с окислом,  $\text{м}$ ;  $C_s$  – относительная массовая концентрация кислорода на поверхности частицы;  $E$  – энергия активации,  $\text{Дж}/\text{моль}$ ;  $R$  – универсальная газовая постоянная,  $\text{Дж}/(\text{моль}\cdot\text{К})$ ;  $T$  – температура частицы,  $\text{К}$ ;  $T_{gs}$  – температура газа на поверхности частицы,  $\text{К}$ ;  $\rho_{g0}$  – плотность воздуха при температуре  $T_0$ ,  $\text{кг}/\text{м}^3$ .

Из уравнения химической реакции ясно, что массы прореагировавших и образовавшихся компонентов смеси строго связаны между собой. Следовательно, и между скоростями химической реакции по этим компонентам имеется связь:

$$W_o = W_m \frac{v_o M_o}{v_m M_m} \quad \text{и} \quad W_o = W_{ox} \frac{v_o M_o}{v_{ox} M_{ox}},$$

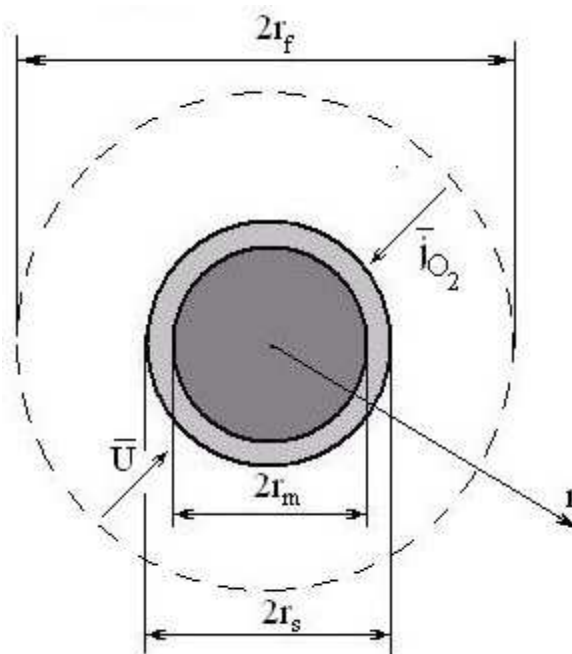


Рис. 1 Металлическая частица, покрытая слоем окисла, где  $2r_s = 2r_m + 2h$ ,  $2r_s = d$ ,  $2r_m = d_m$

$$W_m = -\frac{\rho_m}{\pi d^2} \frac{\partial V_m}{\partial t} = \frac{v_m M_m}{v_o M_o} \frac{D_v}{h} \rho_{gs} C_s, \quad W_{ox} = \frac{\rho_{ox}}{\pi d^2} \frac{\partial V_{ox}}{\partial t} = \frac{v_{ox} M_{ox}}{v_o M_o} \frac{D_v}{h} \rho_{gs} C_s, \quad (2)$$

$$V_m = \frac{\pi d_m^3}{6}, \quad V_{ox} = \frac{\pi}{6} (d^3 - d_m^3).$$

Из (2) следует, что отношение объема образующегося окисла металла к объему металла, израсходованного на образование окисла, равно известному критерию Пиллинга-Бедворса:

$$-\frac{\partial V_{ox}}{\partial V_m} = \frac{v_{ox} M_{ox} \rho_m}{v_m M_m \rho_{ox}} = P_b. \quad (3)$$

Здесь  $A_o$ ,  $A_m$ ,  $A_{ox}$  – окислитель, металл и окисел соответственно;  $W_m$ ,  $W_{ox}$  – скорости химической реакции по металлу и оксиду;  $v_o$ ,  $v_m$ ,  $v_{ox}$  – стехиометрические коэффициенты;  $M_o$ ,  $M_m$ ,  $M_{ox}$  – молярные массы окислителя, металла и соединения оксидного слоя, кг/моль;  $m_m$ ,  $m_{ox}$ ,  $m_o$  – массы металла, оксида, окислителя, кг,  $\rho_m$ ,  $\rho_{ox}$  – плотности металла и оксида, кг/м<sup>3</sup>.

Из (2) следуют следующие уравнения для скоростей изменения со временем диаметра металлического ядра:

$$\frac{\partial d_m}{\partial t} = -2\Omega_m \frac{\rho_{gs}}{\rho_m} \frac{D_v}{h} \frac{d^2}{(d-2h)^2} C_s, \quad d_m(t=0) = d_b - 2h_b \quad (4)$$

толщины оксидного слоя

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \Omega_m \left( P_b - 1 + \frac{d^2}{(d-2h)^2} \right) \frac{\rho_{gs}}{\rho_m} \frac{D_v}{h} C_s, \quad h(t=0) = h_b. \quad (5)$$

диаметра всей частицы

$$\frac{\partial d}{\partial t} = 2\Omega_m (P_b - 1) \frac{\rho_{gs}}{\rho_m} \frac{D_v}{h} C_s, \quad d(t=0) = d_b. \quad (6)$$

Здесь  $\Omega_m = \frac{v_m M_m}{v_o M_o}$  – массовый коэффициент;  $d_b$ ,  $h_b$  – начальные диаметр

частицы и толщина окисла.

Концентрация окислителя на поверхности частицы  $C_s$  определяется плотностью массового потока окислителя на поверхности частицы. Стефановский поток в данном случае уменьшает диффузионное сопротивление. Влияние естественной и вынужденной конвекции на тепловые и массовые потоки в системе учитывается приведенной пленкой, толщина которой уменьшается с ростом относительной скорости движения

$$r_f = r_s (1 - 2/Nu)^{-1},$$

где критерий Нуссельта  $Nu$  является функцией от чисел Прандтля  $Pr$  и Рейнольдса  $Re$ :

$$Nu = 2 + 0.6 Re^{1/2} Pr^{1/3},$$

$$Re = \frac{\omega d}{v_g}, \quad v_g = \frac{\lambda_g}{c_g \rho_g} Pr, \quad c_g = c_{g0} + 0.18(T_* - T_0),$$

$$\rho_g = \rho_{g0} \frac{T_0}{T_*}, \quad \lambda_g = \lambda_{g0} \left( \frac{T_*}{T} \right)^n, \quad D_g = \frac{\lambda_g}{c_g \rho_g}, \quad T_* = \frac{T_{gs} + T_{g\infty}}{2},$$

$\omega$  – относительная скорость движения, м/с;  $\nu_g$  – кинематическая вязкость окружающей среды, м<sup>2</sup>/с;  $c_g$  – удельная теплоемкость воздуха, Дж/(кг·К),  $\rho_g$ ,  $\lambda_g$ ,  $D_g$  – плотность, коэффициенты теплопроводности газа и диффузии окислителя в газе;  $\rho_{g0}$ ,  $\lambda_{g0}$ ,  $c_{g0}$  – соответствующие величины, взятые при температуре  $T_0$ ;  $T_*$  – характерная температура, при которой определяются свойства газа.

Для нахождения профилей концентрации окислителя, температуры газа вблизи частицы, плотностей массовых потоков газообразных компонент и плотности теплового потока на поверхности частицы необходимо решить уравнения диффузии и теплопроводности для газовой фазы:

$$\frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 D \rho_g \frac{\partial C_i}{\partial r} \right) = - \frac{\partial}{\partial r} (r^2 C_i U \rho_g), \quad (7)$$

$$\frac{\partial}{\partial r} \left( \lambda_g r^2 \frac{\partial T_g}{\partial r} \right) = - \frac{\partial}{\partial r} (r^2 U \rho_g c_g T_g), \quad (8)$$

с граничными условиями на поверхности частицы ( $r = r_s$ ) и на границе приведенной пленки ( $r = r_f$ ), где свойства среды такие, как и на бесконечном удалении от частицы:

$$C_i(r = r_s) = C_{is}, \quad C_i(r = r_f) = C_{i\infty}; \\ T_g(r = r_s) = T_{gs}, \quad T_g(r = r_f) = T_{g\infty}.$$

Любой газообразный компонент газа переносится к поверхности частицы за счет концентрационной диффузии и стефановского течения:

$$\vec{j}_{is} = -D_i \rho_{gs} \text{grad} C_i \Big|_s + \rho_{gs} \vec{U}_s C_{is},$$

где  $j_{is}$  – массовый поток  $i$  – го компонента, кг/(м<sup>2</sup>с).

Предположим, что окислительной средой является воздух и, следовательно, ее можно рассматривать как смесь двух газов: азота и кислорода, коэффициенты диффузии которых практически равны ( $D_{O_2} = D_{N_2} = D_g$ ).

Исчезновение газовых масс в результате химической реакции на поверхности металлической частицы является причиной возникновения стефановского течения, направленного к поверхности частицы. Скорость стефановского течения такова, что в любой точке газообразной среды общее давление и концентрация остаются постоянными:

$$p = \sum p_i = \text{const} \quad \text{и} \quad \sum C_i = 1. \quad (9)$$

Общая плотность массового потока азота на поверхности частицы равна нулю, т.к на поверхности не образуются азотосодержащие соединения:

$$j_{N_2s} = -D_g \rho_{gs} \frac{\partial C_{N_2}}{\partial r} \Big|_s - \rho_{gs} U_s C_{N_2s} = 0. \quad (10)$$

Поверхностная концентрация кислорода определяется дополнительно кинетической химической реакции и поток окислителя к поверхности частицы равен массовой скорости его потребления в химической реакции:

$$j_{O_2s} = D_g \rho_{gs} \left. \frac{\partial C_{O_2}}{\partial r} \right|_s + \rho_{gs} U_s C_{O_2s} = \frac{D_v}{h} \rho_{gs} C_{O_2s} = W_o, \quad (11)$$

Используя (9) поочередно к уравнению диффузии (7) и выражениям (10), (11) нетрудно получить, уравнение неразрывности для газовой фазы:

$$\frac{\partial}{\partial r} (r^2 U \rho_g) = 0 \quad \text{или} \quad r^2 U \rho_g = r_s^2 U_s \rho_{gs}$$

и выражение для скорости стефановского течения на поверхности частицы:

$$U_s = \frac{D_v}{h} C_{O_2s}. \quad (12)$$

Для решения уравнений диффузии и теплопроводности для газовой фазы (7) и (8) введем следующие безразмерные величины

$$\xi = \frac{U_s r_s \rho_{gs}}{D_g \rho_g} \left( 1 - \frac{r_s}{r} \right), \quad \theta = \frac{T_g - T_{gs}}{T_{g\infty} - T_{gs}}, \quad \tilde{C}_i = \frac{C_i - C_{is}}{C_{i\infty} - C_{is}}.$$

Тогда  $\xi_f = \xi(r = r_f) = \frac{U_s \rho_{gs}}{\beta \rho_g}$  есть не что иное, как безразмерная скорость стефановского течения. Здесь коэффициент массообмена  $\beta = \frac{D_g \text{Nu}}{2r_s}$ .

При замене переменных следует обратить внимание на то, что

$$\frac{\partial C_i}{\partial r} = \frac{\partial C_i}{\partial \xi} \frac{\partial \xi}{\partial r} = \xi_f \frac{\text{Nu} r_s}{2 r^2} \frac{\partial C_i}{\partial \xi}.$$

Тогда уравнения диффузии (7) и теплопроводности (8) для газовой среды можно представить в виде

$$\frac{\partial^2 T_g}{\partial \xi^2} = \frac{\partial T_g}{\partial \xi} \quad \text{и} \quad \frac{\partial^2 C_i}{\partial \xi^2} = \frac{\partial C_i}{\partial \xi}$$

с граничными условиями

$$C_i(\xi = \xi_s) = C_{is}, \quad C_i(\xi = \xi_f) = C_{i\infty};$$

где  $\xi_s = \xi(r = r_s) = 0$ .

Решение полученного уравнения диффузии:

$$C_i = a + b \cdot \exp(-\xi),$$

где  $a$  и  $b$  – постоянные, которые нетрудно определить, применяя граничные условия:

$$a = \frac{C_{i\infty} - C_{is} \exp(-\xi_f)}{1 - \exp(-\xi_f)}, \quad b = \frac{C_{is} - C_{i\infty}}{1 - \exp(-\xi_f)}.$$

В результате концентрация  $i$ -го компонента вдоль приведенной пленки определяется выражением

$$\tilde{C}_i = \frac{C_i - C_{is}}{C_{i\infty} - C_{is}} = \frac{1 - \exp(-\xi)}{1 - \exp(-\xi_f)}. \quad (13)$$

Выражение для плотности массового потока азота на поверхности частицы с учетом (13) представится в виде:

$$j_{N_2s} = \beta \rho_g \xi_f \frac{C_{N_2s} \exp(-\xi_f) - C_{N_2\infty}}{1 - \exp(-\xi_f)}. \quad (14)$$

Так, как общая плотность массового потока азота (14) равна нулю, то концентрация азота на поверхности частицы

$$C_{N_2s} = C_{N_2\infty} \exp(\xi_f). \quad (15)$$

Концентрация окислителя (кислорода) на поверхности частицы, применяя (11), найдется из уравнения:

$$\beta \rho_g \xi_f \frac{C_{O_2\infty} - C_{O_2s} \exp(-\xi_f)}{1 - \exp(-\xi_f)} = \frac{D_v}{h} \rho_{gs} C_{O_2s} = U_s \rho_{gs}$$

$$\text{или} \quad C_{O_2\infty} - C_{O_2s} \exp(-\xi_f) = 1 - \exp(-\xi_f), \quad C_{O_2s} = 1 - (1 - C_{O_2\infty}) \exp(\xi_f) \quad (16)$$

Для  $\xi_f \ll 1$  (обычно выполняется) примем, что  $\exp(-\xi_f) \approx 1 - \xi_f$ . Тогда

$$C_{O_2s} = C_{O_2\infty} \frac{\beta \rho_g}{\beta \rho_g + \left( \frac{D_v}{h} - U_{s,k} \right) \rho_{gs}},$$

где  $U_{sk} = \frac{D_v}{h} C_{O_2\infty}$  – скорость стефановского течения на поверхности частицы при кинетическом режиме окисления.

Аналогично с выражением (13) найдем, что температура газа вдоль приведенной пленки изменяется согласно соотношению

$$\theta = \frac{T_g - T_{gs}}{T_{g\infty} - T_{gs}} = \frac{1 - \exp(-\xi)}{1 - \exp(-\xi_f)}.$$

Определим плотность теплового потока на поверхности частицы, который характеризует теплообмен с газом

$$q_{gst} = -\lambda_g \left. \frac{\partial T_g}{\partial r} \right|_s - c_g \rho_{gs} U_s T_{gs},$$

и, используя (14),

$$q_{gst} = \alpha \xi_s \left( \frac{T_{gs} - T_{g\infty}}{1 - e^{-\xi_s}} - T_{gs} \right),$$

где  $\alpha = \beta c_g \rho_g = \frac{\lambda_g \text{Nu}}{2r_s}$  – коэффициент теплообмена частицы с газовой средой.

Для случая малости безразмерной скорости стефановского потока  $\xi_f \ll 1$ , разложим экспоненту в ряд Маклорена  $\exp(-\xi_f) = 1 - \xi_f + \frac{\xi_f^2}{2} + \dots$  и подставим в предыдущее выражение. Ограничившись только линейным членом разложения,



тепловой поток на поверхности частицы с учетом стефановского течения приближенно можно описать выражением:

$$q_{g,st} = \alpha \left( T_{gs} - T_{g\infty} - \frac{\xi_f}{2} (T_{gs} + T_{g\infty}) \right).$$

Предполагая, что на поверхности частицы ее температура равна температуре газа ( $T = T_{gs}$ ), дифференциальное уравнение временной зависимости температуры частицы представим в виде:

$$\frac{d}{dt} \left( c_m \rho_m \left( 1 - \frac{2h}{d} \right)^3 + c_{ox} \rho_{ox} \left[ 1 - \left( 1 - \frac{2h}{d} \right)^3 \right] \right) \frac{\partial T}{\partial t} = q_{eff}, \quad T(t=0) = T_b, \quad (17)$$

$$q_{eff} = q_{ch} - q_{g,st} - q_w,$$

где  $T_b$  – начальная температура частицы, К;  $q_{ch}$  – плотность мощности химического тепловыделения, Вт/м<sup>2</sup>,  $q_{g,st}$ ,  $q_w$  – плотности потока теплообмена с газом и со стенками излучением, Вт/м<sup>2</sup>;  $c_m$ ,  $c_{ox}$  – удельные теплоемкости металла и оксида, Дж/(кг·К). Уравнение (17) записано в предположении отсутствия градиента температуры по частице, т. к. коэффициент теплопроводности частицы значительно больше коэффициента теплопроводности воздуха ( $Bi \ll 1$ ).

Теплопотери частицы излучением определяется законами Стефана-Больцмана и Кирхгофа:

$$q_w = \varepsilon \sigma (T^4 - T_w^4),$$

где  $\varepsilon$  – коэффициент черноты частицы, покрытой окислом;  $\sigma$  – постоянная Стефана-Больцмана, Вт/(м<sup>2</sup>·К<sup>4</sup>);  $T_w$  – температура стенок реакционной установки, К.

Плотность мощности химического тепловыделения реакции окисления на поверхности частицы, используя (1), определим как:

$$q_{ch} = Q_o W_o = Q_o \frac{D_v}{h} \rho_{gs} C_s,$$

$Q_o$  – тепловой эффект реакции, рассчитанный на единицу массы окислителя, Дж/кгО<sub>2</sub>.

Поверхностная концентрация кислорода  $C_s$  при протекании реакции в диффузионном режиме зависит от относительной скорости движения частицы. В случае падения в воздухе металлической частицы ее скорость движения относительно окружающей среды может быть найдена из уравнения движения (сила Архимеда пренебрежимо мала):

$$m \frac{d\omega}{dt} = F_g - F_r,$$

или

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} = g - \frac{3}{4} \Psi \frac{\rho_g d^2 \omega^2}{\rho_m d_m^3 + \rho_{ox} (d^3 - d_m^3)}, \quad (18)$$

$$\omega(t=0) = \omega_b,$$

где  $F_g, F_r$  – соответственно силы тяжести и трения;  $m$  – масса частицы;  $\omega_b$  – начальная скорость частицы; коэффициент лобового сопротивления частицы  $\Psi$  зависит от Рейнольдса и в интервале  $1 < Re < 400$  определяется по формуле Клячко:

$$\Psi = \frac{24}{Re} + \frac{4}{\sqrt[3]{Re}}.$$

#### **Анализ полученных данных.**

Уравнения (4) – (6), (17), (18) позволяют проанализировать влияние стефановского течения на тепломассообмен и кинетику окисления металлической частицы при её падении в холодном воздухе (рис. 2).

В качестве предмета исследования выбраны частицы железа, реагирующие с кислородом воздуха согласно уравнению  $2Fe + O_2 \rightarrow 2FeO$ . При расчетах использовались следующие данные:  $E = 124234$  Дж/моль,  $D_{v0} = 0.118$  м<sup>2</sup>/с,  $Q = 16.5 \cdot 10^6$  Дж/кгO<sub>2</sub>,  $\varepsilon = 0.89$ ,  $c_m = 448$  Дж/кг·К,  $\rho_m = 7874$  кг/м<sup>3</sup>,  $c_{ox} = 695$  Дж/кг·К,  $\rho_{ox} = 5700$  кг/м<sup>3</sup>,  $\lambda_{g0} = 0.0244$  Вт/(м·К),  $\rho_{g0} = 1.293$  кг/м<sup>3</sup>,  $c_{g0} = 1005$  Дж/(кг·К),  $T_0 = 273.15$ К,  $C_a = 0.23$ ,  $Pr = 0.7$ .

При начальной температуре частицы больше критического значения ее температура сначала увеличивается и достигает максимального значения (рис.2а). На этой стадии скорость роста оксидной пленки значительна, что и есть характеристикой стадии горения. Приблизительно окончание этой стадии и начало потухания можно охарактеризовать условием минимума на временной производной температуры частицы:

$$q_{eff} < 0, q'_{eff t} = 0, q''_{eff tt} > 0. \quad (19)$$

Именно при выполнении условия (19) происходит смена темпа окисления с быстрого на медленный, что и является признаком потухания (т. е). На первой стадии (высокотемпературной стадии) скорость роста оксидного слоя на два порядка выше, чем на второй. Толщина оксидного слоя практически линейно растет со временем, и химическая реакция определяется диффузией кислорода и в газовой фазе и в оксидной пленке ( $Se \approx 1$ ). Максимальная температура окисления  $T_m$  (т. м) является характерной температурой первой стадии, длительность которой (время горения  $t_e$ ) рассчитывается до т. е. На второй стадии окисляющаяся частица переходит в квазистационарный режим, окисление протекает в кинетической области и толщина оксидного слоя медленно растет по параболическому закону. Причем этот рост при небольших временах наблюдения настолько мал, что можно считать, что толщина оксидного слоя при потухании  $h_e$  есть установившаяся толщина на втором этапе окисления металлической частицы.

При начальной температуре частицы меньше некоторого критического значения ее температура монотонно уменьшается, и частица ведет себя практически как инертная ( $dh/dt \rightarrow 0$ ,  $Se \rightarrow 0$ ).

Проанализируем роль стефановского течения при тепломассообмене металлической частицы с холодным газом. Так, как на поверхности частицы только

кислород расходуется в химической реакции, то стефановское течение направлено к частице. Оно способствует подходу кислорода из газа к поверхности частицы, тем самым поддерживает химическую реакцию и увеличивает тепловыделение. С другой стороны газовые массы, находящиеся недалеко от поверхности частицы и прогреваемые за счет теплообмена с нагретой частицей, стефановским течением относятся назад к поверхности частицы. Тем самым вблизи поверхности частицы в газовой фазе градиент температуры и, соответ-

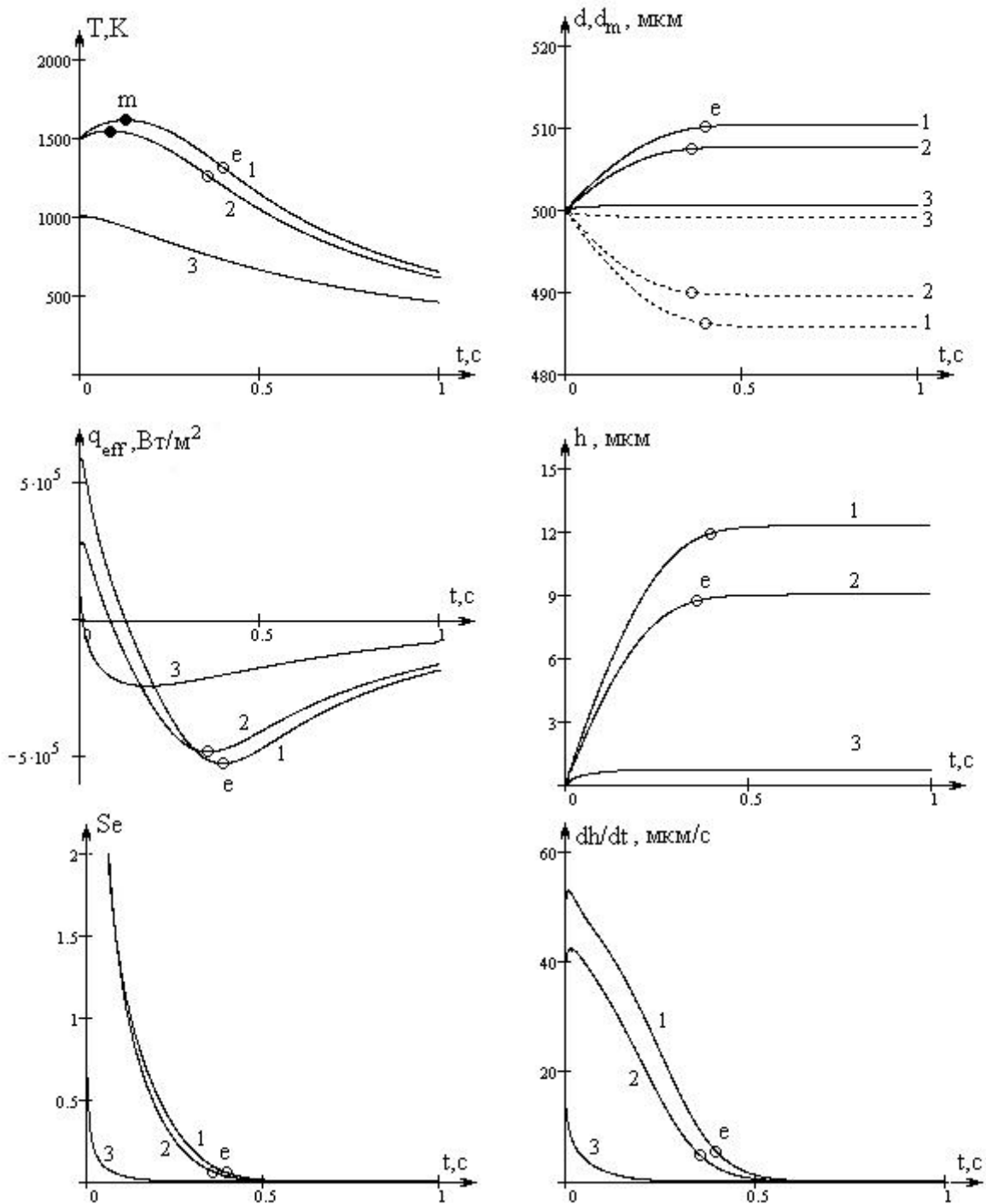


Рис.2 Временные зависимости  $T, d, d_m, h, q_{\text{eff}}, Se, dh/dt$  для движущейся частицы железа  $d_b = 500 \mu\text{м}$ ,  $h_b = 0.1 \mu\text{м}$ ,  $\omega_b = 0 \text{ м/с}$ ,  $T_g = T_w = 293 \text{ К}$ .  
 1 –  $T_b = 1500 \text{ К}$ ,  $U_{\text{st}} \neq 0$ , 2 –  $T_b = 1500 \text{ К}$ ,  $U_{\text{st}} = 0$ , 3 –  $T_b = 1000 \text{ К}$ .

ственно, теплообмен частицы с газом становится меньше. Таким образом, стефановское течение способствует увеличению максимальной температуры горения (см. табл.). При этом сравнительное возрастание температуры влечет за собой более интенсивное оксидообразование, тепловыделение. Время горения возрастает, и потухание происходит при большей толщине оксидного слоя  $h_e$ . Чем меньше начальная температура частицы, тем меньше стефановское течение оказывает влияние на тепломассообмен частицы с холодным газом. С ростом начального диаметра частицы химическое тепловыделение и теплопотери из-за теплообмена с газом уменьшаются, что и сказывается на понижении температуры горения и скорости окисления  $dh/dt$ . Последнее приводит к возрастанию времени горения и понижению толщины оксида после потухания.

Следует обратить внимание на то, что в высокотемпературной стадии на скорость химической реакции оказывает влияние диффузия кислорода в газовой фазе ( $Se_m > 0.1$ ), а после потухания – окисление лимитируется диффузией металла через слой оксида ( $Se_e < 0.1$ ).

Таблица. Влияние стефановского течения на характеристики высокотемпературного тепломассообмена металлической частицы.

$T_g=T_w=293K, T_b=1500K$							
	$d_b, \text{мкм}$	$T_m, K$	$t_m, \text{с}$	$Se_m$	$h_e, \text{мкм}$	$t_e, \text{с}$	$Se_e$
$U_{st} \neq 0$	100	2208	0.039	1.65	15.75	0.085	0.11
	500	1612	0.125	0.98	11.97	0.395	0.05
$U_{st} = 0$	100	1737	0.021	1.12	5.65	0.054	0.08
	500	1542	0.082	1.47	8.74	0.354	0.06
$T_g=T_w=293K, T_b=1200K$							
	$d_b, \text{мкм}$	$T_m, K$	$t_m, \text{с}$	$Se_m$	$h_e, \text{мкм}$	$t_e, \text{с}$	$Se_e$
$U_{st} \neq 0$	100	1246	0.006	0.30	1.01	0.024	0.03
	500	1229	0.046	0.41	2.89	0.253	0.02
$U_{st} = 0$	100	1226	0.004	0.43	0.85	0.022	0.034
	500	1218	0.037	0.59	2.59	0.245	0.025

Значительный вклад стефановское течение оказывает только на высокотемпературной стадии, где  $\xi_s > 0.01$ . После потухания ( $t_e$ ) температура частицы невысока так, что  $\xi_s \sim \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) \approx 0$  и стефановское течение практически не влияет на тепломассообмен частицы с холодным газом.

Из литературных данных [6] известно, что температуры, до которых разогреваются фрикционные искры, предварительно нагретые выше 970 К, с характерными размерами 100 ÷ 500 мкм достигают 1812К, что вполне согласуется с результатами моделирования. Учет стефановского течения приводит к завышенным значениям максимальных температур.

Рассмотрим профили концентраций кислорода и азота вблизи поверхности окисляющейся металлической частицы (13), (15), (16). Вид профиля зависит от двух величин: безразмерной скорости стефановского потока  $\xi_s$  и отношения радиусов частицы и приведенной пленки  $\frac{r_f}{r_s}$ , которые зависят от температуры частицы и относительной скорости движения для данного размера частицы (рис. 3).

Как было показано, концентрация любого газового компонента на поверхности частицы зависит от величины  $\xi_s$ , которая является положительной величиной:

$$C_{N_2,s} = C_{N_2,\infty} e^{\xi_s}, \quad C_{O_2,s} = 1 - (1 - C_{O_2,\infty}) e^{\xi_s}.$$

При низких температурах величина  $\xi_s$  мала, концентрации компонент газовой среды вблизи поверхности близки к соответствующим значениям на гра-

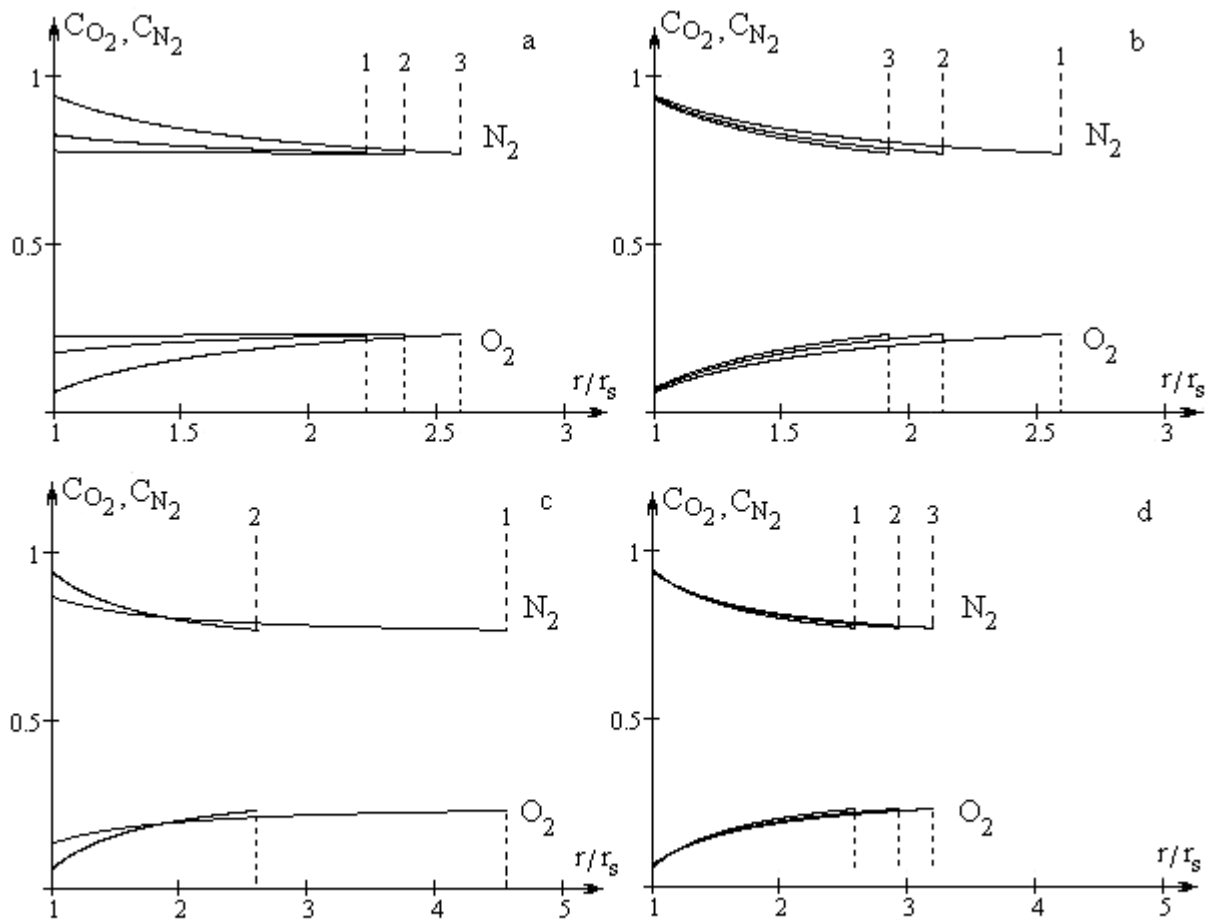


Рис.3. Профили концентрации компонент газовой среды в зависимости от температуры частицы (а), скорости относительного движения частицы (б), диаметра частицы (с), температуры газа (д) при  $h_b = 1\text{мкм}$ ,  $C_{O_2} = 0.23$ ,  $C_{N_2} = 0.77$ :

а)  $d_b = 500\text{мкм}$ ,  $\omega_b = 1\text{ м/с}$ ,  $T_g = T_w = 293\text{ К}$ ,  $T_1 = 1000\text{К}$ ,  $T_2 = 1200\text{К}$ ,  $T_3 = 1500\text{К}$ ;

б)  $d_b = 500\text{мкм}$ ,  $T_g = T_w = 293\text{ К}$ ,  $T = 1500\text{К}$ ,  $\omega_1 = 1\text{ м/с}$ ,  $\omega_2 = 2\text{ м/с}$ ,  $\omega_3 = 3\text{ м/с}$ ;

с)  $\omega_b = 1\text{ м/с}$ ,  $T_g = T_w = 293\text{ К}$ ,  $T = 1500\text{К}$ ,  $d_1 = 100\text{ мкм}$ ,  $d_2 = 500\text{ мкм}$ ;

д)  $d_b = 500\text{мкм}$ ,  $\omega_b = 1\text{ м/с}$ ,  $T = 1500\text{К}$ ,  $T_{\sigma 1} = T_{w1} = 293\text{ К}$ ,  $T_{\sigma 2} = T_{w2} = 800\text{ К}$ ,  $T_{\sigma 3} = T_{w3} = 1200\text{ К}$

нице приведенной пленки, согласно (15) и (16). Следовательно, химическая реакция протекает в кинетической области. С увеличением температуры частицы безразмерная скорость стефановского течения возрастает и концентрация кислорода за счет химической реакции на поверхности уменьшается (рис. 3а). Диффузионно-кинетическое отношение приближается к единице. С увеличением температуры частицы радиус приведенной пленки возрастает практически по линейному закону.

Скорость относительного движения в газовой среде, также как и температура газовой среды, практически не сказывается на значениях концентраций компонент газовой среды на поверхности частицы (рис. 3b, d). С ростом скорости частицы критерий Нуссельта возрастает и радиус приведенной пленки, естественно, уменьшается. При большей температуре газа увеличивается интенсивность теплообмена, задействуя большую область газа вокруг частицы. И, следовательно, радиус приведенной пленки с ростом температуры газа возрастает.

Рост начального диаметра частицы увеличивает разность между концентрациями компонент на поверхности и вдали от частицы и химическая реакция все более начинает лимитироваться диффузией кислорода в газовой среде (рис. 3с).

Таким образом, в результате проделанной работы установлено, что влияние стефановского потока на теплообмен и кинетику окисления металлической частицы в холодном воздухе проявляется при начальных температурах частицы выше критического значения, когда происходит переход на высокотемпературный режим окисления. Получены и исследованы профили концентраций газовых компонент вблизи частицы.

### Литература

1. Блошенко В.Н., Хайкин Б.И. О стефановском потоке при гетерогенных химических реакциях // Журнал физической химии. – 1967. – Т.41, № 12. – С. 3010 – 3016.
2. Франк - Каменецкий Д.А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. – М.: Наука, 1987. – 491 с.
3. Калинин В.В., Орловская С.Г., Калинин А.И., Дубинский А.И. Влияние стефановского потока на характеристики гетерогенного горения углеродной частицы в воздухе // Инженерно-физический журнал. – 1997. – Т.70, №1. – С.146 – 152
4. Калинин В.В. влияние стефановского течения и конвекции на кинетику химических реакций и теплообмена углеродных частиц с газами. // Инженерно-физический журнал. – 2001. – Т.74, №2. – С.51-55.
5. Калинин В.В., Зуй О.Н., Орловская С.Г. Влияние температуры и диаметра пористых углеродных частиц на кинетику химических реакций и теплообмен с воздухом // Теплофизика высоких температур. – 2005. – Т.43, №5. – С.780-788.

6. Леонова Л.Ю., Курятников В.В., Спиридонов Я.Н. Определение температуры и кинетических характеристик частиц стали диспергированной фрикционным способом.// Физика аэродисперсных систем. – 1981. – Вып.21.– С.80-84.

*V.V. Kalinchak, O.S. Chernenko, K.I. Semenov*

**Високотемпературний тепломасообмін і стефанівська течія на поверхні окислюємої сталеві частинки**

Показано, що вплив стефанівської течії на тепломасообмін і кінетику окислення металеві частинки в холодному повітрі проявляється при початкових температурах частинки вищих за критичне значення. Отримані і досліджені профілі концентрацій газових компонент поблизу частинки при різних температурах та розмірах сталеві частинки.

*V.V. Kalinchak, A.S. Chernenko, K.I. Semenov*

**High temperature heat and mass transfer and Stefan flow on the surface of oxidizing metal particle**

It was shown that Stefan flow affected heat and mass transfer and metal particle kinetics oxidation at temperatures exceeding some critical value. Gaseous components profiles nearby steel particle were got and analyzed for different diameters and initial temperatures.

*А.В. Дорошенко, М.А. Глауберман, Э. Т. Роговская*

*Одесский национальный университет им. И.И. Мечникова*

## **Солнечные плоские коллекторы из полимерных материалов**

Разработана идеология создания нового поколения солнечных плоских коллекторов для систем тепло- и холодообеспечения на основе использования многослойных и многоканальных структур из полимерных материалов в их конструкции. Выполнено моделирование рабочих процессов с учетом механизма тепловых потерь из-за конвекции и радиации. Проведено экспериментальное исследование опытных образцов и намечены пути дальнейшего совершенствования характеристик альтернативных солнечных систем на основе применения полимерных солнечных коллекторов.

**I. Введение.** Практически все регионы Украины пригодны для развития солнечной энергетики. Системы солнечного горячего водоснабжения (ССГВ) получили широкое распространение. Они отличаются назначением и конструкцией используемых солнечных коллекторов (СК), способом циркуляции и видом теплоносителя, способом подачи горячей воды потребителю. СК предназначены для обеспечения производственных и бытовых нужд в горячем водоснабжении и отоплении, могут использоваться для нагрева воды в плавательных бассейнах, нагрева воздуха в солнечных теплицах и сушилках; известны конструкции солнечных опреснителей, установок кондиционирования воздуха, холодильных и водоподъемных установок [1-3]. Перспективно создание на основе солнечной энергии комбинированных систем теплоснабжения, рационально интегрирующих возможности традиционной и альтернативной энергетики [1-7]. Любой альтернативный источник энергии подвержен естественным колебаниям активности, что требует создания компенсационного механизма.

**II. Разработка конструкции СК.** Солнечный коллектор основной элемент солнечной установки, в котором солнечное излучение преобразуется в тепловую энергию. По виду теплоносителя коллекторы делят на жидкостные и воздушные; по уровню достигаемой температуры на низкотемпературные (до 100°C), среднетемпературные (до 200°C) и высокотемпературные (до 350°C). Температура нагрева теплоносителя прямо пропорциональна интенсивности падающей солнечной энергии и обратно пропорциональна тепловым потерям в окружающую среду. Наибольшее распространение в мировой практике получили плоские СК (flat plate solar collector) из-за простоты конструкции и дешевизны. На рис. 1А представлена схема традиционного плоского СК-А. Абсорбер (1) плоского СК, как правило, изготавливается из материала с высокой теплопроводностью, из металлов (стали, алюминия – рис. 1А, или меди – рис. 1Б). Прозрачная изоляция (6) представляет собой один или два слоя стекла или полимерной пленки. В случае низкой температуры нагрева теплоносителя (до 30°C) коллектор может вовсе не иметь прозрачной изоляции. Общий недостаток СК открытого типа – высокие тепловые потери, вследствие теплообмена



между теплоносителем и светопрозрачным остеклением. Лучшие теплотехнические показатели имеют жидкостные проточные коллекторы с поглотителями в виде плоской панели. Можно существенно увеличить эффективность СК, применяя селективные покрытия, обеспечивающие высокую поглощающую способность по отношению к солнечному излучению и низкую собственную излучательную способность. Такое возможно благодаря тому, что поглощение и излучение происходят в далеких друг от друга областях спектра: поглощение в коротковолновой (ультрафиолетовой, видимой и высокотемпературной инфракрасной) зоне, а излучение – в длинноволновой (низкотемпературной инфракрасной). Нанося на поглощающую поверхность ряд тонких слоев диэлектрика, металлов или их оксидов, можно обеспечить высокий коэффициент поглощения солнечной радиации при низкой степени черноты покрытия.

Основными характеристиками любых СК является уровень рабочих температур, оптический КПД  $\theta$ , коэффициент потерь  $U$ , Вт/(м<sup>2</sup>·°С) и общий КПД. Существуют различные конструкции плоских СК, отличающихся, в основном, типом абсорбера (телоприемника) и типом прозрачной изоляции.

Переход к полимерным материалам обеспечивает снижение веса и стоимости СК и гелиосистемы в целом за счет исключения цветных металлов в конструкции; снижение вредных экологических последствий в полном цикле «жизни» нового типа СК. Существует большое количество полимеров, которые потенциально могут быть использованы в конструкции плоского СК - полипропилен, полиметилметакрилат, поликарбонат, полисульфон, полиэстерсульфон, полиамид, аморфный полиамид, волокнистые пластики, поливинилхлорид, полиметилпропилен, акрил. Долгосрочное использование СК в открытой среде выдвигает ряд жестких требований к конструкционным материалам: оптическая прозрачность материала не ниже 75%; температурная устойчивость в диапазоне от -15 до +130С; стабильность к ультрафиолетовому излучению (УФИ). Полипропиленовые и полистироловые пластмассы непригодны из-за плохих оптических свойств, полисульфон и полиэстерсульфон стабильны к УФИ, но имеют нежелательный желтый цвет и слишком низкую оптическую прозрачность. Аморфный полиамид можно сделать достаточно прозрачным, но он чувствителен к гидролизу и нестабилен к УФИ. Акрил обладает отличной стойкостью к УФИ, но хрупок и используется только при температурах ниже 90°С. В качестве полимера для конструирования СК, нами был выбран поликарбонат.

Плита сотового поликарбоната представляет собой два параллельных листа с поперечными перегородками в цельной единой структуре как показано на рис. 1В. Температурный диапазон эксплуатации для поликарбоната: от -40 до +120°С, что позволяет использовать его в «открытых» системах. Максимальное термическое расширение (при  $\Delta T = 80^\circ\text{C}$ ) составляет 2,5 мм/м. Панели поликарбоната имеют светопропускание 70 – 82%, в зависимости от толщины. Панели толщиной 4 мм с наибольшим светопропусканием были выбраны в качестве прозрачного покрытия (6). Современные поликарбонатные панели производятся со специальным покрытием, предотвращающим попадание УФИ внутрь структуры панели. По сравнению с другими прозрачными покрытиями той же толщины, тепловые потери через сотовые панели из ПК значительно

ниже и тепловая изоляция намного лучше. Сотовые панели из поликарбоната отличаются высокими механическими характеристиками. Поликарбонат устойчив ко многим химическим веществам, включая минеральные кислоты высокой концентрации, ко многим органическим кислотам, нейтральным и кислым растворам солей, многим жирам, парафинам, насыщенным алифатам и циклоалифатам, кроме метилового спирта.

Основные задачи были определены следующим образом:

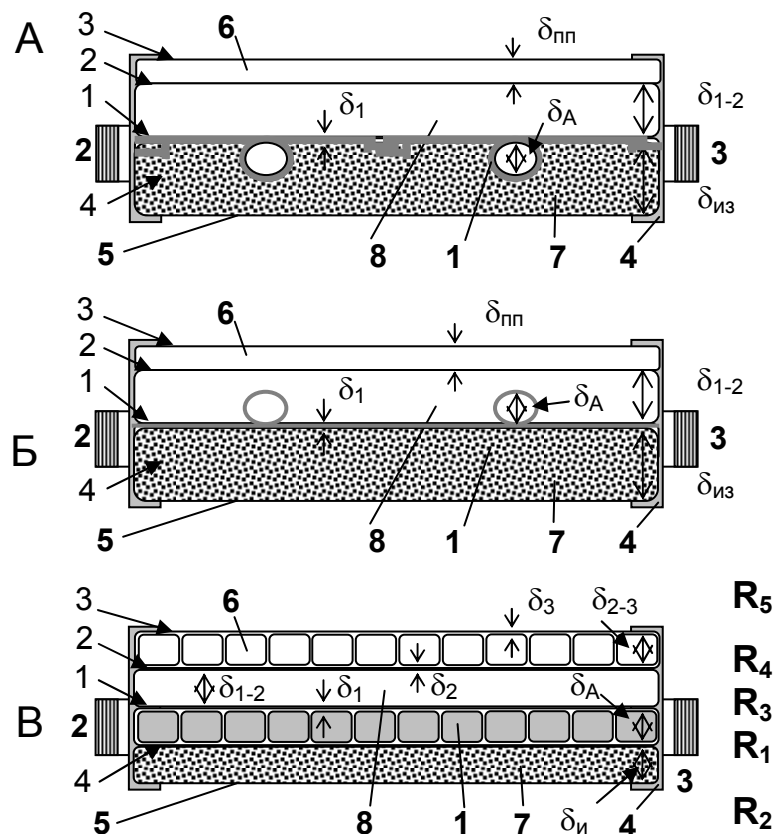
1. создать металло-полимерный, переходной тип СК-М, с медным трубным регистром и полимерной плитой в качестве прозрачного покрытия (рис. 1Б);
2. создать полимерный тип СК-П, на основе полимерных материалов из плит сотовой структуры, используемых как в качестве абсорбера, так и в качестве прозрачной изоляции (рис. 1В).

В качестве абсорбера в традиционном типе СК-А (рис. 1А), выпускаемом раньше и прошедшем надежную апробацию на действующих ССГВ [1,4-7], используются трубы с цельнотянутыми ребрами, выполненные методом экструзии из алюминиевого сплава; в качестве прозрачного покрытия используется оконное стекло толщиной 4 мм. Способ изготовления абсорбера (методом экструзии, как единое изделие «труба/ребро») приводит к минимальному термическому сопротивлению. Использование сотовых поликарбонатных панелей в качестве прозрачного покрытия позволяет снизить вес СК. На рис. 1Б представлен разработанный металло-полимерный коллектор СК-М [10], в котором стеклянное прозрачное покрытие заменено на поликарбонатную плиту сотовой структуры толщиной 4 мм. В качестве абсорбера были использованы медные трубы, профилированные для увеличения площади соприкосновения. На рис. 1В представлен разработанный коллектор СК-П [9], полностью выполненный из полимерных материалов. В качестве прозрачного покрытия и абсорбера здесь применяются плиты сотового поликарбоната различных толщин: для прозрачного покрытия – 4 мм, для абсорбера плиты 8 – 10 мм.

**III. Теоретическое исследование.** Полимерный СК выполнен из плиты, имеющей сотовую структуру. Такой СК представляет коллектор с двойным прозрачным покрытием (ПрПк). Известно, что двойное ПрПк существенно снижает величину суммарного коэффициента потерь [2,3], но, в традиционном виде, приводит к росту веса и габаритов СК. Использование полимерной плиты сотовой структуры практически не изменяет эти показатели, играя в то же время роль двойного ПрПк. В качестве абсорбера в полимерном СК используется такая же полимерная плита, но другого размера; между абсорбером и прозрачным покрытием находится воздушный зазор  $\delta_{1-2}$  (рис. 1В).

Распределение температур каждого элемента СК, включая теплоноситель, определяем на основании уравнений теплового баланса. При выводе уравнений, сделаны дополнительные допущения: режим работы солнечного коллектора стационарный; градиентом температуры теплоносителя по периметру канала можно пренебречь; температура каждого покрытия изменяется только по направлению движения теплоносителя; свойства материала полимерных панелей и теплоносителя не зависят от температуры; поглощение солнечной энергии

покрытиями коллектора не влияет на потери коллектора в целом. В конструкции полимерного СК черновое покрытие нанесено на нижнюю сторону плиты абсорбера, поэтому над этой плитой находится еще три полимерные плиты (рис. 1В): 1 – прозрачная сторона абсорбера, 2 и 3 – стенки прозрачного покрытия. Коэффициенты теплоотдачи (их радиационные и конвективные составляющие) можно рассчитать по известным выражениям [3] (для наружной поверхности (покрытие 3, здесь индексы: О – окружающая среда, П – прозрачное покрытие, А - абсорбер):



**Рис. 1.** Принципиальные схемы разработанных плоских солнечных коллекторов. А - общий вид традиционного СК с алюминиевым трубным регистром СК-А; Б - переходного типа с медным трубным регистром СК-М (патент Украины № 74523); В - полимерного СК-П (патенты Украины №№ 74521, 74522). Обозначения: 1 –трубный регистр абсорбера (многоканальная полимерная плита для СК-П); 2,3 – трубы гидравлического коллектора; 4 – корпус

$$\alpha_{\text{АП}}^{\text{к}} = \left[ 1 - 0.0018 \left( \frac{T_{\text{А}}}{2} + \frac{T_{\text{П}}}{2} - 10 \right) \right] \cdot \left[ 1 - (\beta - 45)(0.00259 - 0.00144 \cdot \varepsilon_{\text{П}}) 1.14 \frac{(T_{\text{А}} - T_{\text{П}})^{0.31}}{\delta_{\text{АП}}^{0.07}} \right] \quad (1)$$

$$\alpha_{\text{АП}}^{\text{р}} = \sigma \cdot (T_{\text{А}} + T_{\text{П}}) \frac{T_{\text{А}}^2 + T_{\text{П}}^2}{\frac{1}{\varepsilon_{\text{А}}} + \frac{1}{\varepsilon_{\text{П}}} - 1}, \quad (2)$$

$$\alpha_{\text{ПО}}^{\text{к}} = (5.7 + W), \quad (3)$$

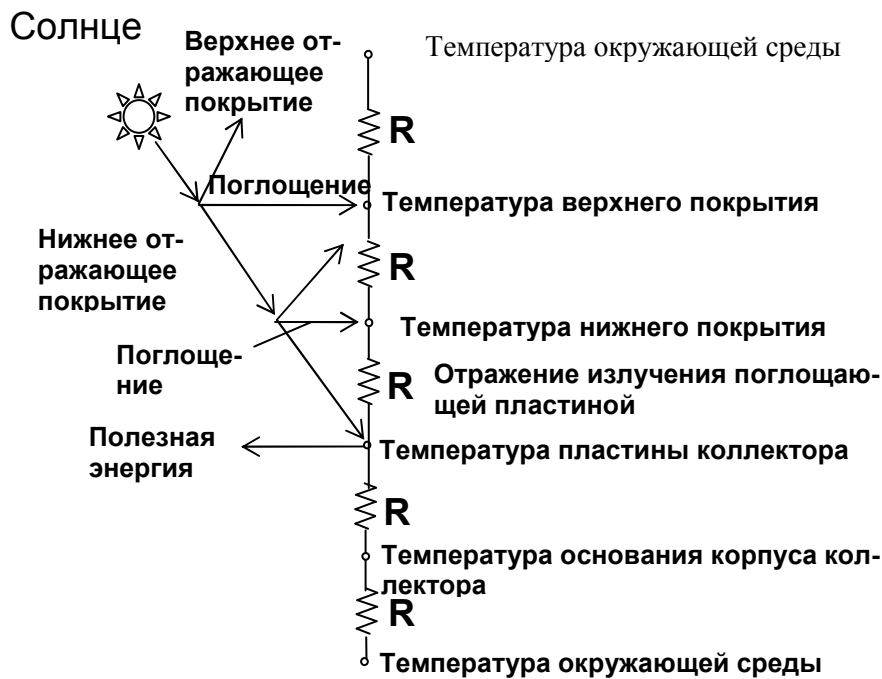
$$\alpha_{\text{по}}^p = \varepsilon_{\text{п}} \cdot \sigma \cdot (T_{\text{п}} + T_0) \cdot (T_{\text{п}}^2 + T_0^2), \quad (4)$$

где:  $\alpha^k$  и  $\alpha^p$  – конвективная и радиационная составляющие коэффициента теплоотдачи, Вт/(м<sup>2</sup>·К);  $w$  – скорость ветра, м/с;  $\varepsilon_{\text{п}}$  – степень черноты;  $\sigma$  – постоянная Стефана-Больцмана, Вт/(м<sup>4</sup>·град<sup>2</sup>);  $\beta$  – угол наклона СК к горизонту, град;  $\delta_{\text{ап}}$  – расстояние между абсорбером и прозрачным покрытием (воздушный зазор), мм. Термическое сопротивление на каждом участке СК определяют коэффициент потерь:

$$U_i = \frac{1}{R_i}, \quad (5),$$

где  $U_i$  – коэффициент потерь на каждом участке СК, Вт/(м<sup>2</sup>·град);  $R_i$  – термическое сопротивление на каждом участке СК, (м<sup>2</sup>·К)/Вт. Характерная цепь тепловых потерь для разработанных солнечных коллекторов приведена на рис. 2.

В дальнейшем используются следующие обозначения:  $\alpha_{A1}^p$ ,  $\alpha_{A2}^p$ ,  $\alpha_{23}^p$ ,  $\alpha_{30}^p$  – радиационная составляющая тепловых потерь с нижней поверхности абсорбера к верхней, в воздушном зазоре, с нижней поверхности прозрачного покрытия к



**Рис. 2.** Характерная цепь тепловых потерь для разработанных полимерного и металло-полимерного солнечных коллекторов

верхней, с поверхности прозрачной изоляции (поликарбонатной плиты) в окружающую среду соответственно, Вт/(м<sup>2</sup>·К);  $\alpha_{A1}^k$ ,  $\alpha_{Aж}^k$ ,  $\alpha_{12}^k$ ,  $\alpha_{23}^k$ ,  $\alpha_{30}^k$  – конвективная составляющие теплоотдачи, Вт/(м<sup>2</sup>·К).

В начальном приближении пренебрегаем влиянием рёбер жёсткости полимерных панелей. В таком случае тепловой расчёт полимерного коллектора ана-

логичен расчёту обычных коллекторов с двойным ПрПк. Рассмотрим уравнения теплового баланса для каждого элемента коллектора.

1. Поверхность  $3^+$  (наружная поверхность ПрПк):

$$\begin{cases} q_{30}^+ = (\alpha_{30}^k + \alpha_{30}^p) \cdot (T_3^+ - T_0); \\ q_3^+ = q_3^\lambda = -\frac{\lambda_3}{\delta_3} \cdot (T_3^+ - T_3^-); \end{cases} \quad (6)$$

где:  $\lambda_3$  – коэффициент теплопроводности прозрачного покрытия (поликарбоната), Вт/м·К;  $\delta_3$  – толщина стенки, мм. В последующих формулах  $\lambda_i$  и  $\delta_i$  соответствуют коэффициенту теплопроводности и толщине соответствующего элемента СК.

2. Поверхность  $3^-$  (внутренняя поверхность ПрПк) (здесь и далее индекс «+» означает наружную сторону рассматриваемой поверхности; индекс «-» – её внутреннюю сторону):

$$\begin{cases} q_{32}^- = (\alpha_{32}^k + \alpha_{23}^p)(T_2^+ - T_3^-); \\ q_3^- = q_3^\lambda = -\frac{\lambda_3}{\delta_3} (T_3^+ - T_3^-). \end{cases} \quad (7)$$

3. Поверхность  $2^+$ :

$$\begin{cases} q_{23}^+ = (\alpha_{23}^k + \alpha_{23}^p)(T_2^+ - T_3^-); \\ q_2^+ = q_2^\lambda = -\frac{\lambda_2}{\delta_2} (T_2^+ - T_2^-). \end{cases} \quad (8)$$

4. Поверхность  $2^-$ :

$$\begin{cases} q_{21}^- = (\alpha_{12}^k + \alpha_{12}^p) \cdot (T_1^+ - T_2^-); \\ q_2^- = q_2^\lambda = -\frac{\lambda_2}{\delta_2} \cdot (T_2^+ - T_2^-). \end{cases} \quad (9)$$

5. Поверхность  $1^+$ :

$$\begin{cases} q_{12}^+ = (\alpha_{21}^k + \alpha_{21}^p) \cdot (T_1^+ - T_2^-); \\ q_{12}^+ = q_1^\lambda = -\frac{\lambda_1}{\delta_1} (T_1^+ - T_1^-). \end{cases} \quad (10)$$

6. Поверхность  $1^-$ :

$$\begin{cases} q_{1ж}^- = \alpha_{1ж}^k (-T_1^+ + T_{ж}); \\ q_1^\lambda = -\frac{\lambda_1}{\delta_1} (T_1^+ - T_1^-). \end{cases} \quad (11)$$

7. Приёмная поверхность абсорбера А:

$$\begin{cases} q_A^+ = -\alpha_{A1}^p \cdot (T_A^+ - T_1^-) - \alpha_{A1}^k (T_A^+ - T_{ж}) + J; \\ q_A^\lambda = \frac{\lambda_A}{\delta_A} \cdot (T_A^+ - T_A^-); \\ q_A^- = \frac{\lambda_{из}}{\delta_{из}} \cdot (T_A^- - T_0). \end{cases} \quad (12)$$

Для жидкости в каналах абсорбера:

$$\begin{aligned} c_{ж} \cdot G_{ж} dT &= dQ; \quad G_{ж} = \rho_{ж} \cdot \delta_A \cdot h \cdot V_{ж}; \\ dQ &= [\alpha_1^- \cdot (T_1^- - T_{ж}) + \alpha_A^+ \cdot (T_A^+ - T_{ж})] h dx; \\ \begin{cases} c_{ж} \cdot \rho_{ж} \cdot \delta \cdot h_A \cdot V_{ж} \frac{dT_{ж}}{dx} &= [\alpha_1^- \cdot (T_1^- - T_{ж}) + \alpha_A^+ \cdot (T_A^- - T_{ж})] h dx; \\ c_{ж} \rho_{ж} \delta_A V_{ж} \frac{dT_{ж}}{dx} &= \alpha_1^- (T_1^- - T_{ж}) + \alpha_A^+ (T_A^- - T_{ж}). \end{cases} \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \alpha_{1ж}^k &= \alpha_1^- = \alpha_A^+ = \alpha_{A1}^k = \alpha_{ж}^k; \\ c_{ж} \rho_{ж} \delta_{A1} V_{ж} \frac{dT_{ж}}{dx} &= \alpha_{ж}^k (T_1^- - T_{ж}) + \alpha_{ж}^+ (T_A^- - T_{ж}) \end{aligned} \quad (14)$$

Далее вводятся обозначения:  $T_3 = T_3^-$ ;  $T_2 = T_2^-$ ;  $T_1 = T_1^-$ ;  $T_A = T_A^+$

Из уравнений (6) – (7):

$$\begin{cases} q_{30}^+ = q_{32}^-; \\ (\alpha_{30}^+ + \alpha_{30}^p) \cdot (T_3^+ - T_0) = (\alpha_{23}^k + \alpha_{23}^p) \cdot (T_2^+ - T_3). \end{cases} \quad (15)$$

$$\begin{cases} q_{30}^+ = q_3^\lambda; \\ (\alpha_{30}^k + \alpha_{30}^p)(T_3^+ - T_0) = -\frac{\lambda_3}{\delta_3} (T_3^+ - T_3). \end{cases} \quad (16)$$

Откуда:

$$T_3^+ = \frac{1}{\alpha_{30}^k + \alpha_{30}^p + \frac{\lambda_3}{\delta_3}} \left[ (\alpha_{30}^k + \alpha_{30}^p) \cdot T_0 + \frac{\lambda_3}{\delta_3} \cdot T_3 \right] \quad (17)$$

$$T_3^+ - T_0 = \frac{\frac{\lambda_3}{\delta_3} \cdot (T_3 - T_0)}{\alpha_{30}^k + \alpha_{30}^p + \frac{\lambda_3}{\delta_3}}, \quad (18)$$

В результате, для покрытия 3 имеем:

$$U_{30} (T_3 - T_0) = (\alpha_{23}^k + \alpha_{23}^p) (T_2^+ - T_3), \quad (19)$$

где:

$$U_{30} = \left[ \frac{1}{\alpha_{30}^k + \alpha_{30}^p} + \frac{\delta_3}{\lambda_3} \right]^{-1} \quad (20)$$

Аналогичным образом, получим:

$$U_{23} \cdot (T_2 - T_3) = (\alpha_{23}^k + \alpha_{23}^p) \cdot (T_2^+ - T_3), \quad (21)$$

где:

$$U_{23} = \left[ \frac{1}{\alpha_{23}^k + \alpha_{23}^p} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} \right]^{-1}. \quad (22)$$

Окончательно для покрытия 3:

$$U_{30} \cdot (T_3 - T_0) = U_{23} \cdot (T_2 - T_3), \quad (23)$$

где:

$$U_{30} = \left[ \frac{1}{\alpha_{30}^k + \alpha_{30}^p} + \frac{\delta_3}{\lambda_3} \right]^{-1}; \quad (24)$$

$$U_{23} = \left[ \frac{1}{\alpha_{23}^k + \alpha_{23}^p} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} \right]^{-1}.$$

Для покрытия 2:

$$U_{23} \cdot (T_2 - T_3) = U_{12} \cdot (T_1 - T_2), \quad (25)$$

где:

$$U_{12} = \left[ \frac{1}{\alpha_{12}^k + \alpha_{12}^p} + \frac{\delta_1}{\lambda_1} \right]^{-1}. \quad (26)$$

Далее:

$$(\alpha_{21}^k + \alpha_{21}^p) \cdot (T_1^+ - T_2) = \alpha_{1ж}^k \cdot (T_1 - T_{ж}) = -\frac{\lambda_1}{\delta_1} \cdot (T_1^+ - T_1)$$

$$T_1^+ - T_1 = \frac{\alpha_{21}^k + \alpha_{21}^p}{\alpha_{21}^k + \alpha_{21}^p + \frac{\lambda_1}{\delta_1}} (T_2 - T_1)$$

Для покрытия 1:

$$-\alpha_{1ж}^k \cdot (T_1 - T_{ж}) = U_{12} \cdot (T_1 - T_2) \quad (27)$$

$$-\alpha_{A1}^p \cdot (T_A^+ - T_1^-) - \alpha_{A1}^k \cdot (T_A^+ - T_{ж}) + J = \frac{\lambda_A}{\delta_A} \cdot (T_A - T_A^-) = \frac{\lambda_{из}}{\delta_{из}} \cdot (T_A^- - T_0) \quad (28)$$

$$\begin{aligned}
\frac{\lambda_A}{\delta_A} \cdot (T_A - T_A^-) &= \frac{\lambda_{из}}{\delta_{из}} \cdot (T_A^- - T_0) \\
T_A^- \cdot \left[ \frac{\lambda_A}{\delta_A} + \frac{\lambda_{из}}{\delta_{из}} \right] &= \frac{\lambda_A}{\delta_A} \cdot T_A + \frac{\lambda_{из}}{\delta_{из}} \cdot T_0 \\
T_A^- &= \frac{\frac{\lambda_A}{\delta_A} \cdot T_A + \frac{\lambda_{из}}{\delta_{из}} \cdot T_0}{\frac{\lambda_A}{\delta_A} + \frac{\lambda_{из}}{\delta_{из}}} \\
T_A^- - T_0 &= \frac{\frac{\lambda_A}{\delta_A} \cdot T_A + \frac{\lambda_{из}}{\delta_{из}} \cdot T_0}{\frac{\lambda_A}{\delta_A} + \frac{\lambda_{из}}{\delta_{из}}} - T_0 = \frac{\frac{\lambda_A}{\delta_A} \cdot T_A - \frac{\lambda_{из}}{\delta_{из}} \cdot T_0}{\frac{\lambda_A}{\delta_A} + \frac{\lambda_{из}}{\delta_{из}}} \\
U_A^{из} &= \left[ \frac{\lambda_A}{\delta_A} + \frac{\lambda_{из}}{\delta_{из}} \right]^{-1}
\end{aligned} \tag{29}$$

Для покрытия А (приёмной поверхности абсорбера):

$$-\alpha_{A1}^p \cdot (T_A - T_1) - \alpha_{A1}^k \cdot (T_A - T_{ж}) + J = -U_A^{из} \cdot (T_A^- - T_0) \tag{30}$$

Таким образом, тепловой расчёт полимерного коллектора определяется следующей системой уравнений:

$$\begin{cases}
U_{30} \cdot (T_3 - T_0) = U_{23} \cdot (T_2 - T_3); \\
U_{23} \cdot (T_2 - T_3) = U_{12} \cdot (T_1 - T_2); \\
-\alpha_{1ж} \cdot (T_1 - T_{ж}) = U_{12} \cdot (T_1 - T_2); \\
-\alpha_{A1}^p \cdot (T_A - T_1) - \alpha_{A1}^k \cdot (T_A - T_{ж}) + J = -U_A^{из} \cdot (T_0 - T_A); \\
c_{ж} \cdot \delta_A \cdot \rho_{ж} \cdot V_{ж} \frac{dT_{ж}}{dx} = \alpha_{ж}^- (T_1 - T_{ж}) + \alpha_A^+ (T_A - T_{ж}); \\
\text{при } x = 0, T_{ж} = T_0.
\end{cases} \tag{31}$$

Решением этой системы является система, описывающая изменение температуры жидкости по длине канала полимерной плиты абсорбера:

$$T_{ж}(x) = \frac{b_0 T_0 + I}{b_{ж}} \left( e^{\frac{b_{ж}}{a_{ж}} x} - 1 \right) + T_{ж}^0, \tag{32}$$

где:



$$\left\{ \begin{array}{l} a_{\text{ж}} = \frac{c_{\text{ж}} \cdot \delta_{\text{А}} \cdot \rho_{\text{ж}} \cdot V_{\text{ж}}}{\alpha_{\text{ж}}^{\text{К}}}; \\ b_{\text{ж}} = \chi_{\text{ж}} K_{\text{А}} - 2K_{\text{А}} + \alpha_{\text{А}}^{\text{П}} \cdot \chi_{\text{ж}} + \alpha_{\text{А1}}^{\text{К}}; \\ b_0 = \chi_0 K_{\text{А}} + \alpha_{\text{А1}}^{\text{П}} \cdot \chi_0 + U_{\text{А}}^{\text{ИЗ}}; \\ \chi_{\text{ж}} = \frac{K_{\text{ж}}}{K_{\text{ж}} + K_0}; \\ \chi_0 = \frac{K_0}{K_{\text{ж}} + K_0}; \\ K_{\text{ж}} = \alpha_{1\text{ж}} \cdot (U_{23} \cdot U_{30} + U_{12} \cdot U_{30} + U_{12} \cdot U_{30}); \\ K_0 = U_{12} \cdot U_{30} \cdot U_{23}; \\ K_{\text{А}} = \alpha_{\text{А1}}^{\text{П}} + \alpha_{\text{А1}}^{\text{К}} + U_{\text{А}}^{\text{ИЗ}}. \end{array} \right. \quad (33)$$

Полный коэффициент тепловых потерь СК определяется по формуле:

$$U = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_{12}^{\text{К}} + \alpha_{12}^{\text{П}}} + \frac{1}{\alpha_{20}^{\text{К}} + \alpha_{20}^{\text{П}}}} + \frac{\lambda_{\text{ИЗ}}}{\delta_{\text{ИЗ}}}. \quad (34)$$

Значения температуры воздуха  $T_0$ , °С и суммарной солнечной инсоляции  $J$ , Вт/м<sup>2</sup> в зависимости от времени суток представлены на рис. 3Б. Здесь же представлен теоретический расход теплоносителя (сплошная линия) и температура в верхней части бака-аккумулятора в зависимости от времени дня. Видно, что теоретические расчёты достаточно хорошо согласуются с экспериментальными данными (точки на графиках). Расхождение составляет 5 – 6 %.

На рисунке 3В представлены расчетные и экспериментальные данные по температуре на выходе из коллектора и средней температуре в баке-теплоаккумуляторе (БТА) для трех исследованных типов СК (СК-А, СК-М, СК-П). Расчеты корректировались с учетом зависимости от изменения реального угла падения солнечного излучения на плоскость СК. Расчетные и экспериментальные данные удовлетворительно согласуются.

**IV. Экспериментальное исследование.** Основной задачей было проведение прямых сравнительных испытаний разработанных СК различных модификаций, при их одновременной работе на отдельных установках в идентичных условиях. В качестве основного экспериментального метода изучения рабочих характеристик СК был принят метод прямых сравнительных испытаний, при котором сравниваются характеристики двух вариантов СК с последующим сопоставлением результатов по тестовым международным методикам (DIN V 4757-3); проверка надежности разрабатываемых СК (СК-М и СК-П) (проверка абсорбера на устойчивость к увеличению давления теплоносителя, проверка стойкости СК против высоких температур, проверка на непромокаемость) под-

твердила высокие теплотехнические характеристики новых разработок, а также сохранение работоспособности изделий в течение срока службы.

Стенд [1,8] симметричен и включает два аналогичных контура для получения сравнительных характеристик СК. Термопары установлены на входе и на выходе СК и в каждом баке-теплоаккумуляторе БТА. Для измерения интенсивности солнечной радиации был использован пиранометр со вторичным прибором – гальванометром М-80. Для измерения скорости ветра использовался анемометр МС-13. Стенд позволяет сравнивать характеристики работы двух различных СК в естественных условиях, при солнечном излучении и погодных условиях, как они работали бы в составе реальной гелиосистемы.

Динамика поведения температуры имеет несколько определенных зон: первая зона характерна для прогрева воды в БТА; во второй идет постепенное увеличение температур теплоносителя, причем увеличение температуры на выходе из СК пропорционально солнечному излучению; в третьей зоне происходит постепенное снижение указанных температур, вызванное снижением солнечной активности; четвертая зона соответствует относительному покою системы в ночное время. В зависимости от интенсивности солнечной радиации изменяется и длительность существования этих зон.

На практике вводится понятие эффективности коллектора  $F'$ , представляющей собой отношение термического сопротивления переносу теплоты от поглощающей пластины СК к окружающему воздуху к сопротивлению переносу теплоты от жидкости к окружающему воздуху [3]. Величину  $F'$  можно рассчитать по формуле:

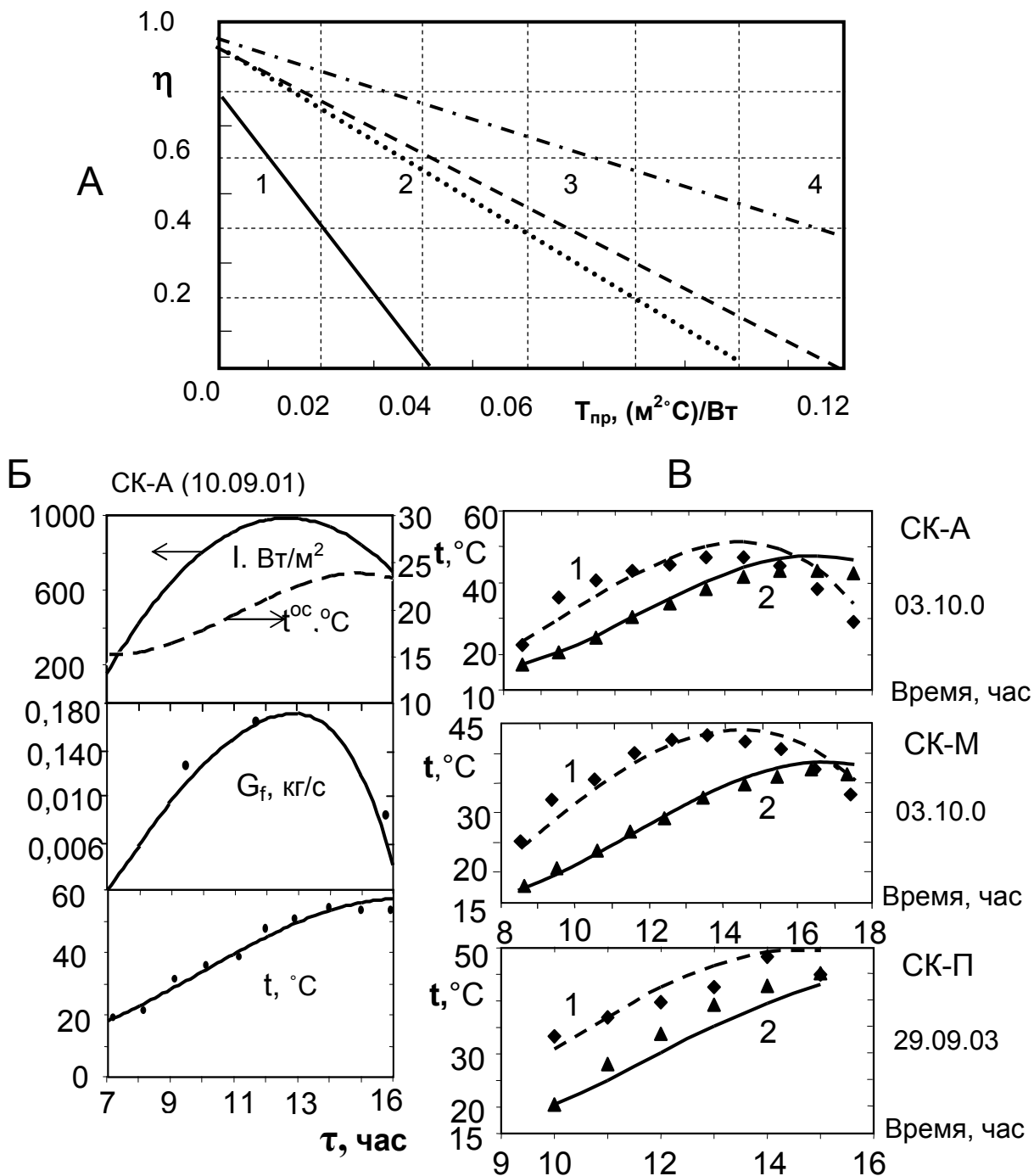
$$F' = \frac{1}{\frac{b \cdot U}{\pi \cdot D \cdot \alpha_{жк}} + \frac{b}{D + (b - D) \cdot F}}, \quad (35)$$

где:  $b$  - расстояние между центрами соседних каналов поликарбонатной плиты, м;  $d_э$  - эквивалентный диаметр канала, м;  $\alpha_{жк}$  - коэффициент теплоотдачи от стенки канала к жидкости, Вт/(м<sup>2</sup>·К), ( $\alpha_{жк} \approx 300$  для естественной и 1500 для вынужденной конвекции);  $F$  - эффективность ребра прямоугольного профиля, так как в поликарбонатной плите отсутствуют ребра, принимаем  $F = 1$ . Коэффициент полезного действия СК можно рассчитать по формуле:

$$\eta = \tau \cdot \varepsilon_1 \cdot F' - U \cdot F' \cdot [0.5 \cdot (t_{ж1} + t_{ж2}) - t_0] / J \quad (36)$$

где  $t_{ж1}$ ,  $t_{ж2}$  - температура жидкости на входе и на выходе из СК, °С. Если  $U$  и  $F' = \text{const}$ , зависимость  $\eta$  от  $[0.5 \cdot (t_{ж1} + t_{ж2}) - t_0] / J$  представляет собой прямую линию. Величина  $[0.5 \cdot (t_{ж1} + t_{ж2}) - t_0] / J$  называется приведенной температурой.

На рис. 3А представлены сравнительные характеристики СК в виде зависимости  $\eta_{СК}$  от приведенной температуры для различных типов СК (1 – СК для бассейнов, то есть СК упрощенной конструкции, как правило, без прозрачного покрытия; 2 – полимерный СК-П и традиционный СК-М с трубным регистром из медных трубок; 4 – СК с вакуумными трубами).



**Рис 3.** А – зависимость (экспериментальные данные) коэффициента полезного действия СК от приведенной температуры  $T_{пр} = [0.5 \cdot (t_{ж1} + t_{ж2}) - t_0] / J$ : 1 – СК без прозрачной изоляции; 2 – полимерный СК (СК-П); 3 – металлический плоский СК (СК-А и СК-М); 4 – вакуумированный СК; Б - изменение расхода теплоносителя и температуры теплоносителя в верхней точке БТА с течением времени на фоне изменения интенсивности солнечной энергии и температуры окружающего воздуха; В - температура (расчетные значения – линии, экспериментальные данные - точки) на выходе

Можно видеть, что характеристики полимерного СК лежат на уровне характеристик плоских солнечных СК традиционного типа с трубным регистром из медных труб. Характеристики традиционного типа СК-А несколько выше характеристик СК-П (в среднем расхождение по температуре в БТА в конце дня составляло 7 – 14 %). Это связано с несколько худшей светопропускательной способностью поликарбоната по сравнению со стеклом. Коллекторы СК-П и СК-М дают близкие интегральные характеристики.

Были проведены сравнения полученных результатов с опытными и теоретическими данными других авторов по полимерным коллекторам. К сожалению, такие данные немногочисленны, что связано как с малой разработанностью в настоящее время полимерных типов СК, так и ограниченным количеством информации в источниках [11, 12]. В работе [11] исследовали полимерный СК, в котором интегрированы прозрачное покрытие, абсорбер, тепловая изоляция и корпус в единой цельной структуре, состоящей из полностью прозрачной четырехстенной плиты с каналами. Испытания проходили при интенсивности солнечного излучения  $800 \text{ Вт/м}^2$ , при температуре окружающей среды  $25^\circ\text{C}$  и скорости ветра  $5 \text{ м/с}$  в лабораторных условиях. J. Rekstad [12] представил данные исследований полимерного СК, прозрачное покрытие которого было изготовлено из панели прозрачного сотового поликарбоната толщиной  $6 \text{ мм}$ , а абсорбер – из такой же панели толщиной  $10 \text{ мм}$ , заполненной керамическими гранулами, которые используются для интенсификации теплообмена между теплоносителем и солнечными лучами и для интенсификации циркуляции теплоносителя за счет капиллярных сил. Рабочие характеристики всех трех типов сравниваемых полимерных СК находятся в хорошем соответствии.

## **V. Выводы.**

1. Проведенный анализ свойств полимерных материалов, отвечающих требованиям работы в «открытой» среде под действием солнечного излучения, показал, что одним из наиболее перспективных материалов для создания полимерного СК является поликарбонат, из которого могут изготавливаться как прозрачное покрытие, так и абсорбер солнечного коллектора; при использовании поликарбоната в качестве прозрачного покрытия целесообразно применять не литые листы, а панели сотовой структуры с воздушными каналами, что улучшает теплотехнические характеристики СК и удешевляет его конструкцию.
2. Выработаны практические рекомендации к усовершенствованию металлического (традиционного) типа СК (с алюминиевым абсорбером и стеклом в качестве прозрачного покрытия), конструированию металло-полимерного (переходного) типа СК (с медным абсорбером и полимерным прозрачным покрытием) и полимерного СК-П.
3. Разработанное экспериментальное оборудование позволяло производить натурные испытания с учетом изменяющейся интенсивности солнечного излучения, и климатических параметров – температуры, облачности и ветронагрузки, а также сравнительные испытания в летний и осенне-весенний периоды года.

4. Параллельно проведенные испытания и теоретические расчеты показали, что тепловые характеристики СК-А несколько выше характеристик СК-П (в среднем расхождение по температуре в БТА в конце дня составляло 7 – 14%), что связано с худшей светопропускательной способностью поликарбоната по сравнению со стеклом, большим коэффициентом потерь и меньшим коэффициентом теплопроводности поликарбоната по сравнению с алюминием; характеристики традиционного СК-А и переходного СК-М коллекторов практически совпадают.
5. Рабочие характеристики всех трех типов сравниваемых полимерных СК (по работе датских и норвежских исследователей и по нашим данным) находятся в хорошем соответствии. Несколько более крутой характер зависимости  $\eta = f(T_{np})$  в наших исследованиях вызван характером проведения испытаний в открытой среде с явно выраженными колебаниями интенсивности, температуры и ветронагрузки; осенние и весенние испытания показали, что гелиосистема, функционирующая в указанные сезоны, становится более чувствительной к метеорологическим условиям.

### Литература

1. Горин А., Дорошенко А. Альтернативные холодильные системы и системы кондиционирования воздуха. – Донецк: Норд-Пресс, 2006. – 341 с.
2. Андерсон Б. Солнечная энергия (основы строительного проектирования). – М.: Стройиздат, 1982. – 375 с.
3. Бекман У., Клейн С., Даффи Дж. Расчет систем солнечного теплоснабжения. – М.: Энергоиздат, 1982. – 80 с.
4. Дорошенко А. Корейша О. Белал Брахим. Использование солнечной энергии в системах термовлажностной обработки воздуха // Холодильная техника и технология. - Вып. 4 (78). – 2002. – С. 5-10.
5. Дорошенко А. и др. Солнечные системы автономного теплоснабжения. // Технические газы. 2002. – №2. – С. 10-21.
6. Дорошенко А. Гликсон А. Гелиосистемы и тепловые насосы в системах автономного тепло- и хладоснабжения // АВОК (Вентиляция, отопление, кондиционирование воздуха, теплоснабжение и строительная теплофизика). Москва, Россия. 2004. – №7. – С. 2 - 6.
7. Doroshenko A. A. Glauberman M. Alternative Refrigerating, Heat-Pumping and Air-Conditioning Systems on the basis of the open absorption cycle and Solar Energy // INTAS Technical Report, INTAS. – 2000. – Number 96 – P. 1730.
8. Дорошенко А. Горин А. 2005, Альтернативные системы кондиционирования воздуха (солнечные холодильные и кондиционирующие системы на основе открытого абсорбционного цикла). АВОК (Вентиляция, отопление, кондиционирование воздуха, теплоснабжение и строительная теплофизика). Москва, Россия. 2005. - №1. - С. 60 – 64.
9. Патент на винахід № 74521. Полимерный солнечный коллектор. Горин А. Філіпцов С. Дорошенко О. Глауберман М. Гликсон А.

10. Патент на винахід № 74523. Плоский солнечный метало-полимерный коллектор, Горін А. .Філіпцов С. Дорошенко А. Глауберман М.
11. Nielsen J.E., Bezzel E., 1996, "Duct Plate" Solar Collectors in plastic materials, Solar Energy Laboratory, Danish Technological Institute J Rekstad, 1997, SolarNor AS and General Electric Plastics, Solar Collectors in plastic materials from Norway.

*О.В. Дорошенко, М.О. Глауберман, Е.Т. Роговська.*

### **Сонячні плоскі колектори на основі полімерних матеріалів**

#### **АНОТАЦІЯ**

Розроблено концепцію та теоретичні основи одного із типів нового покоління сонячних плоских колекторів для систем тепло- й холодозабезпечення на основі використання багат шарових і багатоканальних структур із полімерних матеріалів. Проведено моделювання робочих процесів з урахуванням механізму теплових втрат, які обумовлені конвекцією та радіацією. Проведені експериментальні дослідження.

*A.V. Doroshenko, M.A. Glauberman, E.T. Rogovskaia*

### **Flat plate solar collectors based on polymeric materials**

#### **SUMMARY**

Circuit decisions for solar systems of a heat supply and new generation of the flat solar collectors SC based on use of polymeric materials in a design of an absorber and a transparent covering are developed. The comparative experimental researches which have confirmed high the characteristics developed SC and solar systems are lead.

*С.К. Асланов*

*Одесский национальный университет им. И.И. Мечникова*

## **Уравнение кинетики процесса потери массы при диспергировании жидких тел в потоке газа**

Построено уравнение кинетики процесса потери массы посредством диспергирования жидкой поверхности тела в скоростном потоке газа. Математически проблема сведена к решению краевой задачи для дифференциального уравнения с собственным значением. Полученное решение совпадает количественно с известным эмпирическим законом для дробления капель за ударными волнами. В применении к диспергированию расплавленной поверхности метеороида найденный коэффициент абляции количественно согласуется с астрономическими наблюдениями.

Эффект уноса массы диспергируемыми частицами с жидкой поверхности тела, которое подвергается достаточно скоростному обтеканию газовым потоком, наблюдается в целом ряде известных природных и технических процессов, играя определяющую роль. Так, явление взрыва аэровзвеси капель горючего, в частности, жидких углеводородов, будучи связано с совокупностью механических и физико-химических процессов, в качестве важнейшего из них включает в себя дробление первоначальных капель горючего в результате их взаимодействия с набегающим потоком газа позади лидирующего фронта проходящей ударной волны. Именно система мелких вторичных частиц, которая порождается таким быстропротекающим механическим разрушением поверхностного слоя на передней стороне обдуваемого жидкого тела и формируется в виде шлейфа за каждой первичной каплей, будет определять последующие процессы интенсивного испарения и быстрого сгорания образующейся смеси, диктуя тем самым детонационную способность взвеси.

Сюда же следует отнести явление абляции метеорных тел, вторгающихся в атмосферу Земли с громадной скоростью. Возникающая перед ними мощная ударная волна, сильно нагревая воздух, служит причиной образования на лобовой стороне тела, обтекаемого встречным воздушным потоком, жидкой пленки расплава метеорного вещества. В качестве основных механизмов уноса массы метеороидов принято считать испарение и сдувание указанной расплавленной пленки в виде ее мелкого разбрызгивания [1]. Последний эффект является преобладающим для железных метеорных тел по сравнению с их испарением. В случае каменных метеороидов эти два эффекта могут меняться местами в своей преобладающей роли уноса массы вдоль траектории полета тела. Диспергируемые с передней части поверхности капельки расплава образуют светящийся шлейф позади метеороида.

То же самое будет происходить при торможении аэрозольной струи в окружающем пространстве. Как только первичные капли, обладающие гораздо большей инерционностью, достигнут достаточной скорости относительно несущего воздуха, будет возникать их вторичное диспергирование. Этот процесс существенным образом участвует в окончательном формировании спектра частиц образующегося газо-капельного облака.

Для объяснения причины отрыва частиц дисперсии с лобовой стороны обдуваемого газом тела во всех описанных выше ситуациях принципиальное значение приобретает быстродействующий механизм гидродинамической неустойчивости, развивающейся на границе раздела сред жидкость-газ в виде прогрессивно нарастающего спонтанного волнообразования. Именно с его вершин будет происходить разбрызгивание мелких жидких капелек. Линейный анализ этой неустойчивости [2,3] позволил дать конкретные оценки для длины волны доминирующего возмущения на поверхности жидкости в зависимости от характерных параметров задачи. Расчет существенно нелинейной стадии развития возмущений, когда происходит непосредственный отрыв капелек с вершин волнообразования, позволил установить конкретную количественную связь между диаметром разбрызгиваемых капелек и доминантной длиной волны [4,5].

Отмеченное выше определяющее значение поверхностного дробления в разнообразных явлениях свидетельствует о важнейшей роли, которую должна играть кинетика этого процесса диспергирования жидких тел, попадающих в условия аэродинамического воздействия. Полученные теоретически [2–5] величины диаметров диспергируемых с поверхности капелек, во-первых, находятся в количественном согласии с результатами экспериментальных измерений и натурных наблюдений, а во-вторых, оказываются гораздо меньшими по сравнению с характерными линейными размерами жидких тел, подвергающихся аэродинамическому дроблению.

В соответствии с указанными обстоятельствами построение уравнения кинетики процесса разрушения тел посредством их поверхностного диспергирования предлагается осуществить в следующем простейшем варианте. Величина скорости убывания массы  $m(t)$  отдельного первичного жидкого объекта под действием обтекающего потока оценивается при помощи среднего значения своего изменения  $\Delta m$  за промежуток времени  $\Delta t$

$$\frac{dm}{dt} = -A(t) \frac{\Delta m}{\Delta t}, \quad (1)$$

где  $A(t)$  – некоторая корректирующая функция, подлежащая дальнейшему определению.

Если предполагать, что процесс отрыва мелких жидких частиц, диспергируемых с поверхности основного тела, происходит схематически послойно, то в качестве  $\Delta t$  естественно использовать промежуток времени срыва одного такого элементарного слоя, обладающего массой  $\Delta m$ . Тогда масштаб интервала  $\Delta t$  можно оценить при помощи характерного времени развития неустойчивого поверхностного волнообразования на передней стороне обтекаемого газом объ-



екта для доминантного диапазона длин волн, найденного в [2,4]. Величина элемента потери жидкой массы  $\Delta m$  может быть оценена через площадь  $S(t)$  диспергируемой поверхности, средний преимущественный диаметр  $d$  отрываемых частиц и плотность жидкости  $\rho$ . Поскольку толщина элементарного слоя  $\sim d$ , а сам диаметр  $d$  мал по сравнению с характерным линейным размером основного тела ( $\sim \sqrt{S}$ ), о чем сказано выше, окончательно будем иметь с позиции тонкого поверхностного слоя

$$\Delta m \approx \rho \cdot S \cdot d. \quad (2)$$

Введенная расчетная схема поверхностного диспергирования позволяет считать последовательные срывные процессы слоев жидкости подобными, а дробление жидкой поверхности локально одинаковым в среднем по ее площади. Это, в свою очередь, дает возможность воспользоваться аналогией с процессом испарения: отрыв частиц с жидкой поверхности на молекулярном уровне аналогичен отрыву ее макрочастиц (мелких капелек). В таком случае к нашей модели можно применить линейный закон изменения площади  $S(t)$  испаряющейся капли [6]

$$\frac{dS}{dt} = -a, \quad a = \text{const} > 0. \quad (3)$$

Теперь под  $S$  следует понимать площадь разрушающейся передней стороны поверхности обдуваемого тела, а  $a$  – средняя по времени разрушения скорость убывания этой площади

Интегрируя (3) от момента начала диспергирования поверхности  $t = 0$ , когда  $S = S_0$ , получим

$$\frac{S}{S_0} = 1 - \left(1 - \frac{S_*}{S_0}\right) \cdot \tau, \quad \tau = \frac{t}{t_*}. \quad (4)$$

При этом постоянная  $a$  определена из условия  $t = t_*$ ,  $S = S_*$  в момент  $t_*$  прекращения разрушения, когда величина диспергируемой площади достигает значения  $S_*$ .

Чтобы отразить эффект некоторого запаздывания начала процесса диспергирования, связанный с естественной необходимостью предварительного развития гидродинамической неустойчивости, наложим на корректирующую функцию требование  $A(0) = 0$ , обеспечивающее нулевое значение начальной скорости убыли массы:  $dm/dt = 0$  при  $t = 0$  по (1). В качестве его простейшей реализации можно воспользоваться линейным представлением  $A(\tau) = A_1 \cdot \tau$  с неизвестным числовым множителем  $A_1$ , включающим в себя геометрические и физические параметры. Тогда в результате подстановки в (1) выражений (2), (4) приходим к следующей краевой задаче для дифференциального уравнения первого порядка

$$\frac{d}{d\tau} \left( \frac{m}{m_0} \right) = -B \cdot \tau \cdot \left[ 1 - \left( 1 - \frac{S_*}{S_0} \right) \cdot \tau \right], \quad B = A_1 \frac{m_1 t_*}{m_0 \Delta t}, \quad (5)$$

$$m(0) = m_0, \quad m(1) = m_*, \quad m_1 = \rho \cdot S_0 \cdot d,$$

где  $m_0$ ,  $m_*$  – начальная и остаточная масса  $m(\tau)$  диспергируемого тела,  $m_1$  – масса первого (начального) слоя дисперсии.

Поскольку задача математически переопределена, неизвестный постоянный множитель  $B$  будет играть роль ее собственного значения, которое однозначно выражается вторым граничным условием. Таким образом, решение задачи (5) приводит окончательно к простейшему кинетическому уравнению потери массы жидкого тела посредством его поверхностного диспергирования за счет гидродинамической неустойчивости:

$$\frac{m}{m_0} = 1 - \frac{1 - (m_*/m_0)}{1 + 2 \cdot (S_*/S_0)} \cdot \tau^2 \cdot \left\{ 3 - 2 \cdot \left( 1 - \frac{S_*}{S_0} \right) \cdot \tau \right\} \quad (6)$$

В применении к случаю детонации аэрозоля, когда в потоке за ведущим ударным фронтом происходит процесс вторичного дробления исходных капель горючего, по существу реализуется режим их полного диспергирования, так что можно принять  $m_* = 0$ ,  $S_* = 0$ . Теоретическая зависимость (6) потери массы капли, обтекаемой газом, упрощается в виде

$$m = m_0 \cdot \{ 1 - \tau^2 \cdot (3 - 2\tau) \}.$$

Последнее очень хорошо согласуется с известным эмпирическим законом [7,8]:

$$m = 0,5 \cdot m_0 \cdot [1 + \cos(\pi\tau)],$$

построенным по экспериментальным измерениям для дробления капель за проходящими ударными волнами. А именно: в середине интервала ( $\tau = 0,5$ ) имеет место строгое совпадение теоретической и экспериментальной кривых; с приближением к концу интервала ( $\tau = 1$ ) относительное различие нарастает, не превосходя 6 %.

Как известно, железные метеороиды, входя в достаточно плотные слои атмосферы, испытывают разбрызгивание расплавленной наружной пленки с последующим дроблением отделившихся капель [1], сразу же подвергающихся интенсивному аэродинамическому воздействию. Реализация механизма диспергирования расплавленной поверхностной пленки образцов, обдуваемых плазменной струей, была зарегистрирована в экспериментах, имитирующих аэродинамические факторы метеорного явления [1]. Важнейшим параметром, определяющим процесс разрушения метеороида, является коэффициент абляции

$$\sigma = \frac{(dm/dt)}{mv \cdot (dv/dt)}, \quad (7)$$

где  $v$  – скорость метеорного тела. Для медленных метеоров в атмосфере ( $v < 25$  км/с) процесс потери их массы включает в себя унос вещества, диспергируемого с поверхности тела, наряду с испарением. Чтобы воспользоваться уравнением кинетики (6), примем предположение о самоподобии формы изме-

нения метеорного тела и оценим убыль массы посредством разбрызгивания до половины начальной (т.е.  $m_*/m_0 \approx 0,5$ ), поскольку сложный характер абляции имеет целый ряд других процессов (раскалывание и т.п.). Тогда для  $m_0 \approx 10$  г на высоте 40 км при средней скорости  $\langle v \rangle \approx 12$  км/с и коэффициенте аэродинамического сопротивления  $C_x \approx 1$  будем иметь среднее торможение  $\langle dv/dt \rangle \approx 4$  км/с<sup>2</sup>. Используя уравнение кинетики (6) в формуле (7), для среднего коэффициента абляции можно получить следующую оценку:

$$\langle \sigma \rangle \approx 1,6 \cdot 10^{-12} \cdot t_*^{-1} (\text{с/см})^2, \quad t_* - \text{в секундах.}$$

При длительности диспергирования  $t_* \approx (1 \div 2)$  с по [1] находим  $\langle \sigma \rangle \approx 10^{-12} (\text{с/см})^2$ . Для каменных метеороидов, когда существенную роль может играть также и механизм потери массы испарением, эту величину следует уменьшить. Полученный результат количественно соответствует данным наблюдений [1].

### Литература

1. В.А. Бронштэн Физика метеорных явлений. – М.: Наука, 1981. – 416 с.
2. С.К. Асланов Кинетика дробления жидких частиц в потоке газа и теория детонации аэрозоля // Доповіди НАН України. – 1997. – №5. – С. 114-118.
3. С.К. Асланов О гидродинамическом моделировании процесса абляции поверхностного слоя метеороида // Астрономический вестник (РАН). – 2000. – Т. 34, №4. – С. 348-356
4. С.К. Асланов Гидродинамическая неустойчивость и математическое моделирование процесса механического разрушения // Вісник ОДУ. – 2000. – Т. 5, Вып.3, физ-мат. науки. – С. 94-102
5. С.К. Асланов Модель разбрызгивания капель расплавленной поверхности метеороида при его абляции // Астрономический вестник. – 2003. – Т. 37, №37. – С. 245-248
6. В.И. Срезневский //Журнал Российского физико-химического общества. – 1982. – Т. 14. – С. 420-483
7. W.G. Reinecke, G.D. Waldman A study of drop break-up behind strong shocks with applications to flight // AVCO Report ASVD-0110-70-RR. 1970
8. W.G. Reinecke, G.D. Waldman An investigation on water drop disintegration in the region behind strong shock waves // III-rd Intern. Conference on Rain Erosion and Related Phenomena. England. 1970

*С.К. Асланов*

**Рівняння кінетики процесу втрати маси при диспергуванні рідких тіл у потоці газу**

**АНОТАЦІЯ**

Побудовано рівняння кінетики процесу втрати маси завдяки диспергуванню рідкої поверхні тіла у швидкісному потоці газу. Математично проблему зведено до розв'язування граничної задачі для диференціального рівняння із власним значенням. Отриманий розв'язок кількісно співпадає із відомим емпіричним законом для дробіння крапель за ударними хвилями. При застосуванні до диспергування розплавленої поверхні метеороїда знайдений коефіцієнт абляції кількісно погоджується з астрономічними спостереженнями.

*S.K. Aslanov*

**The kinetic equation for the loss mass process by means of a liquid body dispersion in gas flow**

**SUMMARY**

The kinetic equation for the loss mass process by means of the dispersion mechanism of liquid body surface in high-speed gas flow is constructed. The mathematical equation with eigenvalue is reduced. The obtained decision numerically is inconsistent with the well-known empirical law for pulverization of drops behind shock waves. The application to melted surface meteoroid dispersion is obtained the ablation coefficient, which gives the agreement with astronomical observations.

**Ротационный вискозиметр для исследования микронных прослоек**

Ротационным вискозиметром исследована зависимость вязкости тонких (4-50 мкм) неоднородных прослоек, включающих пристенные структурированные слои, от скорости сдвигового течения. Рассчитаны основные реологические свойства ЭЖК слоя: коэффициент вязкости, характер «срезания» слоя со скоростью течения и «гидродинамическая прочность» в моделях «жесткого» и «вязкого» слоя.

**1. Микронные прослойки смазки и граничное трение.** Микронные прослойки смазки в триадах трения играют определяющую роль в процессах граничного и полусухого трения [1,2]. На эти процессы, наблюдаемые в моменты высоких нагрузок – при изменении режимов работы механизма (в частности, его пуска), приходится до 80% интегрального износа. С начала использования минеральных смазочных масел было замечено, что в граничном режиме трения масла, характеризуемые одними и теми же объемными параметрами (плотностью, вязкостью и др.), обладают различными антифрикционными и противоизносными свойствами. Не установив глубокой физико-химической причины таких отличий, инженеры ввели [3] в качестве одного из показателей, характеризующих смазочные материалы при граничной или полужидкостной смазке, новый критерий – «маслянистость», позволяющий ранжировать конкретные масла по указанным свойствам. Добавление «маслянистых» присадок (различных ПАВ - растительных и животных жиров, олеиновой или стеариновой кислот и т.п.) повышало «маслянистость» масла - его противоизносность, позволяя эксплуатацию при высоких нагрузках. Предлагался ряд методов оценки «маслянистости», однако, отсутствие как четких физико-химических параметров, определяющих этот критерий, так и эффективных методов для его оценки, не позволил ввести такой показатель даже в паспорт на масла. Одновременно с этим ряд исследователей [4] обращал внимание на то, что свойства смазочных слоев, определяющие их антифрикционные качества, могут быть связаны с особой структурой граничных - приповерхностных слоев смазки, с существованием в них ориентационной упорядоченности молекул.

Эти идеи нашли свое развитие в открытии возможности образования в ряде случаев на лиофильной твердой поверхности эпитропных жидкокристаллических (ЭЖК) слоев [5]. Их мезофазность была установлена экспериментально с использованием оригинальных методик: щелевого световода, дихроизма интенсивных полос поглощения, НПВО и др. Структурированность ЭЖК слоев приводит к появлению в неоднородных (с ЭЖК слоями) прослойках расклинивающего давления [6], изменению их вязкости [7] и отражается на особенностях граничного трения [4,8-10]. В настоящее время представления о жидкокристал-

личности граничного «мультимолекулярного» слоя (и даже его смектичности вблизи поверхности твердой фазы) общеприняты [10]. Обусловленные структурой ЭЖК слоя его реологические свойства и определяют «маслянистость» смазки. Добавляемые в масло «маслянистые» присадки - ПАВ-ы способствуют лиофилизации подложки и играют роль традиционных для термотропных ЖК сурфактантов, повышающих степень ориентационной упорядоченности S мезофазы, а для ее эпитропного типа - и толщину  $d_s$  слоя ЭЖК [11].

Попытка количественного определения критерия «маслянистость» была предпринята в комплексном исследовании структурных и противоизносных свойств ЭЖК слоев смазки. Тип ориентации, параметр  $d_s \cdot \langle \Delta n \rangle$  и «тангенциальная механическая прочность» определялись [12] путем измерения (методом щелевого световода переменной толщины) оптической анизотропии – величины  $\Delta n$ . Для триады из тех же материалов проводились трибологические исследования [9] на машине трения. В ней электроимпульсным методом регистрировались прорывы граничного смазочного слоя в триаде. Выбором диапазона скоростей перемещения и контактного давления триада намеренно вводилась в режим тяжелого граничного трения. Износ и параметр  $d_s \cdot \langle \Delta n \rangle$  ЭЖК слоя смазочного материала (легированного различным количеством ПАВ – технологической присадкой НИМБ) коррелировали, что позволило авторам рекомендовать величину  $d_s \cdot \langle \Delta n \rangle$  в качестве искомого параметра «маслянистости». В этих же работах было замечено, что гомеотропная ориентация молекул в пределах ЭЖК слоя смазки повышает его противоизносные характеристики и сопротивление трению, а планарная - уменьшая силу трения, приводит к возрастанию износа. Таким образом управление (например, с помощью ориентантов) свойствами ЭЖК слоев позволяет непосредственно влиять на характер процесса граничного трения.

**2. Реологические исследования ЭЖК слоев.** Эти исследования весьма актуальны для понимания механизма граничного трения и позволяют решать теоретические и прикладные задачи, связанные с эксплуатацией узлов трения [8], в частности, повышения противоизносных свойств их смазки. Из данных по вязкости микронных прослоек также можно установить наличие ЭЖК слоев, их свойства и влияние добавок. Основная трудность прямых измерений вязкости ЭЖК слоев связана с малостью их толщины. На диэлектрической подложке она обычно меньше 100 нм, что исключает использование стандартных вискозиметрических методик и заставляет разрабатывать для этой цели специальные устройства. При переходе от диэлектрических подложек к металлическим равновесная толщина ЭЖК слоя значительно возрастает, что, по-видимому, связано с возрастанием в этом случае запаздывающих Ван-дер-ваальсовых сил. Так, в оптических исследованиях прослоек ряда немезогенных органических жидкостей алифатического ряда [13] установлено, что на металлической, соответственным образом подготовленной подложке эти жидкости образуют ЭЖК слои микронной толщины. Это несколько упрощает задачу измерения их вязкости и позволяет для оценки последней использовать традиционные методики с соответствующей их модификацией.

Сконструированным щелевым капиллярным вискозиметром [14] изучалось плоское «ползущее» течение в тонких ( $D \sim 20 \div 50$  мкм) прослойках. В таких, заметим достаточно трудоемких, опытах было установлено отличие расчетных по Пуазейлю и измеряемых расходов жидкости (моторного масла МРХ-30) в капилляре при различных градиентах давления. Это свидетельствовало о пространственной неоднородности таких прослоек – наличия в них пристенного структурированного слоя, толщина которого с течением уменьшается. В рамках различных моделей такого «срезаемого течением» слоя: «жесткого» [14], «вязкого» [15] и «переменной» вязкости [1] по результатам измерений в щелевом вискозиметре были проведены оценки «гидродинамической прочности» слоя, его толщины и вязкости.

Для ЭЖК слоя этого масла на стальной подложке оказалось [14], что рассчитанная в модели гидродинамически «жесткого, срезаемого течением слоя» равновесная, в отсутствие течения - "начальная" толщина  $d_{0s} \approx 3$  мкм ( $T=394$  К), близка, но меньше значений равновесной толщины ЭЖК слоя ( $d_{0s} \approx 8$  мкм) алифатических углеводородов и масел, полученных в оптических измерениях [13]. Отмеченное отсутствие предельного напряжения сдвига даже при наименьших зазорах свидетельствовало не в пользу представлений о гидродинамической «жесткости» слоя. Поэтому расхождение с результатами таких измерений по толщине  $d_{0s}$  объяснялось [14] несовершенством модели слоя, принятой для расчетов этого его параметра. Лучшим приближением к оптическим измерениям оказалась рассмотренная в [15] модель слоя с повышенной вязкостью. В [1] для анализа использовалась более сложная модель: слой «переменной вязкости». Дело в том, что при течении происходит переориентация директора мезофазы, характеризующего структуру слоя, поэтому коэффициент вязкости последнего зависит от интенсивности течения и не постоянен по толщине. Для более детального установления структурных особенностей ЭЖК слоев необходимы дополнительные исследования их реологических свойств, разработка экспериментальных методик получения количественных оценок величины коэффициента вязкости, определения толщины ЭЖК слоя и влияния на последнюю течения.

**3. Ротационный вискозиметр со струнным торсионом.** В работе использовался ранее сконструированный [8] ротационный цилиндрический вискозиметр для изучения вязкости тонких неоднородных жидких прослоек. Усовершенствование конструкции прибора позволило исследовать Куэтовское течение тонких ( $D \sim 4 \div 50$  мкм) жидких прослоек вязкостью  $0,1 \div 0,5$  Па·сек в диапазоне скоростей деформации  $\dot{\gamma} = 25 \div 1000$  с<sup>-1</sup>. Принцип действия прибора основан на определении момента  $M_{тр}$  сил вязкого трения, возникающего в прослойке между двумя коаксиальными цилиндрами («ротационной парой») при вращении «внешнего» цилиндра и закручивающего «внутренний» - неподвижный. Таки-ми цилиндрами служат модифицированные элементы прецизионного узла топливной аппаратуры - распылителя форсунки. Высокое качество его плунжерных поверхностей (класс точности 12, параметры шероховатости  $R_a = 0,025$  мкм,

и  $l=0,25$  мм) позволяет изучать прослойки, по толщине соизмеримые с толщиной ЭЖК слоев в них.

Схема установки показана на рис.1. Роль внешнего цилиндра пары играет отверстие ( $\varnothing=6,100$  мм) корпуса распылителя 6, который в помощью шкивных 3 и шестеренчатой передач приводится во вращение в стакане 5 реверсивным асинхронным двигателем Д. В стакане размещены электрические нагреватель и термометр сопротивления  $R_t$ . «Внутренним» цилиндром пары служит запорная игла распылителя 7, подвешенная на стальной струне 10 с помощью цангового зажима и центрирующего ролика. На зажиме располагаются грузы 8, обеспечивающие натяжение струнного подвеса и зеркало 9.

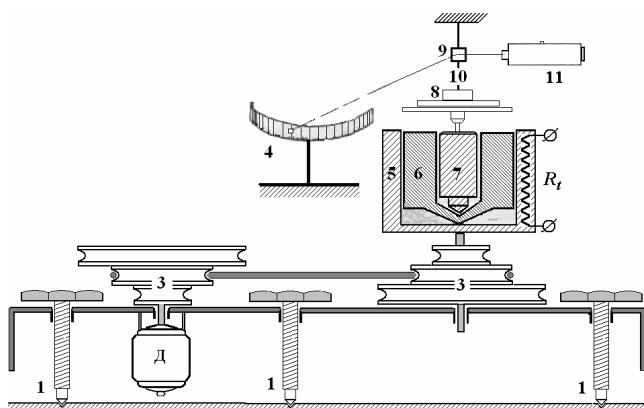


Рис.1. Схема цилиндрического ротационного вискозиметра с упругим струнным торсионом

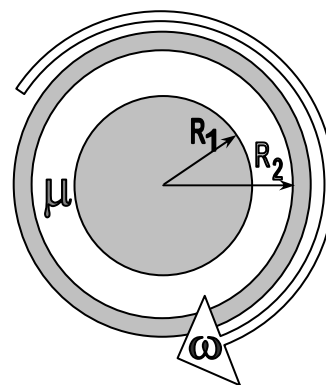


Рис.2. Схема зазора ротационной пары вискозиметра с однородной прослойкой жидкости вязкостью  $\mu$  в нем.

В отличие от [8], измерителем крутящего момента сил вязкого трения  $M_{тр}$ , закручивающего «внутренний» цилиндр, служит упругий струнный торсион. По углу  $2\varphi$  отклонения (на шкале 4) отраженного от зеркала луча лазерного осветителя 11 определяется момент  $M_{упр} = k\varphi$ , компенсирующий момент  $M_{тр}$ , закручивающий торсион. Пять положений верхней точки закрепления струны определяют различные, необходимые при измерениях в широком интервале зазоров и скоростей сдвига, чувствительности измерителя. Толщина прослойки жидкости, определяемая зазором пары, задается использованием сменных «внутренних» цилиндров 7 (из набора<sup>1</sup> запорных игл распылителя) различных диаметров.

**4. Соотношения для расчета реологических параметров ЭЖК слоя в двух простейших его моделях и методика измерений.** Как известно, выражение, связывающее момент  $M_{тр}$ , действующий на неподвижный цилиндр (радиуса  $R_1$ ) со стороны «внешнего» ( $R_2$ ), вращающегося с угловой скоростью  $\omega$ , с коэффициентом вязкости  $\mu$  жидкости в зазоре (рис.2) может быть получено из уравнения Навье – Стокса для установившегося осе симметричного течения и имеет вид:

$$M_{тр} = \mu \cdot \frac{4\pi \cdot l \cdot R_1^2 \cdot R_2^2}{R_2^2 - R_1^2} \cdot \omega. \quad (1)$$

<sup>1</sup> Набор изготовлен в цехе топливной аппаратуры Одесского СРЗ №1.



Ввиду специфической, для используемой в приборе ротационной пары, малости зазора ( $D \sim 10^{-5}$  м) в сравнении с радиусами ( $R_1 \approx R_2 \approx R \approx 3 \cdot 10^{-3}$  м) цилиндров  $R_2 = R_1 + D$ ;  $D \ll R$ , в приближении первого порядка малости для закручивающего «подвешенный» цилиндр момента сил вязкого трения  $M_{тр}$  получается более простое выражение:

$$M_{тр} = \frac{2\pi \cdot \mu \cdot l \cdot R^3}{D} \cdot \omega = 2\pi \cdot l \cdot \frac{R^2}{D} \cdot V \cdot \mu = 2\pi \cdot l \cdot R^2 \cdot \mu \cdot \gamma \quad (2)$$

где  $\gamma = V/D$  – скорость сдвиговой деформации ( $c^{-1}$ ).

При измерениях момент (2) компенсируется экспериментально определяемым (по углу поворота  $\varphi$  «подвешенного» цилиндра) моментом упругих (или квазиупругих) сил «закрученного» подвеса  $M_{упр} = K \cdot \varphi$ . Поэтому для расчета коэффициента вязкости однородной прослойки жидкости или «эффективной»  $\mu_{эфф}$  – неоднородной прослойки по известным параметрам зазора ( $l, D, R$ ), упругим свойствам подвеса: модуля  $K$ , линейной скорости  $V = \omega \cdot R_2$  вращения «внешнего» цилиндра и измеряемого при этой скорости угла  $\varphi$ , получаем рабочую формулу:

$$\mu_{эфф} = K \frac{D \cdot \varphi}{2\pi \cdot l \cdot R^2 \cdot V}, \quad \mu_{эфф} = C \frac{D\varphi}{V} = \frac{C \cdot \varphi}{\gamma} \quad (3)$$

где  $C = \frac{K}{2\pi \cdot l \cdot R^2}$  – постоянная прибора.

Формула (3) позволяет в опыте по измеряемым углам  $\varphi_i$  при соответствующей скорости  $V_i$  установить зависимость коэффициента вязкости  $\mu_{эфф}(V;D)$  жидкой прослойки различной толщины  $D$  от сдвиговой скорости  $V$  (или скорости деформации  $\gamma$ ) и может быть использована для оценки реологических характеристик ЭЖК слоя в его различных моделях.

Получим соотношения, позволяющие по измеренной величине  $\mu_{эфф}(V;D)$  установить такие параметры слоя как вязкость  $\mu_s$  и равновесную толщину  $d_{0s}$ , а также – «срезание слоя» течением. В простейшей модели «**жесткого срезаемого**» слоя ( $\mu_s = \infty$ ) очевидно, как и в [14], в (3) вместо толщины зазора  $D$  необходимо использовать толщину слоя текущей жидкости  $D'$  равную:  $D'(V) = D - 2d_s(V)$ . В этом приближении именно в таком зазоре меньшей толщины участвует в сдвиговом течении изотропная жидкость с ее коэффициентом вязкости  $\mu_0$ , и поэтому:

$$\mu_0 = C \cdot (D - 2 \cdot d_s) \cdot \frac{\varphi}{V} = (1 - 2 \cdot \frac{d_s}{D}) \cdot \frac{C \cdot \varphi}{\gamma} \quad (4)$$

Из (3) и (4) следует соотношение для расчета изменяющейся со скоростью толщины ЭЖК слоя  $d_s$  как функции определяемой в эксперименте «эффективной» вязкости, которая, в свою очередь, зависит от скорости сдвигового течения  $\mu_{эфф}(V)$ :

$$d_s(V) = \frac{D}{2} \cdot (1 - \frac{\mu_0}{\mu_{эфф}}) \quad (5)$$

Величина коэффициента  $\mu_0$  (и его температурная зависимость) определяется из опытов, в которых наличие приповерхностного слоя не сказывается на вяз-

кости прослойки, в частности, когда  $d_s \ll D$ , тогда  $\mu_0 = \mu_{эфф}$ . Условие  $d_s \ll D$  очевидно выполняется в больших зазорах ротационной пары, а также при больших сдвиговых скоростях, при которых приповерхностный слой «срезается» и  $d_s \rightarrow 0$ . Кроме того, величину  $\mu_0$  можно, как это было указано, измерять в опытах с помощью щелевого вискозиметра [14,15] и вискозиметра Освальда<sup>2</sup>.

По установленной зависимости  $d_s(V)$  определяются такие реологические параметры «жесткого срезаемого слоя» как «начальная» (при отсутствии «срезающего» слой течения) толщина слоя  $d_{0s} = d_s(V \rightarrow 0)$  и его «гидродинамическая прочность»  $U$  [14] - значение сдвиговой скорости течения, при которой  $d_{0s}$  уменьшается в  $e$  раз:  $d_s(U) = d_{0s}/e$ .

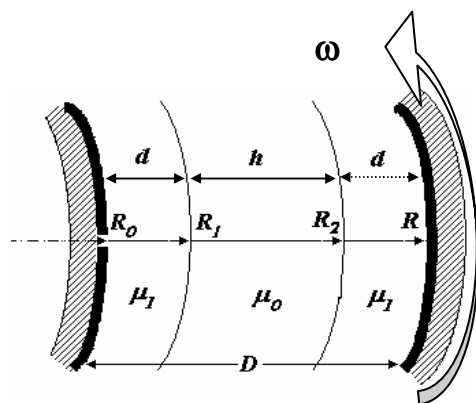


Рис.3. К расчету момента сил, закручивающего «подвешенный» цилиндр, в прослойке ротационной пары вискозиметра, содержащей ЭЖК слой вязкостью  $\mu_s$ , а в центральной части - изотропную жидкость с коэффициентом вязкости  $\mu_0$ .

В модели «**ЭЖК слой постоянной вязкости**» прослойка жидкости в коаксиальном зазоре (рис.3) содержит пристенные слои толщиной  $d_s = d$  с коэффициентом вязкости  $\mu_1$  и между ними - слой толщиной  $h$  изотропной, «объемной» жидкости с коэффициентом вязкости  $\mu_0$ .

Задача (1), (2) для сдвигового течения такой прослойки жидкости в зазоре отличается от задачи для однородной прослойки лишь граничными условиями. Из уравнения Навье-Стокса:

для линейной скорости  $V(\rho)$  сдвигового течения жидкости в зазоре получим:

$$\begin{aligned} \mu(\Delta \vec{V})_\varphi &= 0 \\ 0(\Delta \vec{V})_\varphi &= \Delta_\rho V_\varphi - \frac{1}{\rho^2} \cdot V_\varphi \quad \Delta_\rho = \frac{\partial}{\partial \rho} \left( \rho \frac{\partial}{\partial \rho} \right), \\ V_\varphi'' + \frac{1}{\rho} \cdot V_\varphi' - \frac{1}{\rho^2} \cdot V_\varphi &= 0 \end{aligned} \quad (6)$$

<sup>2</sup> В капиллярах последнего диаметром  $\varnothing \geq 0,5$  мм влияние ЭЖК слоя моторного масла на величину измеряемой вязкости  $\mu_0$  не превышает 1%.

Краевые условия этой задачи складываются из требования сцепления текущей жидкости со стенками и условия сопряжения скоростей и вязких напряжений на границах областей:

$$\begin{aligned} V_1(R_0)=0; \quad V_1(R_1)=V_2(R_1); \quad V_3(R_2)=V_2(R_2); \quad V_3(R)=\omega \cdot R; \\ \sigma_1(R_1)=\sigma_2(R_1); \quad \sigma_2(R_2)=\sigma_3(R_2). \end{aligned} \quad (7)$$

Из характеристического для (6) уравнения:  $v(v-1)+v-1=0$  и его решения  $v^2=1 \Rightarrow v=\pm 1$  следует, что линейная скорость как функции текущего радиуса равна:  $V_\varphi = a \cdot \rho + \frac{b}{\rho}$ , а в каждой из областей она определяется следующими выражениями:

$$\begin{aligned} V_1 &= a_1 \rho + \frac{1}{\rho} b_1 \quad R_0 \leq \rho \leq R_1, \\ V_2 &= a_2 \rho + \frac{1}{\rho} b_2 \quad R_1 \leq \rho \leq R_2 \\ V_3 &= a_3 \rho + \frac{1}{\rho} b_3 \quad R_2 \leq \rho \leq R, \end{aligned} \quad (8)$$

Напряжение силы вязкого трения, связанное со скоростью:  $\sigma_{\rho\varphi} = \mu \cdot \left( \frac{\partial V_\rho}{\partial \rho} - \frac{V_\varphi}{\rho} \right)$ ,

на границе  $\rho=R_0$  равно:  $\sigma(R) = \mu_1 \cdot \frac{2b_3}{R_0^2}$  и определяет момент сил трения, действующего на «внутренний» цилиндр с длиной образующей  $l$ :

$$M_{\text{тр}}(R_0) = (2\pi \cdot R_0 \cdot l \cdot \sigma) \cdot R_0 = 4\pi \cdot l \cdot b_3 \cdot \mu_1$$

Решение системы (8) дает для константы  $b_3$  выражение, зависящее от соотношения коэффициентов вязкости слоев  $\mu_1/\mu_0$ :

$$b_3 = \frac{\omega}{1/R^2 - 1/R_0^2 - (\mu_1/\mu_0 - 1) \cdot (1/R_1^2 - 1/R_2^2)}$$

Подставляя последнее в выражение для момента сил  $M_{\text{тр}}(R_0)$ , получим подобное (2) соотношение:

$$M = \frac{4\pi \cdot \mu_1 \cdot l \cdot \omega}{1/R^2 - 1/R_0^2 - (\mu_1/\mu_0 - 1) \cdot (1/R_1^2 - 1/R_2^2)}.$$

Ввиду того, что в опытах зазор  $D=R-R_0 < 50$  мкм и потому  $D \ll R$  (см. рис.3), в том же приближении первого порядка малости величины  $D/R$  для момента сил вязкого трения  $M_{\text{тр}}$ , закручивающих «подвешенный» цилиндр, получим (с учетом  $h=D-2d$ ) для рассматриваемой модели также более простое выражение:

$$M_{\text{тр}} = \frac{2\pi \cdot \mu_1 \cdot l \cdot \omega}{(R - R_0) + (\mu_1/\mu_0 - 1) \cdot (R_2 - R_1)} = \frac{2\pi \cdot l \cdot R^2}{2d/\mu_1 + h/\mu_0} \cdot V_R = \frac{2\pi \cdot l \cdot R^2 \cdot \mu_0 \cdot \gamma}{1 - \frac{2d}{D} \left(1 - \frac{\mu_0}{\mu_1}\right)}.$$

Приравнивая последнее измеряемому моменту  $M_{\text{тр}}$  (2), получим соотношение, связывающее коэффициент «эффективной» вязкости  $\mu_{\text{эфф}}$  (экспериментально определяемый по (3)) прослойки толщиной  $D$  с коэффициентами вязко-

сти "объемной" жидкости ( $\mu_0$ ), ее ЭЖК слоя ( $\mu_1=\mu_s$ ) и его общей толщины ( $2d_s=2d$ ) в прослойке (см. рис.4):

$$\mu_{\text{эфф}}(V) = \mu_0 \cdot \frac{1}{1 - \frac{2d_s(V)}{D} \cdot (1 - \frac{\mu_0}{\mu_s})}.$$

Отсюда искомое соотношение для расчета толщины ЭЖК слоя имеет вид:

$$d_s(V) = \frac{D}{2} \cdot \frac{1 - \frac{\mu_0}{\mu_s}}{1 - \frac{\mu_{\text{эфф}}}{\mu_s}}. \quad (9)$$

Как и следует ожидать, выражение (9), описывающее изменение толщины ЭЖК слоя в его модели «вязкого слоя», включает в себя как частный случай ( $\mu_s \gg \mu_0$ ) модель «гидродинамического жесткого слоя». При известных значениях величин коэффициентов  $\mu_0$  и  $\mu_s$  по соотношению (9) из опыта, как и ранее, но уже для модели «вязкого» слоя ЭЖК, также определяются его реологические параметры: равновесная «начальная» толщина и «гидродинамическая прочность». Величина коэффициента  $\mu_s$  устанавливается в экспериментах со «сверхтонкими» прослойками (в которых находится только ЭЖК фаза<sup>3</sup>), или в изотермических опытах по измерению вязкости неоднородных прослоек различной толщины  $D$  в щелевом вискозиметре.

В области больших зазоров (и малых скоростей) отклонения не велики и поэтому используется измеритель углов высокой чувствительности – струнный торсион по всей своей длине. Необходимость уменьшения (изменением длины струны) чувствительности при малых зазорах и больших скоростях, когда велики углы закрутки, существенно усложняет методику измерений. Кроме того, недостатком струнного торсиона является то, что при значительном его закручивании пропорциональность  $M_{\text{упр}}$  углу  $\varphi$  несколько нарушается, при этом в (3) приходится учитывать зависимость  $C(\varphi)$ , определяемую градуировкой. Калибровка прибора проводится по жидкостям с известной, измеренной независимыми стандартными методиками, вязкостью.

**5. Экспериментальные результаты и их обсуждение.** В качестве примера использования описанного вискозиметра и предложенной методики оценки реологических свойств ЭЖК слоев, приведем результаты по особенностям вязкости микронных прослоек моторного масла СAE-30. Масло тщательно очищалось от твердых примесей (бумажным и Шотовским фильтрами) и вискозиметрами Освальда (капилляры  $\varnothing=0,82$  мм и  $\varnothing=1,12$  мм) определялась температурная зависимость коэффициента вязкости «объемной» жидкости. Как указано выше, изготовителями моторных смазочных материалов для повышения их противоизносных свойств - «маслянистости» в масла, в том числе и в СAE-30, вводят присадки ПАВ. Последние как сурфактанты способствуют образованию на металлической поверхности ЭЖК слоя гомеотропной ориентации. Поэтому в

<sup>3</sup> Так, для масла СAE-30, с добавкой (1%) олеиновой кислоты, на металлической поверхности это условие выполняется при малых скоростях в зазорах  $D = 4$  мкм и 7 мкм.

предварительных измерениях оптической анизотропии (методом щелевого световода: переменной толщины и клиновидного [11,13]) в тонких ( $D \sim 4 \div 30$  мкм) прослойках масла между стальными подложками наблюдалось двулучепреломление (ДЛП), свидетельствующее о наличии такого слоя толщиной  $d_{0s} \sim 1 \div 2$  мкм. Проведенное нами дополнительное легирование базового масла ПАВ-ом путем введения 1 об % олеиновой кислоты (ОК) повышало величину ДЛП, что свидетельствовало о возрастании толщины ЭЖК слоя ( $d_{0s} \sim 5$  мкм при  $T \approx 273$  К) такой композиции.

Результаты вискозиметрических опытов в одной из прослоек ротационной пары ( $D=20$  мкм) приведены на рис.5 в виде не традиционных реологических кривых - экспериментальных зависимостей от скорости сдвиговой деформации  $\dot{\gamma}$  ( $\text{с}^{-1}$ ) коэффициентов «эффективной» вязкости (Па·с) легированного САЕ-30 и, для сравнения, очищенного базового масла - без добавки ОК.

Наблюдаемое (рис.4 и рис.5) понижение со скоростью деформации величины коэффициентов вязкости естественно связать со структурными изменениями в неоднородных прослойках жидкости, включающих ЭЖК слои с повышенной (в сравнении с «объемной») вязкостью - в силу гомеотропной ориентации молекул.

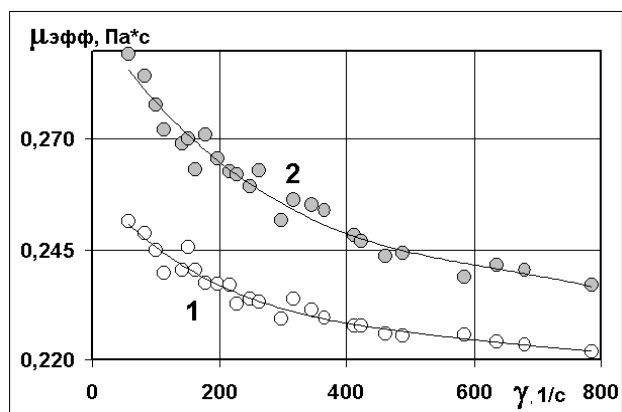


Рис.4.Эфф.вязкость САЕ-30 от скорости деформации. Прослойка  $D=20$ мкм. 1- «очищенное»; 2 - с присадкой (+1% ОК).  $T \sim 291$  К.

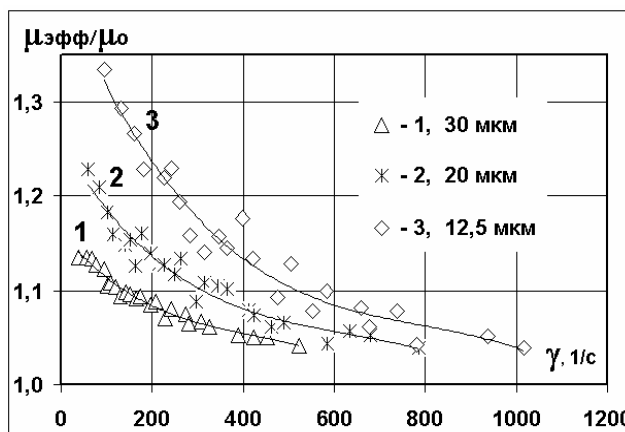


Рис.5.Относительная эфф.вязкость САЕ-30 +1% ОК от скорости деформации. Прослойки  $D$  (мкм): 1 - 30; 2 - 20; 3 - 12,5.  $T=291,5$  К.

В рассматриваемой простой модели слоя «постоянной вязкости» с ростом скорости деформации уменьшается лишь толщина структурированного слоя<sup>4</sup>, что и приводит уменьшению влияния этого слоя на общую - эффективную вязкость прослойки. В меньшей степени это влияние проявляется в прослойках больших толщин  $D$ , что следует из рис.5. На нем приведены зависимости относительной (по отношению к вязкости  $\mu_0$  «объемной» жидкости) эффективной

<sup>4</sup> Ясно, что реально при этом происходят и структурные изменения в слое: например, переориентация анизотричных молекул масла (изменение направления вектора-директора) и обусловленная этим вязкость слоя, что должно учитываться в его более сложной реологической модели.

вязкости легированного масла в трех зазорах вискозиметра. Из рисунков видно также, что при высоких скоростях деформации ( $\gamma \sim 500 \div 1000 \text{ с}^{-1}$ ) коэффициент вязкости  $\mu_{\text{эфф}}$  становится равным (рис.4, рис.5) его значению  $\mu_0$  ( $\sim 0,23 \text{ Па}\cdot\text{с}$ , САЕ-30+1% ОК и  $\sim 0,22 \text{ Па}\cdot\text{с}$ , «чистое» САЕ-30 при  $T=291 \text{ К}$ ) для объемной жидкости.

Полученные экспериментальные зависимости позволяют по выведенным соотношениям (5) и (9) рассчитать толщину  $d$  ЭЖК слоя и ее изменение с течением в простейших моделях слой «гидродинамически жесткий» и «постоянной вязкости», соответственно. Такие расчетные толщины  $d_s$  «срезаемого» течением ЭЖК слоя легированного масла (в его прослойке  $D=20 \text{ мкм}$ ) от сдвиговой скорости  $V$  (мм/с) приведены на рис.7.

Аппроксимация точек (как и в [9], экспонентой:  $d_s = d_0 \cdot \exp(-V/U)$ ) позволила провести оценку «начальной» толщины ЭЖК слоя в обеих его моделях ( $d_0 \approx 1,8$  и  $4,6 \text{ мкм}$ , соответственно) и такой его «гидродинамической прочности» как скорость сдвига  $U=9,4 \text{ мм/с}$ , при которой толщина уменьшается в  $e$  раз. На рис.7 приведены результаты расчета «срезания» слоя (в его «вязкой» модели)

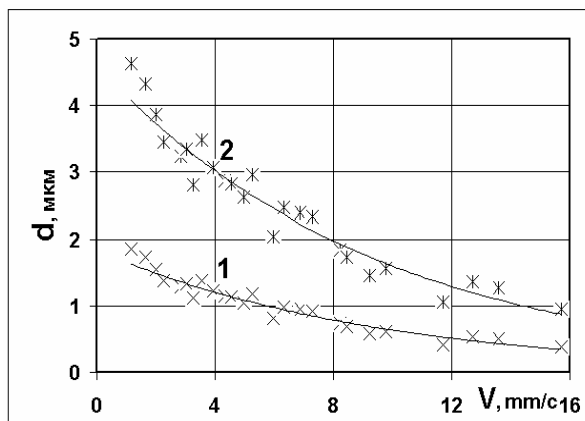


Рис.6. Толщина ЭЖК слоя САЕ-30 +1% ОК от скорости сдвига. Модели: 1 – «жесткий»,  $d_0=1,8$ ; 2 – «вязкий»,  $d_0=4,6$ .  $U=9,4 \text{ мм/с}$ . Прослойка  $D=20 \text{ мкм}$ .  $T=290,5 \text{ К}$ .

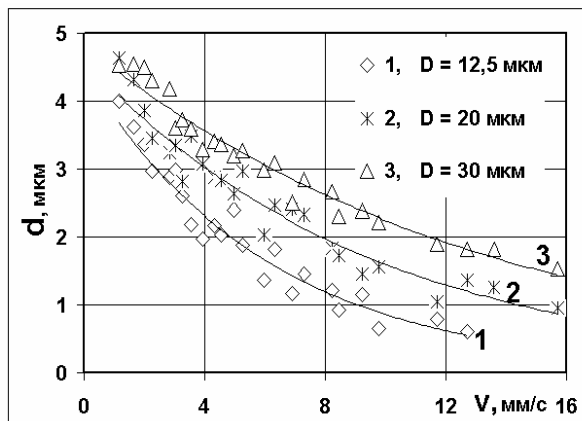


Рис.7. Толщина «вязкого» ЭЖК слоя САЕ-30 +1% ОК от скорости сдвига.  $D$  (мкм) и «прочность»  $U$  (мм/с): 1 - 12,5 и 6,1; 2 - 20 и 9,4; 3 - 30 и 13,9.  $\langle d_0 \rangle = 4,5$ .  $T=291,5 \text{ К}$ .

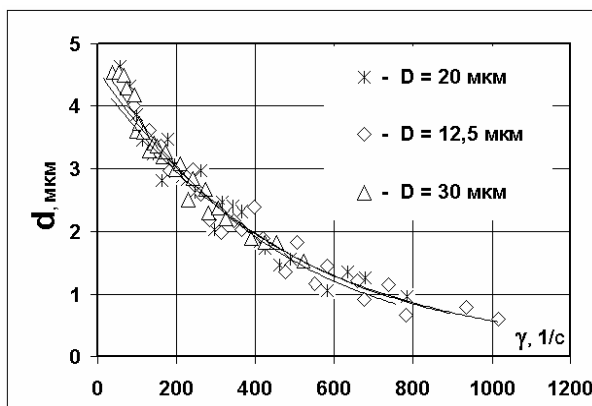


Рис.8. Толщина «вязкого» ЭЖК слоя САЕ-30 +1% ОК от скорости деформации.  $D$  (мкм) и «прочность»  $\gamma^*$  ( $\text{с}^{-1}$ ): 12,5 - 488; 20 - 472; 30 - 433.  $\langle d_0 \rangle = 4,5$ .  $T=291,5 \text{ К}$ .

от сдвиговой скорости  $V$  (мм/с) уже в трех зазорах  $D$  ротационной пары (12,5; 20 и 30 мкм) - по данным экспериментов, показанных на рис.5.

Расчитанная равновесная толщина  $d_0$  слоя в этих опытах, проведенных при близких температурах ( $T \approx 20$  °С,  $\Delta T = 0,5$  °С), практически одинакова и в среднем составляет  $d_0 \approx 4,5$  мкм. Отметим, что характер «срезания» слоя течением зависит (рис.7) от размера  $D$  прослойки. В толстых прослойках крутизна кривой  $d(V)$  меньше, а введенная выше «прочность» слоя  $U$ , характеризующая эту крутизну, больше.

Напротив, в координатах: толщина слоя « $d_s$ » – скорость деформации « $\gamma$ » эти зависимости идентичны. На рис.8 приведены результаты соответствующего пересчета тех же экспериментальных (рис.5) и расчетных (рис.7) зависимостей толщины  $d_s(\gamma)$  «вязкого» ЭЖК слоя, а также параметры аналогичных экспоненциальных аппроксимаций  $d_s = d_0 \cdot \exp(-\gamma/\gamma^*)$ . Как видно из рис.8, в прослойках различных толщин  $D$  практически совпадают не только начальная толщина «вязкого» ЭЖК слоя (ее среднее значение  $\langle d_{0s} \rangle \sim 4$  мкм), но и крутизна кривых. Т.е. величина уже такой “гидродинамической прочности” слоя как скорость деформации сдвига  $\gamma = \gamma^*(c^{-1})$ , при которой толщина слоя ( $d_s(\gamma^*) = d_0/e$ ), практически не зависит от размера прослойки  $D$ . Из анализа таких же, в прослойках различных толщин  $D$ , зависимостей  $d_s(\gamma)$  в модели «жесткого» ЭЖК слоя следует, что при ином значении параметра  $d_0$  ( $\sim 2$  мкм), величина параметра  $\gamma^*$  остается неизменной. Независимость величины  $\gamma^*$  от условий опыта и, в отличие от  $d_0$ , от принятой модели расчета, позволяет утверждать, что этот параметр может служить реологической характеристикой ЭЖК слоя. Для «вязкого» и «жесткого» слоя САЕ-30 с присадкой ОК при температуре  $T = 293$  К средняя величина  $\langle \gamma_{в}^* \rangle \approx 460$  с<sup>-1</sup>. Для препарата без присадки значение этого параметра заметно меньше:  $\langle \gamma_{ж}^* \rangle \approx 310$  с<sup>-1</sup> (при той же температуре).

**Выводы.** Измерения вязкости тонких прослоек позволяют, дополнительно к известным методикам изучения структурных свойств ЭЖК слоев, определить их реологические особенности, что актуально для решения теоретических и прикладных вопросов, в частности, задач, связанных с эксплуатацией узлов трения. Ротационным вискозиметром усовершенствованной конструкции установлено, что эффективный коэффициент вязкости  $\mu_{эфф}$  микронных прослоек моторного масла САЕ-30 отличается от его значения  $\mu_0$  в «объеме» жидкости и зависит от скорости сдвигового течения  $V$  в прослойке и ее толщины  $D$ . Это связано с неоднородностью масляных прослоек - наличием в них ЭЖК слоев, толщина которых  $d_s$  с ростом  $V$  убывает. Получены соотношения, позволяющие по экспериментальным зависимостям  $\mu_{эфф} = F(V; D)$  рассчитать в двух простых гидродинамических моделях слоя - «жесткого» и «вязкого» такие его свойства как вязкость  $\mu_s$ , равновесную толщину  $d_{0s}$ , зависимость  $d_s(V)$  – «срезание слоя» со скоростью. Введенный параметр  $\gamma^*$  - скорость сдвиговой деформации, разрушающая слой, характеризует его «гидродинамическую прочность» на «срезание» и может служить реологической характеристикой ЭЖК слоя. Для моторного масла САЕ-30 с присадкой (1 об % олеиновой кислоты) на стальной подложке  $d_0 \sim 4$  и 2 мкм (в гидродинамических моделях слоя «вязкий» и «жесткий», соответственно), а  $\gamma^* \sim$

$460\text{с}^{-1}$ . Рассчитываемая равновесная толщина слоя  $d_0$  и параметр  $\gamma^*$  определяют антифрикционное качество масла. Этим качеством можно управлять путем легирования смазочного материала ПАВ, способствующим образованию ЭЖК слоя и влияющим на его свойства.

### Литература

1. Алтоиз Б.А. Асланов С.К. Моделирование структурированного приповерхностного слоя в динамике вязкой жидкости. // Доповіді національної академії наук України. – 2003. – Т.9 – С.76-79.
2. Гулин Е.И., Якубо Д.П. и др. Справочник по горюче-смазочным материалам в судовой технике. -Л.: Судостроение, 1987. – 224 с
3. Папок К.К. Смазочные масла. -М.: Воениздат, 1962. – 256 с.
4. Ахматов А. С. Молекулярная физика граничного трения. – М.: Наука, 1964. – 541с.
5. Derjaguin B.V., Altoiz B.A. and Nikitenko I.I. Epitropic Liquid Crystal layers of Nonmesogens on Quartz Substrate. // Journal of Colloid and Interface Science. 1991. – Vol.145. N2. – P.441-446
6. Дерягин Б.В., Поповский Ю.М., Алтоиз Б.А. Открытие СССР “Явление образования гомогенной граничной жидкокристаллической фазы немезогенной жидкости”. Диплом N388. // Открытия и изобретения 1991. N12.- С.1.
7. Дерягин Б.В., Чураев Н.В., Муллер В.М. Поверхностные силы. -М.: Наука, 1985. – 398 с.
8. Derjaguin B.V., Karasev V.V. Study of boundary viscosity of organic liquids by the blow-off method. // Surface and Coll. Sciences. N.J: Phenum Press. – 1993. – V.15. – P.221–264.
9. Фуртак Э.С., Алтоиз Б.А., Пыжов Е.В. Ротационный вискозиметр для исследования тиксотропии структурированных прослоек жидкости// Международн. период. сб. научн. трудов "Обработка дисперсных материалов и сред". – 2002. – Вып.12. – С.268-271
10. Алтоиз Б.А., Пыжов Е.В., Народицкая Т.В., Ханмамедов С.А. Трибологические особенности граничных смазочных слоев судовых топлив и масел. // Научн. техн. сборник "Судовые машины и механизмы". – Одесса: 2003. – №8 –С.45-49
11. Поповский Ю.М., Ханмамедов С.А., Заблоцкий Ю.В. Связь ориентационной упорядоченности в пристенных слоях со «смазочной способностью». // Вопросы физики формообразования и фазовых превращений. – Калинин: КГУ. –1989. – С.49-57.
12. Сайт <http://www.tribo.ru/new/dictionary.html>. «Граничная смазка» // ТИС (Трение, износ, смазка). Научно-технический электронный журнал. Словарь. 2005.
13. Алтоиз Б.А., Поповский Ю.М. Физика приповерхностных слоев жидкости. – Одесса: Астропринт, 1996. – 153 с.
14. Поповский Ю.М., Берникова Н.Б. Исследование оптической анизотропии граничных слоев полидиметилсилоксилван и его смесей с тетрадеканом // Вопросы физики формообразования и фазовых превращений. – Калинин: КГУ, 1988. – С.25-32.



15. Алтоиз Б.А., Поповский А.Ю. Метод клиновидной кюветы исследования ориентационно упорядоченных пристенных слоев, сформированных вблизи непрозрачных подложек. // Вісник Одеськ. держ. ун-ту. – 1998. – № 4. – Фіз.-мат. науки. С. 22 -26;
16. Царгородская А.Б., Алтоиз Б.А., Поповский А.Ю. Исследование ориентационной упорядоченности пристенных слоев нитробензола, образованных на металлической поверхности. // Физика аэродисперсных систем. – Одесса: Вища школа, 1998. – В.37. – С.104-107.
17. Алтоиз Б.А., Поповский Ю.М. Капиллярный вискозиметр для исследования тонких неоднородных жидких прослоек. // Вісник Одеськ. держ. ун-ту. – 2001. – Т.6 № 3. Фіз.-мат. науки. – С. 191–198.
18. Алтоиз Б.А., Дейнега В.Т. Влияние граничного слоя жидкости на эффективность теплообмена в системах с каналами малого сечения. // Научно-технический сборник «Тепловые режимы и охлаждение радиоэлектронной аппаратуры». – Одесса, 2001. – Вып.1. – С.15-18
19. Алтоиз Б.А., Дадонова Е.Ю., Дейнега В.Т., Макуха Е.В. Измерение параметров граничного слоя теплоносителя влияющих на интенсивность теплообмена. // Там же, – 2003. – Вып. 1. – С.29-33.

*Б. А. Алтоіз, С. К. Асланов, А. Ф. Бутенко*

### **Ротаційний віскозиметр для дослідження мікронних прошарків**

#### АНОТАЦІЯ

Ротаційним віскозиметром досліджена залежність в'язкості тонких (4-50 мкм) неоднорідних прошарків, які включають пристінні структуровані шари, від швидкості зсувної течії. Розраховані основні реологічні властивості ЕРК шару: коефіцієнт в'язкості, характер "зрізу" шару зі швидкістю течії та "гідродинамічна стійкість" у моделях "жорсткого" та "в'язкого" шару.

*B. A. Altoiz, S. K. Aslanov, A. F. Butenko*

### **Rotational viscometer for measuring of micron interlayers**

#### SUMMARY

Rotational viscometer was used for measuring of the viscosity dependence of thin (4 -50 μm) inhomogeneous interlayer, inclusive structured wall-adjacent layers, on the velocity of shear flow. The main rheological characteristics of ELC layers, such as viscosity index, the character of the layer “shearing” with the velocity flow and the hydrodynamic strength according to the models of “hard” and “viscous” layer were calculated.

УДК 536.46

*Э.П. Ильченко, Н.И. Полетаев, Т.А. Флорко, А.В. Флорко*

*Одесский национальный университет им. И. И. Мечникова, г. Одесса  
Институт горения и нетрадиционных технологий*

## **Излучательные характеристики пылевых пламен частиц циркония**

В статье приведены основные характеристики ламинарного дисперсного диффузионного (ЛДДФ) и ламинарного предварительно перемешанного (ЛППФ) факелов циркония. Предложена методика определения оптических характеристик и температуры конденсированной фазы, образующейся в ЛДДФ циркония. Показано, что исследуемый объект можно считать серым источником излучения в спектральном диапазоне  $0.35 \div 1$  мкм. Теплопотери излучением в теплообмене ЛДДФ циркония составляют около 20% от общего тепловыделения, а в ЛППФ Zr – 30%. Зависимость мнимой части показателя преломления от температуры и длины волны для оксида циркония для температур свыше 2500 К аппроксимирована аналитическим выражением. Оценен вклад массовой доли субмикронной фракции в излучение ЛППФ циркония, что позволяет оценить ее содержание в конечном продукте.

### **Введение**

Проблема переноса излучения в рассеивающих, поглощающих и излучающих средах представляет интерес как для физики горения, астрофизики и т.д., так и для решения сугубо практических задач, связанных с созданием различного рода энергетических, технологических и т.п. устройств. Решение задач о переносе излучения применительно к конкретным системам требует информации о факторах эффективности рассеяния ( $Q_s$ ) и поглощения излучения ( $Q_a$ ), которую, как правило, получают расчетным путем на основе теории Ми [1]. При вычислениях используются комплексные показатели преломления  $m = n - i\chi$ , величины которых должны быть известны в широком интервале температур. Понятны, в связи с этим, трудности, с которыми приходится сталкиваться при определении  $n$  и  $\chi$  при температурах горения, тем более вблизи фазовых переходов.

Иной аспект указанной проблемы тесно связан с диагностикой по спектрам излучения параметров высокотемпературных объектов, содержащих частицы микронного и субмикронного размера.

Настоящая работа посвящена исследованию спектральных излучательных и оптических характеристик частиц оксида циркония для температур 2500 К и выше. В настоящее время результаты подобных систематических исследований мы не обнаружили.

### Экспериментальная установка, методики измерений

Объект исследования – стационарный ламинарный диффузионный дисперсный факел (ЛДДФ) циркония – стабилизировали на коаксиальной «пылевой горелке» [2]. По внутренней трубе горелки подавались газозвесь частиц циркония в азоте с наиболее вероятным радиусом  $r_m \approx 2.1$  мкм. По кольцевому зазору между внешней и внутренней трубой поступал окислитель (кислород). Массовая концентрация горючего во взвеси на выходе горелки определялась методом фильтрации ( $C_f = 0.55 \cdot 10^{-3}$  г/см<sup>3</sup> при объемном расходе несущего газа  $W = 250$  см<sup>3</sup>/с). Частицы циркония (в условиях ЛДДФ) горят гетерогенно [3], поэтому размер частиц продуктов сгорания с учетом плотностей металлического циркония, окиси циркония и стехиометрического коэффициента, должен быть примерно в 1.1÷1.2 раза больше размера частиц исходного металла. Мы здесь не учитываем образование некоторого количества полых сфер [3] и дробление горящих частиц в результате взрывов. Дисперсный анализ исходных частиц (Zr) и конденсированных продуктов сгорания (к-частиц ZrO<sub>2</sub>) проводился с использованием оптического и электронного микроскопов.

Исходной информацией для исследования излучательных и оптических характеристик частиц при температурах горения являлась спектральная светимость  $r_\lambda$ , измерение которой проводилось в диапазоне длин волн  $\lambda = 0,35 \div 1$  мкм, и интегральная светимость в области  $\lambda = 2 \div 20$  мкм. В качестве эталонных источников света использовались банд-лампа СИ 10-300 с увиолевым окном и модель абсолютно черного тела. Результаты измерения спектральной светимости для приведенных выше условий представлены на рис. 1.

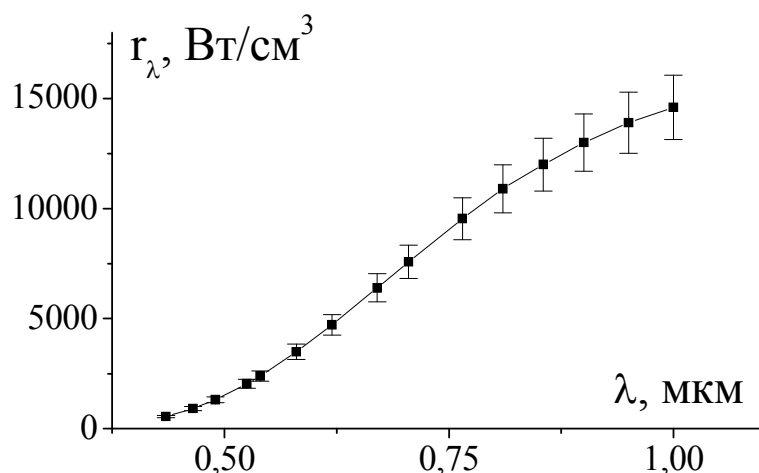


Рис. 1. Спектральная светимость ЛДДФ циркония

Температура конденсированной фазы (к-фазы) определялась полицветовым методом [4] из графика зависимости  $\ln(r_\lambda \cdot \lambda^5)$  от  $1/\lambda$ . В исследованном диапазоне длин волн указанный график представлял собой прямую, что, с одной стороны, свидетельствовало о серости источника в диапазоне длин волн  $\lambda = 0,35 \div 1$  мкм, а, с другой стороны, позволило по тангенсу угла наклона прямой определить истинную температуру к-фазы во фронте факела ( $T_k = 2510 \pm 70$  К). Спектральная испускательная способность факела  $\varepsilon_\lambda$  определялась как отношение спек-

тральной светимости объекта и спектральной светимости абсолютно черного тела  $r_{\lambda,b}$  при температуре  $T_k$ :  $\varepsilon_\lambda = r_\lambda/r_{\lambda,b} = 0.006 \pm 0.001$ . Ширину фронта факела  $L_{\text{эфф}}$  находили из радиальных распределений световых потоков путем абелевских преобразований. Это стало возможным благодаря достаточно высокому пространственному разрешению спектральной установки ( $\sim 50 \div 100$  мкм) и в силу того, что объект исследования, как показали оценки, оказался оптически тонким. Действительно, длину свободного пробега фотона  $\lambda_{a,s}$  по отношению к поглощению (индекс а) или рассеянию (s) к-частицей можно оценить согласно соотношению:

$$\lambda_{a,s} = \frac{1}{\sigma_{a,s} n_{Zr}} = \frac{1}{Q_{a,s} \pi r^2 n_{Zr}}, \text{ где } \sigma_{a,s} - \text{сечение поглощения или}$$

рассеяния,  $Q_{a,s}$  – фактор эффективности соответствующего процесса,  $n_{Zr}$  – счетная концентрация частиц Zr,  $\text{см}^{-3}$ . Принимая  $Q_{a,s} = 1$  и  $n_{Zr} = \frac{3C_f}{4\pi r_{03}^3 \rho_{Zr}}$ , где:  $r_{03}$ ,  $\rho_{Zr}$

– среднекубический размер и плотность частиц Zr, получаем  $\lambda_{a,s} \approx 3$  см. Это значение существенно выше протяженности источника излучения (ширина фронта факела  $L_{\text{эфф}}$  не превышает 2 мм).

Очевидно, что во фронте факела с учетом теплового расширения счетная концентрация частиц и окиси циркония ( $n_{pf}$ ) будет равна  $n_{pf} = n_{Zr} T_{g0}/T_{gf}$ , где  $T_{g0}$  и  $T_{gf}$  – температура газа вблизи среза горелки и во фронте факела соответственно. Последняя определялась по абсолютным интенсивностям резонансных линий Na и оказалась близкой по величине к температуре к-фазы. Высоту факела (h) находили с помощью видеосъемки. Основные параметры факела представлены в таблице 1.

Таблица 1. Основные параметры ЛДДФ Zr

Объемный расход $W$ , $\text{см}^3/\text{с}$	$250 \pm 50$
Концентрация горючего $C_f$ , $\text{г}/\text{см}^3$	$(5.5 \pm 0.6) \cdot 10^{-4}$
Наиболее вероятный размер частиц Zr $r_m$ , мкм	2.1
Счетная концентрация частиц Zr, $n_{Zr}$ , $\text{см}^{-3}$	$(2.5 \pm 0.3) \cdot 10^6$
Средняя скорость газозвеси на срезе горелки $v$ , $\text{см}/\text{с}$	$55 \pm 2$
Температура конденсированной фазы во фронте факела $T_k$ , К,	$2510 \pm 70$
Диаметр устья горелки $d$ , мм	24
Высота факела $h$ , см	17
Массовый расход горючего, г/с	0,14
Ширина фронта факела $L_{\text{эфф}}$ , мм	$1.5 \pm 0.3$
Концентрация частиц во фронте факела $n_{pf}$ , $\text{см}^{-3}$	$(3 \pm 0.4) \cdot 10^5$

### Вклад излучения в тепловом балансе пылевого факела частиц циркония

Как показали измерения, при горении циркония развивается достаточно высокая температура, которая может обеспечить большие световые потоки, влияющие на теплообмен. Для оптически тонких источников между интенсив-

ностью излучения  $I$  и интегральной светимостью  $R = \varepsilon\sigma_B T^4$  имеет место соотношение:

$$I = \frac{4R}{L_{\text{эфф}}} = \frac{4\varepsilon\sigma_B T^4}{L_{\text{эфф}}} \quad (1)$$

Под интенсивностью понимаем мощность излучения единицы объема в  $4\pi$  телесный угол на всех длинах волн.

Учитывая (1), получаем мощность излучения от факела:

$$P_{\text{изл}} = 4\varepsilon\sigma_B T^4 \cdot S \quad (2)$$

где  $S$  – площадь боковой поверхности факела.

С другой стороны, мощность тепловыделения в результате горения равна:

$$P_{\text{хим}} = WC_f q = qC_f v \cdot \frac{\pi d^2}{4} \quad (3)$$

где  $q = 1.2 \cdot 10^4$  Дж/г – тепловой эффект реакции ( $Zr + O_2$ );  $v$  – скорость подачи газозвеси;  $d$  – диаметр горелки.

В результате, разделив (2) на (3), получаем долю излучения в тепловом балансе факела:

$$\eta = \frac{P_{\text{изл}}}{P_{\text{хим}}} = \frac{8\varepsilon\sigma_B T^4 h}{d \cdot v \cdot C_f q} \approx 0.21 \pm 0.03 \quad (4)$$

Из проведенного анализа видно, что роль излучения в теплообмене ЛДДФ  $Zr$  сводится к теплотерям, которые составляют около 20% от общего тепловыделения. Следует отметить, что вычисления величин интегральных световых потоков проводились на базе данных для видимого и ближнего ИК - диапазона длин волн. Иначе говоря, в предположении постоянства  $\varepsilon_\lambda$ . Насколько это верно, можно судить лишь на основе измерений величин световых потоков в ИК-диапазоне длин волн. Такие измерения были проведены с помощью пироэлектрического приемника МГ-30 для  $\lambda = 2 \div 20$  мкм. Оказалось, что интегральная светимость  $R_{2-20} = 5300 \pm 700$  Вт/м<sup>2</sup>. После расширения результата измерений с помощью функции Планка на весь диапазон длин волн получаем:  $R_\phi = 14000 \pm 2000$  Вт/м<sup>2</sup>.

С другой стороны, результаты вычислений  $R = \varepsilon\sigma_B T^4$  показали, что  $R_\phi = 13500 \pm 2000$  Вт/м<sup>2</sup>.

Видно хорошее согласие результатов. Таким образом, можно считать, что спектральная испускательная способность фронта ЛДД факела  $\varepsilon_\lambda$  в достаточно широком интервале длин волн от 0.3 до 20 мкм меняется несущественно. Это облегчает учет излучения в теплообмене. К сожалению,  $\varepsilon_\lambda$  не является первичной информацией и зависит от ряда параметров горячей системы, таких как концентрация частиц, протяженность источника, факторов эффективности поглощения  $Q_a$  и рассеяния  $Q_s$ . Эти безразмерные оптические характеристики зависят как от характерного размера частицы, действительной и мнимой частей комплексного показателя преломления  $\tilde{n} = n - i \cdot \chi$  (и, как следствие, температуры), так и от длины волны излучения  $\lambda$ . Расчеты  $Q_a$  и  $Q_s$ , как правило, проводятся с использованием теории Ми. При этом исходной информацией является  $\tilde{n}$ . Параметр  $n$  слабо зависит от температуры и поэтому хорошо известен, в то

время как  $\chi$  может быть экспоненциальной функцией температуры. Исследованию оптических характеристик  $ZrO_2$  при высоких температурах и посвящен следующий раздел.

### Оптические константы оксида циркония при температурах горения

При высоких температурах оксид циркония можно отнести к полупроводникам, что видно из экспоненциальной зависимости электропроводности  $\sigma$  от температуры, которые ограничены величиной  $T = 2273$  К. Данные для температуры, реализующейся при горении  $Zr$   $T \approx 2500$  К и выше, отсутствуют. Можно, однако, ожидать, что результаты [5, 6] допускают экстраполяцию в область высоких температур. Сказанное требует экспериментальной проверки. Отметим, что электропроводность  $ZrO_2$  нас интересует в связи с тем, что от нее зависит мнимая часть показателя преломления  $\chi$  в соответствии с соотношением [7]:

$$\chi(T) = \frac{\lambda \sigma(T)}{4\pi \epsilon_0 n c} \quad (5)$$

Мнимая часть показателя преломления  $\chi$  является исходной информацией при расчете факторов эффективности поглощения  $Q_a$  и рассеяния  $Q_s$ . Впрочем, последние, при условии, что  $\chi \ll n$ , слабо зависят от  $\chi$  и определяются, главным образом, действительной частью показателя преломления, величина которого весьма слабо зависит от температуры.

Другой аспект решаемой в данном разделе задачи связан с проверкой зависимости  $\chi(\lambda)$ , что позволит убедиться в справедливости формулы (5) и в надежности результатов измерений мнимой части показателя преломления при высоких температурах.

Определение величины  $\chi$  для различных длин волн проводилось следующим образом. По результатам измерений спектральной светимости  $r_\lambda$  ЛДДФ циркония и по ширине фронта определялась спектральная интенсивность излучения  $I_\lambda$  конденсированной фазы  $ZrO_2$  согласно (1).

Интенсивность  $I_\lambda$  с учетом полидисперсности может быть представлена в виде:

$$I_\lambda = N_k \cdot r_{\lambda b} \int 4\pi r^2 Q_a(r) \cdot f(r) dr = \frac{4r_\lambda}{L_{эфф}} \quad (6)$$

где  $f(r)$  - функция распределения частиц по размерам. Функция  $f(r)$  определялась на основе дисперсного анализа. Было установлено, что распределение частиц по размерам подчиняется логнормальному закону:

$$f(r) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \gamma r} \exp\left(-\left(\ln^2\left(\frac{r_0}{r}\right)\right)/(2\gamma^2)\right), \quad (7)$$

где  $\gamma = 0.5$ ;  $r_0 = 2.1$  мкм.

В соответствии с [1] полагаем, что величина  $Q_a$  равна испускательной способности частиц  $ZrO_2$ . Принимая во внимание, что спектральный коэффициент поглощения для единичной концентрации представляет собой интеграл:

$$\beta_{a\lambda} = \int_0^{\infty} Q_a(r, \lambda) \pi r^2 f(r) dr, \quad (8)$$

и учитывая, что  $\varepsilon_{\lambda} = \frac{\Gamma_{\lambda}}{\Gamma_{\lambda b}}$ , из (8) получаем:

$$\beta_{a\lambda} = \frac{\varepsilon_{\lambda}}{L_{\text{эфф}} \cdot N_k} \quad (9)$$

С другой стороны, величину  $\beta_{a\lambda}$  можно рассчитать с использованием теории Ми и функции распределения  $f(r)$  для различных значений мнимой части показателя преломления  $\chi$  и длины волны  $\lambda$ .

Для заданной  $\lambda$  расчетным путем подбиралось такое значение  $\chi$ , при котором вычисленная величина  $\beta_{a\lambda}$  равнялась  $\beta_{a\lambda \text{эксп}}$ , найденной экспериментально согласно соотношению (9). Результаты вычислений представлены на рис.2. Видно, что  $\chi$  зависит от  $\lambda$  практически по линейному закону:

$$\chi = A + B \cdot \lambda = \chi_1 + \chi_2(\lambda) \quad (10)$$

где  $A = (1.2 \pm 0.12) \cdot 10^{-4}$ ;  $B = (6.4 \pm 0.16) \cdot 10^{-3} \text{ мкм}^{-1}$ . Согласно (10),  $\chi$  представимо в виде суммы двух слагаемых: постоянной составляющей  $\chi_1$  и зависящей от длины волны  $\chi_2$ , причем  $\chi_2 \sim \lambda$ , что соответствует зависимости (5).

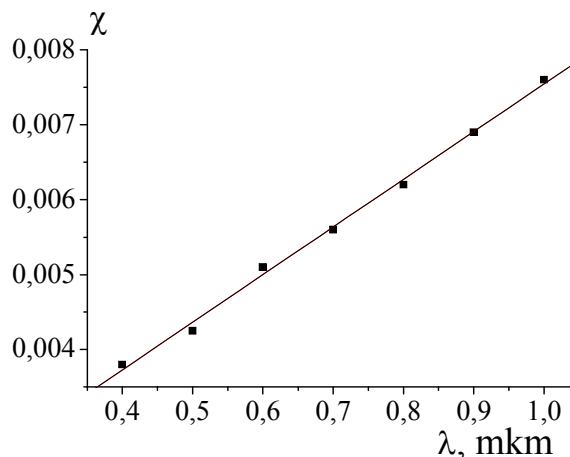


Рис. 2. Мнимая часть показателя преломления оксида циркония при  $T \approx 2510 \text{ К}$

Таким образом,  $\chi_2$  связано с взаимодействием излучения и электронов зоны проводимости, что и обуславливает ее экспоненциальную зависимость от температуры. Физический смысл первого слагаемого не очевиден, однако вклад его в поглощение излучения по крайней мере при  $T \sim 2500 \text{ К}$  и выше в видимом и ИК-диапазонах длин волн не столь существенен. Найдем теперь по данным измерений величину электропроводности  $\sigma$  для  $\text{ZrO}_2$  при температуре  $T = 2510 \text{ К}$ , имея в виду, что  $\sigma_1 = B \cdot 4 \pi \varepsilon_0 \cdot n c \approx 470 \text{ Ом} \cdot \text{м}^{-1}$ .

Сравним полученный результат с данными [5, 6], которые были экстраполированы в область высоких температур. Для  $T = 2510 \text{ К}$  получили:

$$\sigma_2 = (230 \pm 60) \text{ Ом} \cdot \text{м}^{-1}.$$

Видно, что найденная величина  $\sigma_1$  практически вдвое превышает результат экстраполяции данных [5, 6]. Возможно, это связано с температурной зависи-

мостью ширины запрещенной зоны  $ZrO_2$  или с тем, что горящие частицы циркония представляют собой раствор  $Zr$  и  $ZrO_2$ . Тем не менее, в первом приближении температурную зависимость  $\chi(T)$  можно учесть на основе соотношения (7) и функции  $\sigma(T)$ , найденной по данным [5, 6]:

$$\sigma(T) = \sigma_0 \cdot T^{3/2} \cdot \exp(-10000/T) \quad (11)$$

Используя соотношения (5), (10), (11), окончательно получаем:

$$\chi(T, \lambda) = 1.2 \cdot 10^{-4} + 2.7 \cdot 10^{-6} \cdot T^{3/2} \cdot \exp(-10000/T) \cdot \lambda \quad (12)$$

В формуле (12) длина волны  $\lambda$  измеряется в мкм.

О степени надежности полученного выражения (12) можно судить, сравнивая результаты расчетов и измерений спектральной светимости факела  $r_\lambda$  частиц  $Zr$  с существенно отличающейся температурой к-фазы. Были проведены измерения  $r_\lambda$  ламинарного предварительно перемешанного факела (ЛППФ) газовзвеси частиц циркония. Несущим газом являлся окислитель. Для обеспечения 100% полноты сгорания частиц в ЛППФ создавался избыток окислителя (3÷5). Концентрация горючего и скорость подачи сохранялись такими же, как и в ЛДДФ (см. табл. 1). Однако параметры факела и дисперсный состав продуктов сгорания оказались отличными. Помимо "крупной" фракции с наиболее вероятным радиусом 2.1 мкм появилась "мелкая" фракция – 0.01 мкм, причем массовая доля последней достигала 30%. Очевидно, что в этом случае горение не является чисто гетерогенным. Основные параметры факела представлены в таблице 2 и определялись согласно методикам, описанным выше.

Фотография факела приведена на рис. 3.



Рис.3. Внешний вид ЛППФ циркония



Табл. 2. Основные параметры ЛПП - факела Zr

Температура к-фазы во фронте факела $T_k$ , К	$3580 \pm 70$
Высота факела, см	3-5
Ширина фронта факела $L_{эфф}$ , мм	1.5-2
Концентрация частиц ("крупная" фракция) во фронте факела $N_k$ , $см^{-3}$	$(2 \pm 0,3) \cdot 10^5$
Диаметр устья горелки, d, мм	16

На рис. 4 представлены результаты расчетов спектральной светимости ЛППФ в приближении аддитивного вклада в световой поток обеих фракций. Вычисления проводились с использованием формул (6), (12) и теории Ми. Из рис. 4 видно, что результаты измерений (2) и расчетов (3) находятся в неплохом согласии. Причем, результаты 3, учитывающие наличие во фронте факела 30% мелкой фракции, лучше описывают результаты измерений, чем результаты 1, полученные в предположении чисто гетерогенного горения. Интересно отметить, что ведущую роль в излучении факела циркония играют микронные частицы. Образование мелкой фракции, массовая доля которых составляет 30%, приводит к снижению приблизительно на такую же величину спектральной светимости. Эта особенность может использоваться при качественном анализе выхода мелкой фракции.

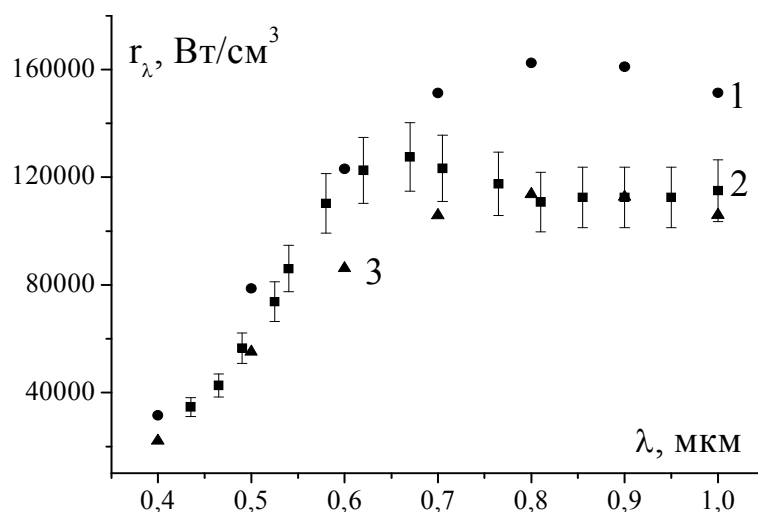


Рис. 4. Спектральная светимость ЛППФ циркония (эксперимент – 2; расчет – 1, 3)

Результаты измерений позволили выявить (по схеме, описанной выше и соотношению (4)) роль излучения в тепловом балансе ЛППФ циркония, достигающую величины  $\eta = 0,3 \pm 0,05$ .

### Выводы

Экспериментальные исследования спектральной светимости показали, что ЛДДФ циркония в спектральном диапазоне  $0,35 \div 1$  мкм можно считать серым источником излучения. Это позволило определить с использованием полицветового метода температуру истинную температуру к-фазы во фронте факела, которая оказалась равной  $2510 \pm 70$  К. Такая температура обеспечивает боль-

шие световые потоки, влияющие на теплообмен. Оценки роли излучения (на базе данных для видимого и ближнего ИК - диапазона длин волн) в теплообмене ЛДДФ циркония показали, что она сводится к теплотерям, которые составляют около 20% от общего тепловыделения. Для ЛППФ циркония она достигает величины 30%. При температурах, развивающихся во фронте факела, оксид циркония можно считать полупроводником. Это позволяет по результатам измерений спектральной светимости и с использованием теории Ми предложить зависимость вида  $\chi(T, \lambda) = 1.2 \cdot 10^{-4} + 2.7 \cdot 10^{-6} \cdot T^{3/2} \cdot \exp(-10000/T) \cdot \lambda$ , применимой для температур свыше 2500 К и широкого спектрального диапазона. Также проведена оценка вклада субмикронной фракции оксида циркония, образующейся в ЛППФ циркония, в его излучение, что позволяет по результатам спектральных исследований оценить долю субмикронной фракции.

### Литература

1. Борен К. Ф., Хафмен Д.Р. Поглощение и рассеяние света малыми частицами. – М: Мир, – 1986. – 660 с.
2. Агеев Н. Д., Вовчук Я. И., Горошин С. В., Золотко А. Н., Полетаев Н. И. Стационарное горение газозвесей твердых горючих. Ламинарный диффузионный факел // Физика горения и взрыва. – 1990. – Т. 26, № 6. – С. 54-62.
3. Золотко А.Н., Вовчук Я.И., Полетаев Н.И., Флорко А.В. Синтез наноксидов в двухфазных ламинарных пламенах // Физика горения и взрыва. – 1996. – Т.32, №3. – С. 24-33.
- 4.Белинский Н. И., Козицкий С. В., Флорко А. В. Скоростной спектральный прибор для исследования излучательных характеристик дисперсных продуктов сгорания // Физика аэродисперсных систем. –1985. Т.28. – С. 38-42.
5. Самсонов Г.В. Физико-химические свойства окислов. – М.: Металлургия, 1978. – 471 с.
6. Таблицы физических величин: Справочник / Под ред. акад. Кикоина И.К. - М.: Атомиздат, – 1976. – 1006 с.
7. Уханов Ю. И. Оптические свойства полупроводников. – М.: Наука, 1977. – 368 с.

***Е.П.Ильченко, М.І. Полетаєв, Т.А. Флорко, А.В. Флорко***  
**Випромінювальні характеристики пилових полум'їв**  
**частинок цирконію**

### АНОТАЦІЯ

У статті наведені основні характеристики ламинарного дисперсного дифузійного (ЛДДФ) та ламинарного попередньо перемішаного (ЛППФ) факелів цирконію. Запропоновано методику визначення оптичних характеристик та температури конденсованої фази, що утворюється у ЛДДФ цирконію. Показано,

що об'єкт, що досліджується, можна вважати сірим джерелом випромінювання у спектральному діапазоні  $0.35\div 1$  мкм. Втрати тепла випромінюванням у теплообміні ЛДДФ Zr становлять близько 20% від загального тепловивільнення, а у ЛППФ цирконію – 30%. Залежність уявної частини показника заломлення від температури та довжини хвилі для оксиду цирконію для температур вищих за 2500 К апроксимована аналітичним виразом. Оцінений внесок масової долі субмікронної фракції у випромінювання ЛППФ цирконію, що дозволяє оцінити її вміст у кінцевому продукті.

*E.P. Ilchenko, N.I. Poletaev, T.A. Florko, A.V. Florko*

### **Radiation Characteristics of the Dust Flames of Zirconium Particles**

#### **SUMMARY**

The main features of laminar diffusion disperse (LDDF) and laminar premixed (LPF) flames of zirconium are presented in the article. The methodic that allows determining of optical characteristics and the temperature of the condensed phase forming in LDDF Zr is offered. It's shown that the investigated object can be considered as a gray radiator in the spectral range  $0.35\div 1$  mkm. The radiation losses of heat in heat-transfer of LDDF of zirconium are about 20% of the general produce of heat, and are 30% for LPF of zirconium. The dependence of imaginary part of complex refractive index on temperature and wavelength for zirconium oxide for temperatures higher than 2500 K is approximated by the analytical formula. The contribution of mass share of submicron fraction to the radiation of LPF Zr is evaluated. It allows to evaluate its content in the final product.

*В.В. Головки, В.К. Баронецкий, А.К. Копейка*

*Одесский национальный университет им. И. И. Мечникова, г. Одесса  
Институт горения и нетрадиционных технологий*

### **Распространение пламени по тонким пленкам жидкого топлива на металлических подложках**

Исследовано распространение диффузионного пламени (гептан, этанол) и пламени разложения (азидоэтанол) по тонким пленкам жидкого топлива на медных проволоках. Показано, что скорость распространения пламени уменьшается с увеличением диаметра проволоки и слабо зависит от угла наклона  $\varphi$  проволоки относительно горизонтали в широком диапазоне изменений  $\varphi$  (от 45 до 90 градусов). В механизме распространения пламени, наряду с теплопроводностью подложки, важную роль играет и ее теплоемкость.

Процесс распространения волны горения по веществу, находящемуся в контакте с инертной подложкой, отличается сложным характером теплообмена в системе, влиянием термической толщины компонентов на скорость и пределы распространения волны. Вместе с тем, такой тип волнового горения довольно часто встречается на практике (распространение пламени по деревянным и металлическим конструкциям, по разливам горючих жидкостей, тканям и т. д.).

В работах [1 – 3] было исследовано распространение диффузионного пламени по термически тонкой системе: жидкое топливо, нанесенное на поверхность металлических фольг.

В настоящей работе исследовалось распространение волны горения по тонким пленкам этанола, гептана и азидоэтанола (АЭ) на медных проволоках (подложках), т. е. в условиях теплообмена, отличных от [1-3]. Изучалось распространение как диффузионного пламени (этанол, гептан), так и пламени разложения взрывчатого вещества – азидоэтанола. Основной целью работы было выяснение особенностей распространения пламени по пленкам топлив, отличающихся механизмом горения, а также влияние ориентации подложки на скорость процесса.

Эксперименты проводились на установке, схема которой приведена на рис. 1. Тонкие медные проволоки (1) длиной 0,5 м и различных диаметров ( $d = 0,09 \div 1$  мм) закрепляли вертикально в зажимах (2), и на их поверхность наносилось топливо. Толщина слоя топлива оценивалась весовым и оптическим методами и составляла в экспериментах 10 – 20 мкм. Постоянство толщины пленки топлива в период подготовки образцов обеспечивалась непрерывной дозировкой топлива на проволоку вплоть до момента зажигания. Поджиг осуществлялся в верхней части проволоки, и исследовалось распространение пламени сверху вниз. Для измерения характерных температур подложки использовали медь-константановую термопару (3), медным элементом которой служила

сама подложка. Термограммы снимались при помощи запоминающего осциллографа С 8-13. Конструкция установки позволяла изменять ориентацию проволоки (угол  $\varphi$ ) относительно горизонтальной плоскости.

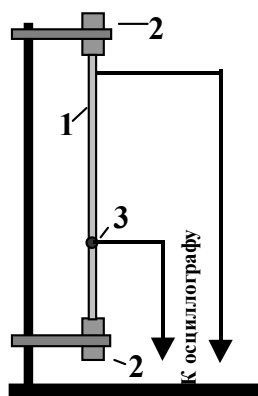


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

Как показали эксперименты, качественная картина распространения пламени по пленкам топлива, нанесенных на тонкие проволоки, одинакова для всех исследованных топлив. После небольшого нестационарного периода, реализуется стационарное распространение пламени с постоянной линейной скоростью  $u$ . Это означает, что структура волны горения представляет собой неизменное во времени пространственное распределение температур и концентрационных профилей.

На рис. 2 приведена типичная фотография распространения пламени по пленке этанола. Видно, что пламя охватывает проволоку, способствуя интенсивному теплообмену между факелом и подложкой. Для выяснения механизма передачи тепла по слоевой системе, сравним характерные времена тепловой релаксации в слоях топлива –  $\tau_f = \frac{h_f^2}{a_f}$ , подложки –  $\tau_s = \frac{h_s^2}{a_s}$  и характерного време-

ни передачи тепла вдоль проволоки –  $\tau_b = \frac{a_s}{u^2}$ . Здесь  $h_f$ ,  $h_s$  – толщина пленки то-

плива и подложки;  $a_f$ ,  $a_s$  – коэффициенты температуропроводности топлива и подложки;  $u$  – скорость распространения пламени. Как показали оценки харак-

терных времен для условий экспериментов,  $\tau_b$  более, чем на порядок больше  $\tau_f$  и  $\tau_s$ . Это означает, что выравнивание температуры в толще подложки и топлива происходит гораздо быстрее, чем передача тепла вдоль проволоки. Следовательно, распределения температур по радиусу проволоки и в толще жидкой пленки топлива не существенно влияют на характер процесса, и есть основания полагать, что такая слоевая система является «термически тонкой» [4].

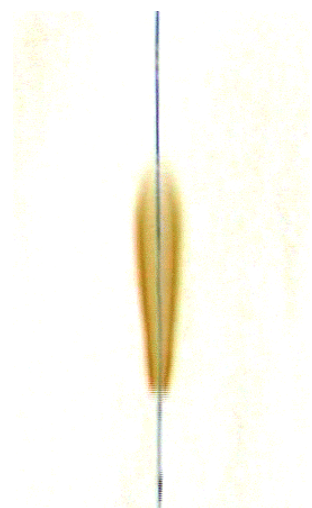


Рис. 2. Факел этанола на проволоке диаметром 0,53 мм

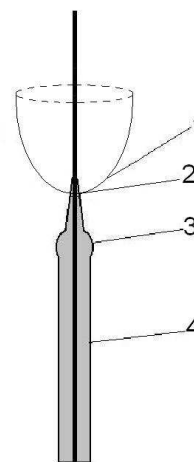


Рис. 3. Структура горения жидкого топлива на проволоках

Таким образом, физическая картина процесса распространения диффузионного пламени такова: тепло от факела пламени нагревает проволоку и передается теплопроводностью по проволоке, нагревая жидкое топливо.

Детальная визуализация процесса распространения пламени позволяет выделить следующие характерные элементы (рис. 3): фронт пламени (1) с передней кромкой (2); небольшой валик жидкого топлива (3) перед кромкой факела; пленка топлива (4). Образование валика топлива перед фронтом пламени можно объяснить течением пленки топлива в направлении градиента температуры (эффект Марангони) [1]. В опытах удавалось создать условия, когда перед фронтом пламени образовывался капля жидкости, размером  $\sim 2$  мм, которая скользила перед кромкой пламени с постоянной скоростью, равной скорости распространения пламени, т. е. относительное расположение капли топлива и передней кромки факела пламени не менялось.

Для получения информации о структуре тепловой волны в подложке, проводилось термографирование процесса распространения пламени. Типичная термограмма приведена на рис. 4. Как видно, можно выделить две характерные температуры –  $T_1$  и  $T_2$ .  $T_2$  – максимальная температура части проволоки, находящейся в факеле пламени. Температура  $T_1$  соответствует небольшому плато, указывающему на фазовый переход топлива, обусловленный тем, что на спае термопары перед кромкой факела пламени образуется небольшая капелька топлива. Испаряющаяся капелька «замораживает» температурный профиль проволоки перед фронтом пламени. Характерные значения температур медных проволок диаметром 0,3 мм, наблюдавшихся в опытах приведены в табл. 1. В этой же таблице приведены удельные теплоты сгорания и испарения ( $Q_{сг}$  и  $L$  соответственно) и температуры кипения топлив  $T_k$ .

Таблица 1

Топливо	$Q_{сг}, \frac{\text{ккал}}{\text{г}}$	$L, \frac{\text{ккал}}{\text{моль}}$	$T_{к}, \text{К}$	$d = 0,3 \text{ мм}$	
				$T_1, \text{К}$	$T_2, \text{К}$
Гептан	11,6	8,7	371	370	600
Этанол	6,5	10,3	351	350	580
АЭ	2,2	11,4	433	420	640

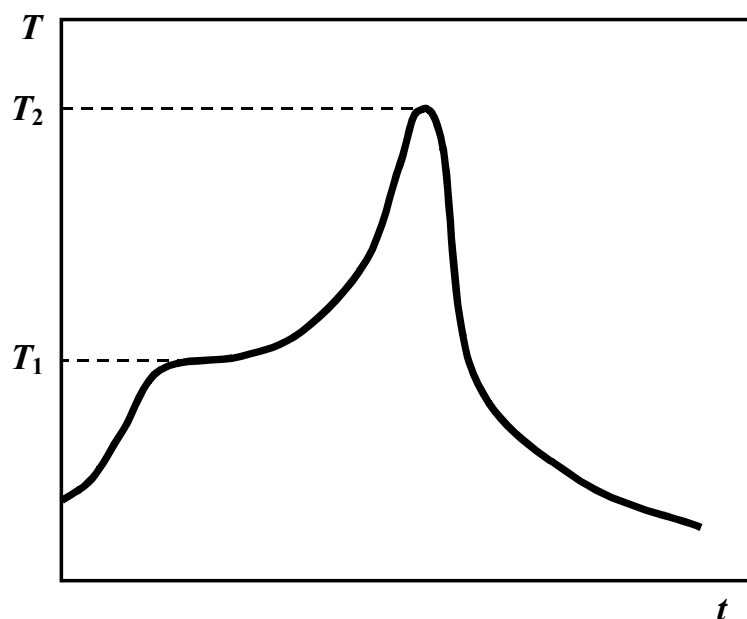


Рис. 4. Характерная термограмма процесса горения пленок топлива

Из табл. 1 видно, что при распространении диффузионных пламен по пленкам топлива (гептан, этанол), чем больше теплота сгорания ( $Q_{сг}$ ) топлива, тем выше и температура проволоки  $T_2$ . При распространении пламени по пленке азидоэтанола такой корреляции не наблюдается, поскольку кинетическое пламя разложения паров АЭ образуется непосредственно у поверхности жидкого топлива [5], что обуславливает меньшую конусность факела, чем факела диффузионных пламен. Такая конусность обеспечивает лучшие условия теплообмена факела пламени АЭ и проволоки. Соответственно характерные температуры подложки  $T_1$  и  $T_2$  оказываются сравнительно высокими. Температуры  $T_1$  перед передней кромкой факела для всех примененных нами топлив близки к их температурам кипения. Таким образом, температурное состояние подложки определяется не только условиями теплообмена проволоки с факелом пламени и пленкой топлива, но и физическими свойствами самого топлива.

Обратимся теперь к зависимостям скорости распространения пламени от диаметра проволок (рис. 5). Линией на графике показана расчетная кривая зависимости скорости распространения пламени от диаметра подложки для АЭ.

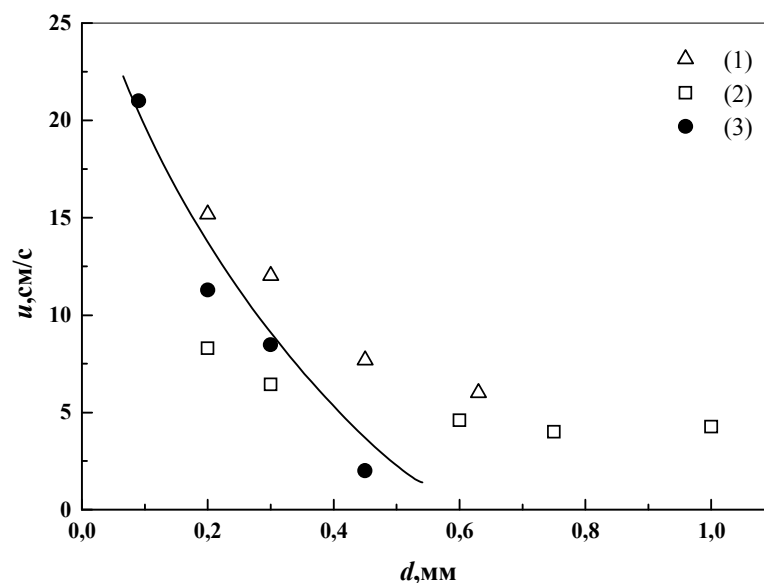


Рис. 5. Зависимости скорости распространения пламени от диаметра проволоки для различных топлив (гептан (1), этанол (2), азидоэтанол (3))

Отметим, что величина скорости горения пленок исследованных топлив в условиях экспериментов на 2 – 3 порядка превышает значения скорости горения топлив в стеклянных трубках [7]. Увеличение диаметра проволоки приводит к снижению температуры пленки топлива и, как следствие, уменьшению скорости распространения пламени.

Это связано с тем, что отношение количества тепла, подводимого от факела к проволоке и тепла, которое тратится на прогрев самой проволоки убывает с ростом  $d$ . Несмотря на общее подобие кривых  $u(d)$ , их характер несколько различен. Так, для пленок АЭ наблюдается более резкая зависимость скорости пламени от диаметра проволоки, чем для пленок гептана и этанола. Очевидно, это связано с механизмом горения топлив, определяющим влияние начальной температуры вещества на скорость его горения. Известно что, АЭ горит в кинетическом режиме т. к. содержит в себе горючее и окислитель и не нуждается во внешнем окислителе. Соответственно скорость его горения экспоненциально зависит от начальной температуры топлива [5, 7]. Для углеводородных топлив, горящих в диффузионном режиме, скорость горения лишь логарифмически увеличивается с увеличением температуры топлива. Поэтому для пленок гептана и этанола, скорость распространения пламени слабее зависит от диаметра подложки, чем для пленок АЭ. Различие в наклонах кривых  $u(d)$  для гептана и этанола, по-видимому, определяется удельной теплотой испарения: у гептана эта она меньше, чем у этанола, а значит меньшее количество энергии необходимо для его испарения. Поэтому зависимость  $u(d)$  для гептана менее чувствительна к изменению подводимого теплового потока.

При распространении пламени по пленке АЭ, находящегося в тепловом контакте с металлической подложкой имеет место дополнительный теплоподвод в зону химической реакции по подложке. Это приводит к повышению температу-



ры горения [8]. В отсутствии внешнего теплоподвода, температура горения определяется величиной тепловыделения в зоне реакции:

$$Q = c(T_b - T_0) \quad (1)$$

где  $Q$  – количество теплоты, выделяемое единицей массы,  $c$  – удельная теплоемкость топлива,  $T_b$  – температура горения паров топлива,  $T_0$  – начальная температура топлива.

Если же есть внешний тепловой поток с плотностью  $q$ , то температура горения  $T_{bq}$  возрастает и определяется соотношением:

$$\frac{q}{\rho u_q} + Q = c(T_{bq} - T_0) \quad (2)$$

где  $u_q$  – скорость распространения фронта реакции при наличии внешнего теплоподвода,  $\rho$  – плотность паров АЭ. В этом случае отношение скоростей горения с внешним теплоподводом  $u_q$  и без него –  $u_0$  – представляется в виде [8]:

$$\frac{u_q}{u_0(T_b)} \approx \frac{u_0(T_{bq})}{u_0(T_b)} = \exp\left[\frac{E}{2RT_b^2} \frac{q}{\rho c u_q}\right], \quad (3)$$

где  $E$  – энергия активации реакции распада АЭ,  $R$  – универсальная газовая постоянная,  $u_0(T_b)$  определяется уравнением Зельдовича-Беляева. Для распространения пламени по пленке АЭ на тонкой проволоке плотность теплового потока можно записать в виде:

$$q = \alpha(T_2 - T_{II}), \quad (4)$$

где  $T_{II}$  – температура паров АЭ;  $T_2$  – температура части проволоки, находящейся в факеле,  $\alpha$  – коэффициент теплообмена. Тогда уравнение для расчета скорости пламени по пленкам АЭ на подложках будет:

$$u_q = u_0 \exp\left[\frac{E}{2RT_b^2} \frac{a \text{Nu}(T_2 - T_{II})}{d \cdot u_q}\right], \quad (5)$$

где  $a = \frac{\lambda}{c\rho}$  – температуропроводность паров АЭ,  $d$  – диаметр проволоки.

В расчетах принимались следующие значения:  $E = 158760 \frac{\text{Дж}}{\text{моль}}$ ,

$T_b = 1100 \text{ К}$ ,  $\lambda = 738 \frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}}$ ,  $\rho = 2,5 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$ ,  $c = 2100 \frac{\text{Дж}}{\text{кг}}$ . Ввиду малости толщины

пленки топлива в расчетах принималось  $T_{II} \approx T_1$ , а  $\text{Nu} = 4$ . Результаты расчета для АЭ приведены на рис. 5 (сплошная кривая). Как видим, расчетные данные хорошо согласуются с экспериментальными. Отметим, что такой подход к расчету скорости распространения пламени по пленкам топлива на подложках справедлив лишь для топлив, скорость горения которых лимитируется кинетикой химических реакций.

Экспериментально были обнаружены верхний ( $d_{\text{кр1}}$ ) и нижний ( $d_{\text{кр2}}$ ) пределы распространения пламени по диаметру проволоки (табл. 2).

Таблица 2

Топливо	$d_{кр1}$ , мм	$d_{кр2}$ , мм	$T_k$ , К
АЭ	0,50	0,09	433
Гептан	0,65	0,15	371
Этанол	1,40	0,20	351

Существование верхнего предела распространения пламени обусловлено тем, что с увеличением диаметра проволоки, большее количество тепла, поступающего от факела пламени, рассеивается в массе проволоки. Соответственно, уменьшается и подвод тепла к жидкой пленке топлива и его не хватает на образование стехиометрической смеси паров топлива с воздухом – горение затухает. По-видимому, предельный диаметр проволок связан с температурой кипения топлива. Так, чем меньше  $T_k$ , тем больше критический диаметр проволок (см. табл. 2).

Наличие верхнего предела распространения пламени свидетельствует о том, что в механизме передачи тепла по подложке, важную роль играет и теплоемкость слоевой системы. Действительно, эффективная теплопроводность термически тонкой системы определяется как [7]:

$$a_* = \frac{\lambda_f h_f + \lambda_s h_s}{c_f \rho_f h_f + c_s \rho_s h_s} \quad (6)$$

где  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности,  $c$  – удельная теплоемкость,  $\rho$  – плотность. Индексы  $s$  и  $f$  относятся к подложке и жидкому топливу соответственно. Поскольку в условиях экспериментов  $\lambda_s h_s \gg \lambda_f h_f$ , то последнее выражение можно привести к виду:

$$a_* = a_s \cdot \beta \quad (7)$$

где  $\beta = \frac{c_s \rho_s h_s}{c_f \rho_f h_f + c_s \rho_s h_s}$  – есть доля теплоемкости подложки в слоевой системе

«пленка топлива – подложка». Поэтому скорость распространения пламени должна зависеть не только от теплопроводности проволоки, но и от ее теплоемкости. Действительно, как видно из рис. 6, скорость пламени уменьшается с увеличением  $\beta$ . При этом, для пленок гептана, имеющего меньшую удельную теплоту испарения, скорость распространения пламени оказывается более чувствительной к изменению теплоемкости подложки. На графике для наглядности линиями усреднены зависимости  $u(\beta)$  отдельно для гептана (1) и сразу для этанола с АЭ (2 и 3).

Нижний предел распространения пламени связан с тем, что с уменьшением диаметра проволоки интенсифицируется теплообмен между факелом и проволокой. Проволоки прогреваются до высоких температур, соответственно увеличивается и поток тепла по проволоке к пленке топлива, скорость испарения которого увеличивается. Создаются условия, когда топливо оказывается испаренным на большом расстоянии от кромки факела. В этом случае прекращается подвод паров топлива к фронту горения и процесс распространения пламени затухает. Поскольку температуры кипения этанола и гептана меньше, чем АЭ,

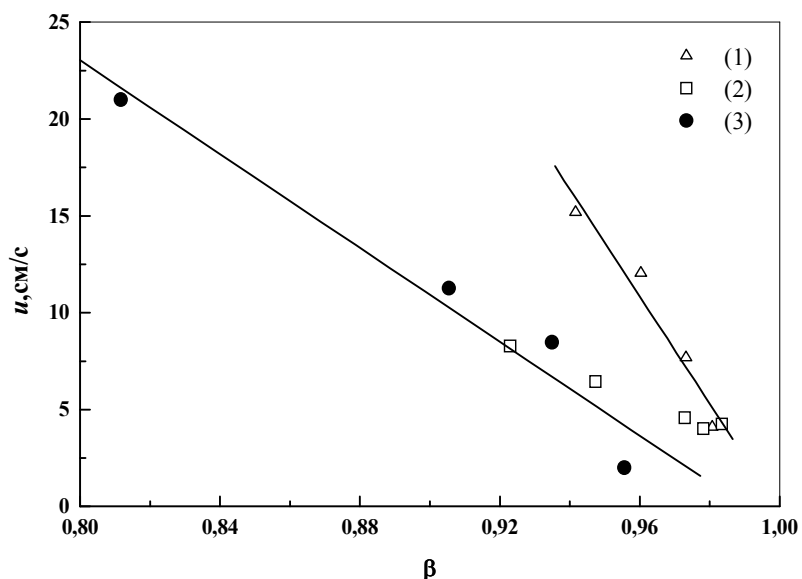


Рис. 6. Зависимость скорости распространения пламени от доли теплоемкости подложки в системе «топливо–подложка» (гептан (1), этанол (2), азидоэтанол (3)).

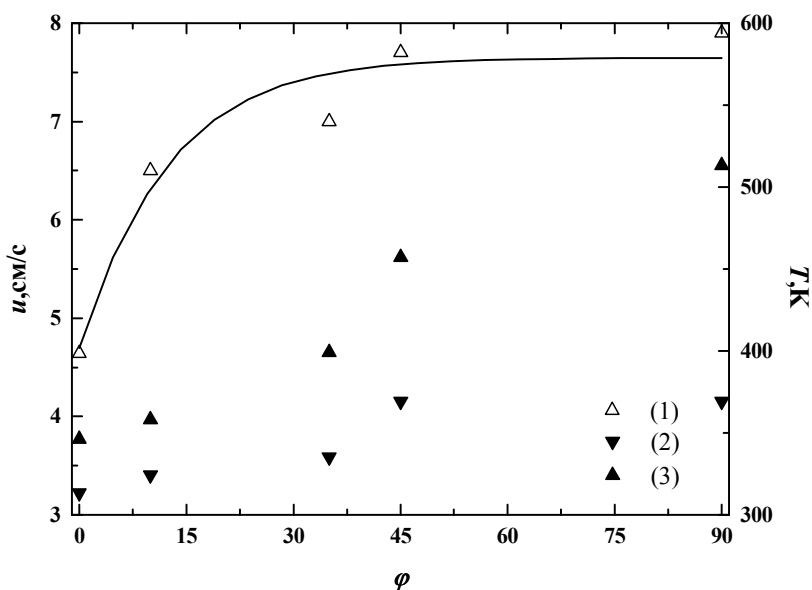


Рис. 7. Зависимости скорости распространения пламени гептана – 1, характерных температур  $T_1$  – 2 и  $T_2$  – 3 от угла наклона проволоки  $\phi$ . Диаметр проволоки ( $d = 0,5$  мм).

то и предел распространения пламени наблюдался на проволоках большего диаметра. О температурном состоянии тонких проволок на пределе горения свидетельствует тот факт, что при распространении пламени по пленке АЭ на проволоках диаметром 0,09 мм, проволока перегорала, т. е. ее температура достигала температуры плавления меди  $T_{пл} = 1356$  К.

Обсудим теперь вопрос о влиянии ориентации проволоки в пространстве на скорость распространения пламени. В опытах проводилось изменение наклона проволоки от вертикали ( $\varphi = 90^\circ$ ) к горизонтальному положению ( $\varphi = 0^\circ$ ). Для пленок гептана на рис. 7 представлены зависимости скорости распространения пламени (усреднено линией) и характерных температур  $T_1$  и  $T_2$  от угла наклона проволоки  $\varphi$ .

При изменении угла наклона проволоки, скорость пламени и температура  $T_2$  части проволоки, находящейся в факеле пламени, меняются незначительно вплоть до  $\varphi \approx 45^\circ$ . При  $\varphi < 45^\circ$  происходит резкое уменьшение как температуры, так и скорости пламени, обусловленное изменением условий теплообмена проволоки и факела за счет изменения площади их соприкосновения. Так, при  $\varphi = 90^\circ$  (вертикальное положение проволоки) факел пламени полностью охватывает проволоку, обеспечивая ее максимальный прогрев. С уменьшением угла наклона, за счет конвекции, площадь соприкосновения факела и проволоки уменьшается. Переход к полному охвату факелом проволоки наблюдается при  $\varphi \approx 45^\circ$ . Отметим, что при конвективном распространении пламени (поджиг снизу), скорость распространения увеличиваются в 5 – 7 раз.

Таким образом, высокие скорости горения пленок топлива на металлических проволоках обусловлены высокой скоростью передачи тепла теплопроводностью подложки. Подводимое в предпламенную зону тепло, не только прогревает топливо, но идет на испарение и подогрев его паров, увеличивая энтальпию пара до уровня, обеспечивающего существование стационарной волны горения. Вместе с тем, в механизме передачи тепла в волне горения важную роль играет и теплоемкость подложки.

### Литература

1. Коржавин А. А., Бунев В. А., Гордиенко Д. М., Бабкин В. С. Поведение пламен, распространяющихся по пленкам жидкости на металлических подложках // Физика горения и взрыва. – 1998. – Т. 34, № 3. – С. 15 – 18;
2. Коржавин А. А., Бунев В. А., Намятов И. Г., Бабкин В. С. Распространение пламени над пленкой жидкого топлива на металлических подложках // Физика горения и взрыва. – 2000. – Т. 36, № 3. – С. 25 – 30;
3. Намятов И. Г., Минав С. С., Бабкин В. С., Бунев В. А., Коржавин А. А. Диффузионное горение пленки жидкого топлива на металлической подложке // Физика горения и взрыва. – 2000. – Т. 36, № 5. – С. 12 – 21;
4. Рыбанин С. С., Соболев С. Л. Скорости и пределы горения конденсированного вещества при теплообмене с инертной средой. – «Препринт» /РАН ОНХФ, №993. – Черноголовка. – 1988. – 32 с.

5. Головка В. В., Канишин С. П. и др. Горение капли азидоэтанола при атмосферном и пониженных давлениях // Физика горения и взрыва. – 1990. – Т.26, № 5. – С. 61 – 64.
6. Бахман Н.Н., Беляев А.Ф. Горение гетерогенных конденсированных систем. – М.: Наука. – 1967. – С. 226;
7. Копейка А. К. Кандидатская диссертация. – ОНУ им. И. И. Мечникова, Одесса. – 2000. – С. 239;
8. Мержанов А. Г., Хайкин Б. И. Теория волн горения в гомогенных средах. – ИСМ АН СССР. – Черноголовка. – 1992. – 160 с.

*В. В. Головка, В. К. Баронецкий, А. К. Копейка*

**Поширення полум'я по тонким плівкам рідинного палива  
на металевих субстратах**

**АНОТАЦІЯ**

Досліджено поширення дифузійного полум'я (гептан, етанол) і полум'я розкладу (азидоетанол) по тонких плівках рідинного палива на мідних дротах. Показано, що швидкість поширення полум'я зменшується зі збільшенням діаметра дроту і слабо залежить від кута нахилу  $\varphi$  дроту відносно горизонталі в широкому діапазоні зміни  $\varphi$  (від 45 до 90 градусів). У механізмі поширення полум'я поряд з теплопровідністю субстрату, важливу роль відіграє її теплоємність.

*V. V. Golovko, V. K. Baronetskiy, A.K. Kopeyka*

**Flame spread over thin layers of liquid fuel on metal substrates**

**Summary**

The results of experimental study of flame spread over thin layers of heptane, ethanol, and ethanol azide at contact of the liquid fuels with thin copper wires are presented. It was shown, that the velocity of flame decreases with growth of diameter of wire and one insignificant depends from the value of inclination angle  $\varphi$  of a wire in interval (from 45 to 90 degrees). The heat capacity of substrate with the thermal conductivity is plays an important part for the mechanism of flame spread.

### **Структура ламинарного диффузионного двухфазного факела**

Рассмотрена теоретическая модель ламинарного диффузионного двухфазного факела (ЛДДФ), сформулированная с учетом конечности скорости взаимодействия окислителя с твердым горючим. В модели использованы общепринятые при описании двухфазных потоков методы механики сплошной среды. Выявлены основные особенности структуры ЛДДФ, ее аналогии и отличия от диффузионного гомогенного факела. Показано, что для ЛДДФ, в котором диффузия дисперсного горючего навстречу окислителю отсутствует, накопление тепла внутри факела приводит к повышению температуры в зоне горения сверх адиабатической вплоть до предельной, равной  $2T_{ad}$ . Установлено, что, в зависимости от параметров задачи, выгорание газозвеси в ЛДДФ возможно не только во внешнем диффузионном режиме, но и в условиях, когда сказываются ограничения, обусловленные конечностью скорости объемного реагирования газозвеси. Обнаружено существование предела стационарного горения газозвеси в ЛДДФ. Рассчитана и проанализирована детальная структура зоны горения ЛДДФ.

Факельное горение газозвеси частиц твердых горючих, так же как и горение газообразных горючих, может быть организовано двумя различными способами. В случае, когда частицы горючего взвешены в окисляющем газе, образующийся факел является аналогом газового пламени в горелке Бунзена. Если же горючее диспергировано в инертном газе, а газообразный окислитель подается в спутном потоке, газозвесь сгорает в факеле, который по аналогии с факелом предварительно не перемешанных газов называют диффузионным двухфазным (ЛДДФ) [1].

Горение в ламинарном диффузионном гомогенном факеле (ЛДГФ) лимитируется смешением газообразных горючего и окислителя, прежде всего, в результате их встречной диффузии, и происходит в очень узкой зоне на границе раздела горючего и окислителя [2, 3]. Поэтому для теоретического описания ЛДГФ достаточно широко используется приближение поверхности горения, из которого следует, что форма и длина ЛДГФ, температурные и концентрационные поля в области течения определяются начальными концентрациями и температурами горючего и окислителя, геометрией горелки, значениями коэффициентов диффузии и скоростей течения газов.

Прямые измерения распределения концентрации кислорода в поле течения двухфазного факела по данным газового анализа проб, отобранных на различной высоте над срезом горелки, были проведены в работе [1]. Результаты этих измерений, а также отсутствие зависимости длины ЛДДФ от дисперсности горючего, показали, что в условиях проведения опытов выгорание газозвеси в ЛДДФ также лимитируется внешней диффузией окислителя к зоне горения. Поэтому при теоретическом анализе двухфазного диффузионного факела авторы [1] приняли представление бесконечно тонкого фронта горе-

ния. Кроме того, они предположили, что, как и для гомогенного диффузионного факела [4], температура фронта равна адиабатической температуре горения стехиометрической смеси. Заметим, что последнее предположение в работе ничем не обосновано и носит произвольный характер. Совершенно естественно, что в этих приближениях предсказываемые теоретические зависимости как длины и формы, так и структуры факела, для ЛДДФ и ЛДГФ совпадают, и предложенная в [1] теоретическая модель не может учитывать особенности двухфазного факела, связанные с тем, что горючим являются частицы, взвешенные в газе. Поэтому результаты расчета, полученные в рамках модели [1], могут рассматриваться только как нулевое приближение.

В настоящей работе для выявления основных особенностей структуры ламинарного диффузионного двухфазного факела (ЛДДФ), ее аналогий и отличий от структуры диффузионного гомогенного факела (ЛДГФ), используется теоретическая модель, в которой учтена конечность скорости гетерогенного взаимодействия окислителя с диспергированным горючим в факеле [5].

При записи системы дифференциальных уравнений математической модели применены общепринятые при описании двухфазных потоков методы механики сплошной среды [6] с использованием следующих основных упрощающих предположений:

1. для исключения из рассмотрения газодинамических эффектов, полагается, что скорости спутных потоков равны и постоянны по сечению и вдоль струи и частицы горючего полностью увлекаются потоком;
2. коэффициенты бинарной диффузии газов и температуропроводности равны, постоянны и не зависят от температуры и состава газовой фазы, плотности несущего частицы и окисляющего газов одинаковы;
3. макроскопическая скорость одностадийной реакции на поверхности частиц горючего зависит как от кинетического, так и диффузионного факторов [7], число молей газа при реакции не меняется;
4. система "газ - частицы" описывается в двухтемпературном приближении, теплообмен излучением не учитывается.

В этих допущениях система уравнений, описывающих стационарное факельное горение газозвеси частиц горючего, предварительно не перемешанной с окислителем, имеет вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x}(yu\rho_{ox}) &= \frac{\partial}{\partial y}\left(yD_g \frac{\partial \rho_{ox}}{\partial y}\right) - S \cdot W \cdot \rho_{ox} \cdot y \\ \frac{\partial}{\partial x}(yuC_f) &= -f \cdot S \cdot W \cdot \rho_{ox} \cdot y \\ \frac{\partial}{\partial x}\left[yu(\rho_g + C_k)c_p T_g\right] &= \frac{\partial}{\partial y}\left(y\lambda_g \frac{\partial T_g}{\partial y}\right) + \alpha \cdot S(T_p - T_g)y + c_p \cdot T_g \cdot f \cdot S \cdot W \cdot \rho_{ox} \cdot y \\ \frac{\partial}{\partial x}\left[yuC_f c_p T_p\right] &= f \cdot q \cdot S \cdot W \cdot \rho_{ox} \cdot y - \alpha \cdot S(T_p - T_g)y - c_p \cdot T_p \cdot f \cdot S \cdot W \cdot \rho_{ox} \cdot y \end{aligned} \quad (1)$$

с граничными условиями:

$$\begin{aligned}
x = 0: \quad & 0 \leq y < R_1 \quad \rho_{\text{ox}} = 0; \quad C_f = C_{f0}; \quad T_g = \varphi(y); \quad T_p = T_g; \\
& R_1 \leq y < R_2 \quad \rho_{\text{ox}} = \rho_{\text{ox}}^0; \quad C_f = 0; \quad T_g = \varphi(y); \quad T_p = T_g; \\
& \varphi(y) = T_g^0 + T_g^* \cdot \exp\left[-\left(\frac{y - R_1}{2\sigma R_2}\right)^2\right]; \quad \sigma = 0.005 \div 0.01; \quad (2)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
x > 0: \quad & y = 0; \quad y = R_2; \\
& \frac{\partial \rho_{\text{ox}}}{\partial y} = \frac{\partial C_f}{\partial y} = \frac{\partial T_g}{\partial y} = \frac{\partial T_p}{\partial y} = 0;
\end{aligned}$$

здесь  $y, x$  - радиальная и аксиальная координаты, соответственно;  $u$  - скорость газового потока,  $C_f, \rho_{\text{ox}}, C_k$  - массовые концентрации горючего, окислителя и  $k$ -фазы продуктов сгорания,  $T_p$  и  $T_g$  - температура дисперсной фазы и газа,  $W = k\beta / (k + \beta)$  - константа макроскопической скорости химической реакции,  $S = 4\pi r_p^2 \cdot N$  - поверхность частиц в единице объема газозвеси;  $N$  - число частиц в единице объема газозвеси;  $r_p$  - радиус частицы горючего;  $k = k_0 \cdot \exp(-E/RT_p)$  - константа скорости химической реакции на поверхности частиц,  $\beta = D_g/r_p$  и  $\alpha = \lambda_g/r_p$  - коэффициенты массообмена и теплообмена для частиц,  $D_g$  - коэффициент диффузии,  $\rho_g$  - плотность газа,  $R_1, R_2$  - радиусы внутренней и внешней трубок горелки,  $c_p$  - удельная теплоемкость газа и  $k$ -фазы,  $q$  - тепловой эффект химической реакции в расчете на единицу массы горючего,  $f = \nu_f \mu_f / \nu_{\text{ox}} \mu_{\text{ox}}$  - массовый стехиометрический коэффициент,  $\mu_f, \mu_{\text{ox}}$  - молекулярные массы,  $\nu_f, \nu_{\text{ox}}$  - стехиометрические коэффициенты горючего и окислителя, соответственно. Функция  $\varphi(y)$  задает профиль температуры газа на срезе горелки, необходимый для инициирования процесса горения.

Известно [8,9], что при факельном сжигании газозвеси частиц металлов в кислородсодержащих средах образуются конденсированные окислы, как правило в виде ультрадисперсных частиц. Поэтому для обеспечения возможности моделирования ЛДДФ газозвеси частиц металлов с учетом межфазного обмена между конденсированными продуктами горения и газом в уравнения теплового баланса для дисперсного горючего и газовой фазы добавлено последнее слагаемое.

Текущая массовая концентрация продуктов горения  $C_k$  в отсутствие диффузии  $k$ -фазы, однозначно связана с концентрацией горючего  $C_f$  алгебраическим соотношением:

$$C_k = \frac{\nu_k \mu_k}{\nu_f \mu_f} \cdot C_f^0 \cdot \left(1 - \frac{C_f}{C_f^0}\right),$$

а температура субмикронных частиц конденсированных оксидов равна температуре газа.

Система уравнений (1.1) – (1.2) перед решением приводилась к безразмерному виду. В качестве безразмерных зависимых переменных были введены следующие величины:

$$\xi = y/R_1 - \text{радиальная координата и } \eta = xD/R_1^2 u - \text{аксиальная координата,}$$



$$C_{\text{ox}} = \frac{\rho_{\text{ox}}}{\rho_{\text{ox}}^0}, \quad B_f = \frac{C_f}{C_f^0}, \quad \Theta_g = \frac{T_g - T_g^0}{T_{\text{ad}} - T_g^0}, \quad \Theta_p = \frac{T_p - T_p^0}{T_{\text{ad}} - T_p^0}.$$

Здесь  $T_{\text{ad}} = T_g^0 + q \chi / c_p$  - адиабатическая температура горения стехиометрической смеси окисляющего газа и газозвеси частиц горючего в инертном газе.

Для ЛДДФ множитель  $\chi$  определяется через массовые концентрации горючего  $C_f^0$ , окислителя  $\rho_{\text{ox}}^0$  и стехиометрический коэффициент  $f$  как

$$\chi = \frac{C_f^0}{C_f^0 + \rho_g (1 + 1/\alpha^*)}, \quad \text{где } \alpha^* = f \rho_{\text{ox}}^0 / C_f^0.$$

В безразмерных переменных система (1) – (2) имеет вид (3):

$$\frac{\partial(\xi C_{\text{ox}})}{\partial \eta} = \frac{\partial}{\partial \xi} \left( \xi \frac{\partial C_{\text{ox}}}{\partial \xi} \right) - \Lambda_0 \Phi_0 C_{\text{ox}} B_f^{2/3} \cdot \Psi(\Theta_p, B_f) \cdot \xi$$

$$\frac{\partial(\xi B_f)}{\partial \eta} = -\alpha^* \Lambda_0 \Phi_0 C_{\text{ox}} B_f^{2/3} \cdot \Psi(\Theta_p, B_f) \cdot \xi$$

$$\frac{\partial[\xi \cdot \phi(B_f) \cdot \Theta_g]}{\partial \eta} = \frac{\partial}{\partial \xi} \left( \xi \frac{\partial \Theta_g}{\partial \xi} \right) + \Lambda_0 B_f^{1/3} (\Theta_p - \Theta_g) \xi + \alpha^* \Lambda_0 \Phi_0 C_{\text{ox}} B_f^{2/3} (\Theta_p + \Theta_{p0}) \Psi(\Theta_p, B_f) \frac{C_f^0}{\rho_g} \cdot \xi$$

$$\frac{\partial \Theta_p}{\partial \eta} = \frac{\alpha^* \Lambda_0 \Phi_0 C_{\text{ox}} \cdot \Psi(\Theta_p, B_f)}{\chi \cdot B_f^{1/3}} - \frac{\Omega}{B_f^{2/3}} \cdot (\Theta_p - \Theta_g)$$

с граничными условиями:

$$\eta = 0: \quad 0 \leq \xi < 1 \quad C_{\text{ox}} = 0; \quad B_f = 1;$$

$$1 \leq \xi < \omega \quad C_{\text{ox}} = 1; \quad B_f = 0;$$

$$\Theta_g = \Theta_g^* \cdot \exp \left[ - \left( \frac{\xi - 1}{2\sigma \cdot \omega} \right)^2 \right]; \quad \Theta_{p0} = \Theta_{g0}; \quad (4)$$

$$\eta > 0: \quad \xi = 0; \quad \xi = \omega;$$

$$\frac{\partial C_{\text{ox}}}{\partial \xi} = \frac{\partial B_f}{\partial \xi} = \frac{\partial \Theta_g}{\partial \xi} = \frac{\partial \Theta_p}{\partial \xi} = 0;$$

Функция  $\Psi(\Theta_p, B_f)$  и  $\phi(B_f)$  имеют следующий вид:

$$\Psi(\Theta_p, B_f) = \frac{\exp[-\gamma / (\Theta_p + \Theta_{p0})]}{\Phi_0 \cdot B_f^{1/3} \cdot \exp[-\gamma / (\Theta_p + \Theta_{p0})] + 1}, \quad \phi(B_f) = 1 + \frac{C_f^0 \cdot \nu_k \mu_k}{\rho_g \cdot \nu_f \mu_f} \cdot (1 - B_f),$$

где  $\Theta_{p0} = T_p^0 / (T_{\text{ad}} - T_p^0)$ .

В (3) и (4) использованы следующие безразмерные параметры:

$$\Lambda_0 = \frac{3 \cdot R_1^2 \cdot C_f^0}{r_{p0}^2 \cdot \rho_p}; \quad \Phi_0 = \frac{k_0 \cdot r_{p0}}{D_g}; \quad \alpha^* = \frac{f \cdot \rho_{\text{ox}}}{C_f^0}; \quad \gamma = \frac{E \cdot c_p}{R \cdot q \cdot \chi}; \quad \Omega = \frac{3 \cdot R_1^2 \cdot \rho_g}{r_{p0}^2 \cdot \rho_p}; \quad \omega = \frac{R_2}{R_1}$$

Так как система нелинейных дифференциальных уравнений (3), (4) может

быть решена только с помощью численных методов, для записи дискретного аналога исходной системы уравнений был применен метод контрольного объема, описанный в работе [10]. Расчетная область разбивалась на некоторое число непересекающихся контрольных объемов таким образом, что каждая узловая точка сетки содержалась в одном контрольном объеме. Дифференциальное уравнение интегрировалось по каждому контрольному объему. Для вычисления интегралов использовались кусочные профили, которые описывали изменение зависимой переменной между узловыми точками. В результате находился дискретный аналог дифференциального уравнения, в который входили значения искомой функции в нескольких узловых точках.

Отношение характерных масштабов задачи в радиальном направлении может быть достаточно большим. Поэтому для уменьшения погрешности аппроксимации по радиальной координате и хорошего пространственного разрешения зоны горения применялась автоматическая адаптация расчетной сетки. Примененный вариационный метод построения адаптирующейся сетки [11] позволил достаточно легко регулировать адаптационные характеристики сетки и устранить эмпиричность преобразования координат, автоматизируя процесс адаптации. Для построения сетки необходимо было задать только максимальный и минимальный шаги сетки. Расчетная область в радиальном направлении содержала обычно 80-100 узловых точек. Минимальный шаг сетки выбирался автоматически таким образом, чтобы в зоне горения содержалось не менее 5 узловых точек. Максимальный шаг сетки выбирался равным 2-4 шагам для равномерной сетки. В качестве управляющей функции использовался поперечный градиент концентрации дисперсного горючего.

Обратимся теперь к обсуждению результатов расчета.

На рис. 1 приведена расчетная зависимость максимальной температуры в зоне горения диффузионного двухфазного факела от высоты над срезом горелки. На том же рисунке для сравнения пунктиром обозначена температура фронта горения ламинарного диффузионного газового факела. Постоянство температуры горения диффузионного газового факела было впервые доказано в работе [4], в которой было показано, что для ЛДФ при отсутствии теплопотерь и равенстве числа единице числа Льюиса температура горения равна адиабатической температуре горения стехиометрической смеси исходных газовых реагентов. Для одностадийной реакции стехиометрическая смесь образуется смешением  $v_f \mu_f$  грамм горючего и  $v_{ox} \mu_{ox}$  грамм кислорода. Так как кислород и горючее могут быть разбавлены инертным газом, то должны быть смешаны  $v_f \mu_f / a_{f0}$  грамм горючего газа и  $v_{ox} \mu_{ox} / a_{ox}^0$  грамм окисляющего газа, где  $a_{f0} = C_{f0} / \rho_g$ , и  $a_{ox}^0 = \rho_{ox}^0 / \rho_g$  - массовые доли горючего и кислорода,  $\rho_g$  - плотность газа. Адиабатический разогрев стехиометрической смеси легко найти из уравнения теплового баланса

$$c_p \left( \frac{v_f \mu_f}{a_{f0}} + \frac{v_{ox} \mu_{ox}}{a_{ox}^0} \right) (T_{ad} - T_0) = v_f \mu_f q_f,$$

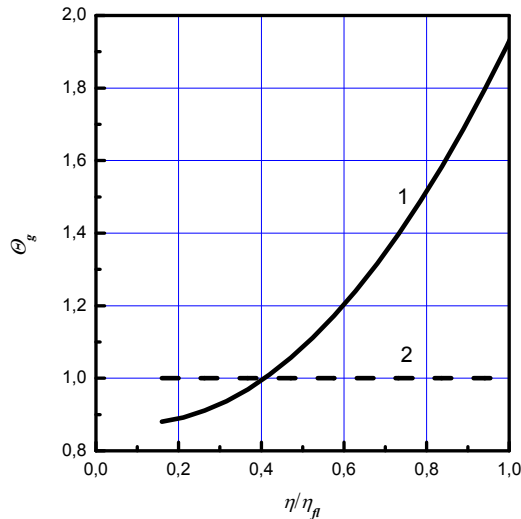


Рис. 1. Расчетная зависимость температуры горения в диффузионном факеле от высоты над срезом горелки.  
1 - двухфазный факел, 2 - газовый факел.

где  $q_f$  – тепловой эффект реакции в расчете на 1 грамм горючего,  $c_p$  – удельная теплоемкость,  $T_0$  - начальная температура реагентов. И выражение для адиабатической температуры горения имеет следующий вид:

$$T_{ad} = T_0 + \frac{q_f}{c_p} \frac{a_f}{(1 + \xi \frac{a_f}{a_{ox}})} \quad (5)$$

где  $\xi = \frac{v_f \mu_f}{v_{ox} \mu_{ox}}$  массовый стехиометрический коэффициент.

Внутри конуса диффузионного факела, разделяющего горючее и окислитель, в результате притока тепловой энергии теплопроводностью из зоны горения температура возрастает по высоте. При этом в газовом факеле (с избытком окислителя) диффузионный перенос горючего в направлении фронта пламени и продуктов сгорания в обратном направлении приводит к уменьшению концентрации горючего внутри конуса факела от начального значения у среза горелки до нуля в вершине факела. В случае равенства коэффициентов диффузии и температуропроводности и отсутствии радиационных теплопотерь эти процессы приводят к тому, что температура горения постоянна на всей поверхности горения газового факела и равна адиабатической - кривая 2 на рисунке 1.

Для двухфазного диффузионного факела, одна из отличительных особенностей которого заключается в отсутствии диффузии дисперсного горючего навстречу окислителю, накопление тепла внутри факела вверх по его течению не компенсируется снижением концентрации горючего. В результате по всей длине факела в реакцию вступает газовзвесь с концентрацией равной начальной, но с все более высокой начальной температурой  $T$ , что приводит к повышению температуры в зоне горения сверх адиабатической (рис.1, кривая 1). Заметим,

что при расчете адиабатической температуры горения двухфазного факела массовая доля горючего в газозвеси в выражении (5) должна определяться как  $a_{f0} = C_{f0} / (\rho_g + C_{f0})$ . Если вблизи вершины факела инертная газозвесь прогреется до  $T_{ad}$ , то, очевидно, что в зоне горения может быть достигнута предельная сверхадиабатическая температура равная  $2T_{ad}$ .

Еще одно существенное отличие диффузионного двухфазного факела от гомогенного состоит в том, что смешение дисперсного горючего и газообразного окислителя происходит не на молекулярном, а на макроуровне - окислитель вступает в реакцию на (вблизи) поверхности частиц горючего. В работе [1] было показано, что масштабом толщины этой зоны может служить характерная глубина проникновения окислителя внутрь зоны горения ЛДДФ при гетерогенном реагировании частиц, определяемая как  $Y_0 = \sqrt{\frac{D_g}{k_f}}$ , где  $D_g$  - коэффициент

диффузии,  $k_f = S \frac{k\beta}{k + \beta}$  - объемная скорость реакции в факеле. В безразмерной

системе уравнений (3) параметр  $\Lambda_0$  равен отношению характерных времен диффузии окислителя: внешней -  $\tau_d = R_1^2/D_g$  и вглубь факела на глубину проникновения -  $\tau_r = Y_0^2/D_g$ , или, если принять, что значения коэффициентов диффузии в обдуваемом газе и в зоне горения одинаковы,  $\Lambda_0 = (R_1/Y_0)^2$ . Поэтому о степени влияния параметров дисперсного горючего на скорость выгорания газозвеси в двухфазном факеле можно судить по зависимости длины ЛДДФ от параметра  $\Lambda_0$  - рис. 2. Как видно из рисунка, для значений  $\Lambda_0 > 150$  длина факела практически не зависит от  $\Lambda_0$ . Это свидетельствует о том, что скорость горения газозвеси определяется скоростью диффузии окислителя к зоне горения и использование приближения бесконечно тонкой зоны горения для расчета длины ЛДДФ вполне допустимо. По мере уменьшения значения  $\Lambda_0$  длина факела заметно увеличивается, т.е. начинают сказываться ограничения, обусловленные

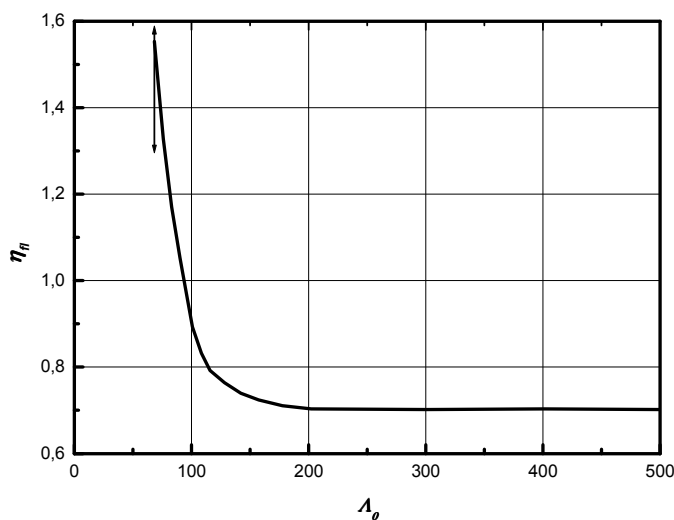


Рис. 2. Зависимость безразмерной длины ЛДДФ от параметра  $\Lambda_0$ .

конечностью скорости объемного реагирования газозвеси. Необходимо подчеркнуть, что как показал расчет, существует некоторое минимальное значение  $\Lambda_0^{кр}$ , отмеченное на рис. 2 вертикальной чертой, ниже которого стационарное горение газозвеси в диффузионном факеле не может быть реализовано. Естественно, что величина  $\Lambda_0^{кр}$  является функцией параметров задачи. Расчетное и экспериментальное исследование пределов существования ЛДДФ представляет самостоятельный интерес.

Предложенная теоретическая модель ЛДДФ позволила получить детальную структуру зоны горения диффузионного двухфазного факела. На рисунке 3 в безразмерных координатах для двух сильно различающихся значений параметра  $\Phi_0$  ( $\Phi_0 = 720$  и  $\Phi_0 = 7.2$ ) приведены типичные радиальные распределения характерных величин: по сечению факела ( $\eta/\eta_{fl} = 0.5$ ) концентраций окислителя  $C_{ox}$  и горючего  $V_f$  - кривая 1 и 2, соответственно, температур газа  $\Theta_g$  и частиц  $\Theta_p$  - кривые 3 и 4, соответственно, скорости тепловыделения  $Z$  - кривая 5, и относительной концентрации окислителя на поверхности частиц  $\beta/(\kappa+\beta)$  - кривая 6. Зона горения определена здесь как область, где скорость тепловыделения отлична от нуля. Условно эта область на рисунке разделена на три зоны: I - предпламенная зона, II - зона химической реакции, и III - зона догорания. Внутренняя граница зоны I и внешняя граница зоны III находятся в точках, где скорость тепловыделения обращается в нуль, а границы зоны химической реакции - в точках перегиба функции тепловыделения, где производная функции тепловыделения имеет локальные экстремумы.

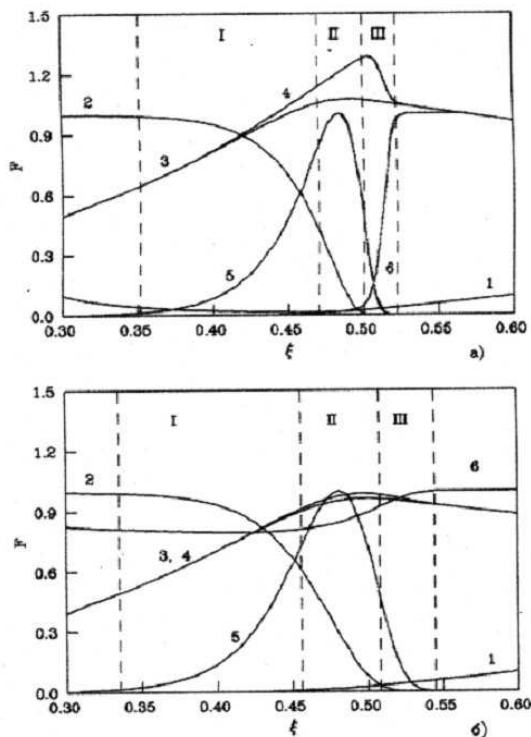


Рис. 3. Структура зоны горения ЛДДФ при различных режимах горения частиц.  
а) – диффузионный режим ( $\Phi_0 = 720$ ); б) – кинетический режим ( $\Phi_0 = 7.2$ ).  
 $\alpha = 11$ ,  $\Lambda_0 = 2800$ ,  $\gamma = 1.5$ ,  $\Omega = 900$ ,  $\omega = 2$ .

Как видно из сравнения данных, представленных на рис. 3а и 3б, в зависимости от значений параметра  $\Phi_0$ , стационарный ламинарный диффузионный двухфазный факел может реализоваться как при диффузионном (рис. 3а), так и при кинетическом (рис. 3б) режимах горения индивидуальных частиц газозвеси. О режиме горения частиц в факеле можно судить по величине относительной концентрации окислителя на поверхности частицы, а также по наличию или отсутствию разогрева частиц по сравнению с окружающим их газом. Для газозвеси диффузионно горящих частиц ( $\Phi_0 = 720$ ) их температура в зоне реакции - кривая 4 - заметно превышает температуру газа - кривая 3, а концентрация окислителя вблизи поверхности частиц стремится к нулю - кривая 6. Тогда как для значения  $\Phi_0 = 7.2$  температуры частиц и газа на всем протяжении зоны горения практически совпадают, а отношение концентраций кислорода вблизи поверхности частицы и вдали от нее  $\beta/(k+\beta) \approx 0,9$ , т.е. макроскопическая скорость гетерогенной реакции определяется кинетическим сопротивлением.

В заключение отметим, что даже при внешнем диффузионном режиме горения газозвеси, когда суммарная ширина зон I и II много меньше размеров горелки -  $\Delta\xi_{II} < 0,1$ , а концентрация кислорода  $C_{O_2}$  у внешней границы зоны горения близка к нулю (кривая 1), для обоих режимов горения изменение фактора, контролирующего макрокинетику реакции на поверхности индивидуальных частиц в газозвеси, заметно меняет как ширину зоны реакции (II), так и ширину зоны догорания (III). Если для  $\Phi_0 = 720$  величина  $\Delta\xi_{II} \approx 0,05$ , то для  $\Phi_0 = 7.2$  -  $\Delta\xi_{II} \approx 0,09$ .

### Литература

1. Агеев Н.Д., Вовчук Я.И., Горошин С.В., Золотко А.Н., Полетаев Н.И. Стационарное горение газозвесей твердых горючих. Ламинарный диффузионный двухфазный факел. //Физика горения и взрыва. – 1990. –Т.26, №6. – С. 54 - 62.
2. Зельдович Я.Б., Баренблатт Г.И., Либрович В.Б., Махвиладзе Г.М. Математическая теория горения. – М.: Наука, 1980. – 478 с.
3. Hottel Н.С., Hawthorn W.R. 3-rd Symposium on Comb.. Edited by V. Lewis, Н.С. Hottel, А.Ј. Nerad. Baltimore, Williams & Wilkins Company, 1949, P.254 - 266.
4. Зельдович Я.Б. К теории горения неперемешанных газов //Журнал физической химии. – 1949, Т.19, – С.1199-1210.
5. Полетаев Н.И.. Исследование структуры ламинарного диффузионного двухфазного факела. Дис. на соиск. уч. ст. канд. физ.-мат. н. – Одесса, 1993.
6. Нигматулин Р. И. Динамика многофазных сред. - М.: Наука, 1987. – 300 с.
7. Франк-Каменецкий Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. – М.: Наука, 1967.– 690 с.

8. Золотко А.Н., Вовчук Я. И., Полетаев Н. И., Флорко А. В, Альтман И. С. //Физика горения и взрыва. Синтез нанооксидов в двухфазных ламинарных пламенах. – 1996. – Т. 32, №3. – С. 24 - 32.
9. Gas Phase Nanoparticle Synthesis. Edited by C.G. Granqvist, L.B. Kish, W.H. Marlow. Dordrecht, Kluwer Academic, The Netherlands, – 2004. – P. 123-156.
10. Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости. – М. Энергоатомиздат, 1984. – 150 с.
11. Накасахи К., Дейуэрт Дж. С. Автоматический метод построения адаптирующихся сеток и их применение в задачах обтекания профиля. //Аэрокосмическая техника. – 1987. №12. – С. 71 -84.

*М.І. Полетаєв, Я.І. Вовчук*

### Структура ламінарного дифузійного двофазного факелу

#### АНОТАЦІЯ

Розглянута теоретична модель ламінарного дифузійного двофазного факелу (ЛДДФ), яка сформульована з урахуванням кінцевої швидкості взаємодії окислювача з твердим паливом. В моделі використані загально прийняті при описі двофазних потоків методи механіки суцільного середовища. Виявлені основні особливості структури ЛДДФ, її аналогії та відмінності від дифузійного гомогенного факелу. Показано, що для ЛДДФ, в якому дифузія дисперсного палива назустріч окислювачу відсутня, накопичення тепла всередині факелу призводить до підвищення температури в зоні горіння понад адіабатичною аж до граничної, рівної  $2T_{ad}$ . Встановлено, що, в залежності від параметрів задачі, вигорання газозавису в ЛДДФ можливе не тільки у зовнішньому дифузійному режимі, але і в умовах, коли позначаються обмеження, що обумовлені кінцевою швидкістю об'ємного реагування газозавису. Виявлено існування межі стаціонарного горіння газозавису в ЛДДФ. Розраховано і проаналізовано детальну структуру зони горіння ЛДДФ.

*N.I. Poletaev, Y.I. Vovchuk*

### Structure of laminar diffusion dust flame

#### SUMMARY

The theoretical model of laminar diffusion dust flame (LDDF) is considered. The model was formulated taking into account the finite rate of the interaction between oxidant and solid fuel. The methods of mechanics of continuum, which are generally accepted for description of two-phase streams, are used in the model. The basic features of the LDDF structure, its analogies and differences with a diffusion

homogeneous flame are displayed. It is shown that for LDDF, for which diffusion of dispersed fuel towards the oxidant is absent, accumulation of heat into a stream results in the increase of temperature in the burning zone over adiabatic even up to maximum, equal  $2T_{ad}$ . It is shown that, depending on the parameters of two-phase system, burning out of the fuel in LDDF is possible not only in the external diffusive mode but also in the conditions when the limitations conditioned by restriction of finite volume reaction rate in a dust flame are essential. Discovered existence of limit of the stationary combustion of the dust in LDDF. The detailed structure of the combustion zone for LDDF was computed and analyzed.



*Л.И. Рябчук\**, *Т.Ф. Смагленко\**, *М.Н. Чесноков\**, *С.Г. Орловская\**,  
*И.С. Андрианова.\*\**

*\*Одесский национальный университет им. И.И. Мечникова*

*\*\*Одесский экологический университет.*

### **Динамика воспламенения твердого топлива (торфа) при импульсном лазерном облучении.**

Рассмотрено воспламенение и горение натурального топлива – торфа. Получены скорости тепловыделения за счет химических реакций в конденсированной и газовой фазах, а также тепловые потери за счет теплопроводности в конденсированной фазе и теплоотдачи в окружающую среду. Вычисление проведено для четырех пространственно-временных форм лазерного импульса: прямоугольного, двух трехугольных (с быстрым нарастанием интенсивности в импульсе – 1 мс и медленным – 4 мс) и гауссовым. Проведено сравнение полученных результатов.

В настоящей работе сделана попытка, методом численного моделирования, выяснить влияние энергетических и пространственно – временных параметров внешнего теплового источника (лазера  $\text{CO}_2$ ) на воспламенение и горение образцов торфа. Компьютерная модель, описывающая процессы деструкции топлива и протекания химических реакций как в конденсированной, так и в газовой фазах, достаточно подробно описана в работах [1 - 4].

В качестве варьируемых параметров были выбраны мощность лазерного излучения  $I$  ( $I$  меняется в интервале от  $10^3$  до  $10^4$  Вт/см<sup>2</sup>) и форма импульса – прямоугольная (рис. 1а), разносторонние треугольники (рис. 1б, в) и гауссовская кривая. Длительность импульса  $\tau = 5$  мс.

Лазерный луч, падая на поверхность мишени по нормали навстречу оси  $Z$ , образует световое пятно радиусом  $R = 0,5$  см. Оси  $X$  и  $Y$  лежат на нижней не облучаемой поверхности (рис. 2), толщина мишени  $H = 0,5$  см.

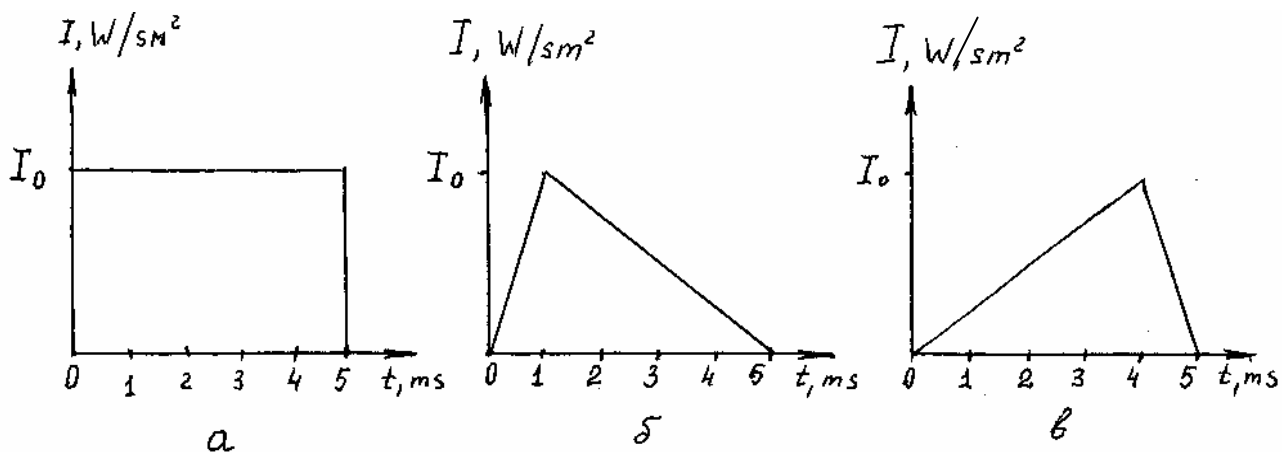


Рис. 1. Распределение энергии в импульсе.

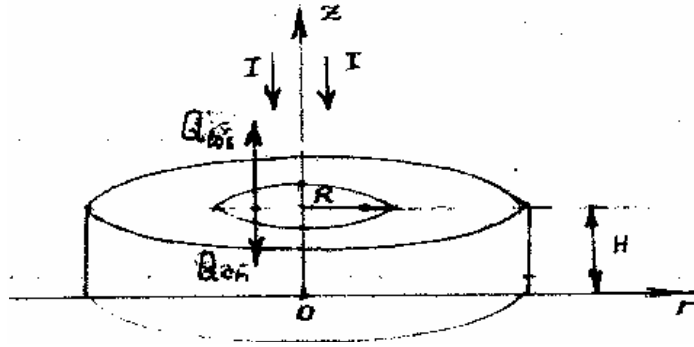


Рис. 2. Схема облучения образца лучом  $\text{CO}_2$  – лазера.

При интенсивности лазерного импульса  $I = 10^3 \text{ Вт/см}^2$  образец не разрушается и не воспламеняется. Воспламенение происходит при мощностях  $1,5 \cdot 10^3 \text{ Вт/см}^2$  и выше. В интервале интенсивностей  $I = (1,5 \div 3,0) \cdot 10^3 \text{ Вт/см}^2$  температура поверхности образца в области лазерного пятна быстро растет от  $T_0 = 293 \text{ К}$  до  $T_{\tau,s} = 460 \text{ К}$ . При этом активизируются химические реакции на поверхности и должна наблюдаться деструкция конденсированной фазы. При одинаковых по энерговкладу,  $I = (1,75 - 3,0) \cdot 10^3 \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2}$ , но различных по временной форме импульсах облучения поверхность образца воспламеняется через 12 мс, если импульс прямоугольный, через 11 мс для трехугольного импульса (рис. 1б) и через 11,5 мс для трехугольного импульса (рис. 1в). Затем воспламеняются летучие, т.е. газообразные продукты распада, и твердые мелкодисперсные частицы торфа (газовзвесь), если концентрация летучих достигает критического значения.

Первоначально все процессы идут за счет нагрева лазерным излучением, так как за время импульса химическое тепловыделение конденсированной фазы невелико. Например, при интенсивности лазерного излучения  $I = 2 \cdot 10^3 \text{ Вт/см}^2$  отношение  $I/Q_{sch} = 10^5$ . После окончания импульса температура горения растет за счет химических реакций газозвеси. Изменение температуры горения со

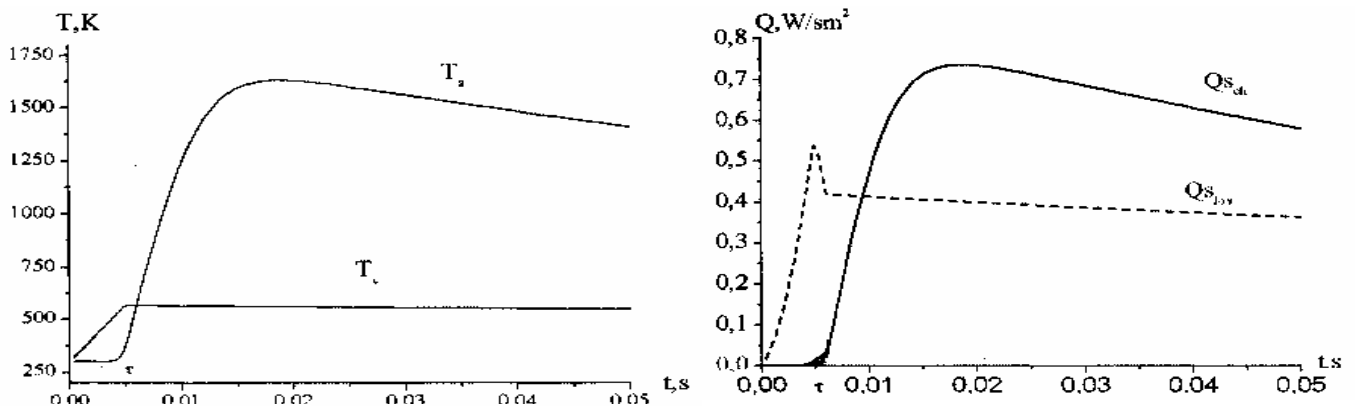


Рис.3. а) Изменение температуры образца  $T$  и температуры окружающей среды  $T_g$  с течением времени. б) количество выделяющегося тепла за счёт химической реакции на поверхности твёрдого топлива  $Q_{s,ch}$  и потери тепла в окружающую среду  $Q_{s,los}$ .

временем (прямоугольный импульс облучения) приведено на рис. 3а, а количество выделяющегося при горении тепла  $Q_{s,ch}$  за счет химических реакций в конденсированной фазе и суммарные тепловые потери на прогрев топлива и теплоотдачу в окружающую среду  $Q_{s,los}$  - на рис. 3б.

Приведены расчеты времени задержки воспламенения ( $t_{ig}$  индукции) в зависимости от интенсивности лазерного излучения. Результаты расчета приведены на рис. 4 б.

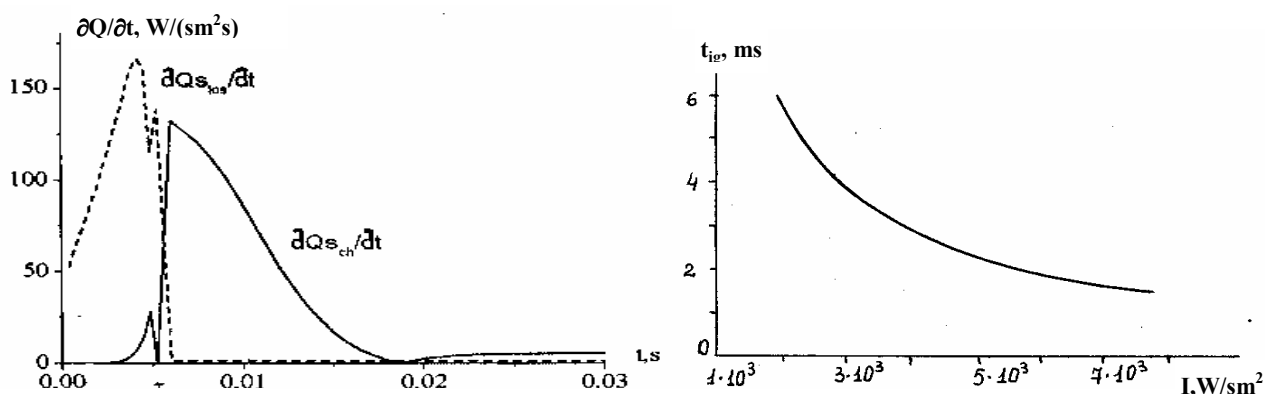


Рис.4. а) Временные зависимости скоростей изменения  $Q_{s,ch}$  и  $Q_{s,los}$  при интенсивности лазерного излучения  $I = 2 \cdot 10^3$  Вт/см<sup>2</sup>.

б) время задержки воспламенения конденсированной фазы как функция интенсивности лазерного излучения. Длительность импульса  $\tau = 5$  мс, форма импульса - треугольник.

При интенсивности облучения от  $1,5 \cdot 10^3$  Вт/см<sup>2</sup> до  $3,5 \cdot 10^3$  Вт/см<sup>2</sup> сначала воспламеняется поверхность образца, затем через некоторое время – газовзвесь (рис.4а), где 1-ый максимум на кривых – воспламенения конденсированной фазы; второй – воспламенение и горение газовзвеси.

При импульсах мощности  $I = 3,5 \cdot 10^3$  Вт/см<sup>2</sup> и выше сначала воспламеняется газовзвесь. В этом случае горение взвеси в объеме подавляет горение на поверхности, т.е.  $\left(\frac{\partial Q_{g,ch}}{\partial t}\right) > \left(\frac{\partial Q_{s,ch}}{\partial t}\right)$ .

На 6 мс начинается интенсивное горение газовой взвеси и тепловыделение достигает максимальной величины (рис. 5). Примерно в это же время концентрация горючих газов также имеет максимальную величину (рис. 6).

По мере выгорания летучих температура факела снижается и сравнивается с температурой поверхности. Скорость изменения температуры зависит от формы и интенсивности лазерного импульса.

В зависимости от интенсивности импульса затухание факела наблюдается в интервале от 10 мс до 50 мс. Так, при интенсивности импульса, имеющего временную треугольную форму,  $I = 3,5 \cdot 10^3$  Вт/см<sup>2</sup> первое затухание начинается на 40,5 мс, минимум значения  $\left(\frac{\partial Q_{s,ch}}{\partial t}\right)$  на 44,0 мс. Повторная интенсификация горения наблюдается на 50 мс. Кроме того, при определенных условиях на-

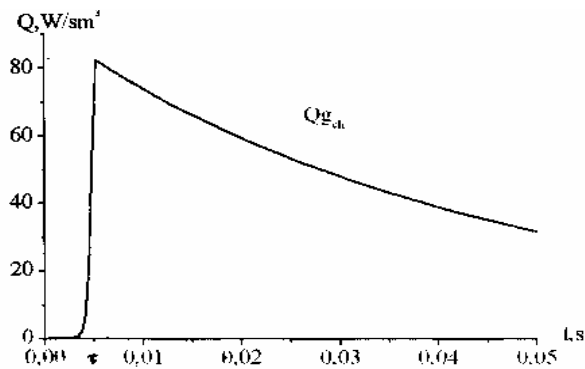


Рис. 5 Тепловыделение при горении «летучих»

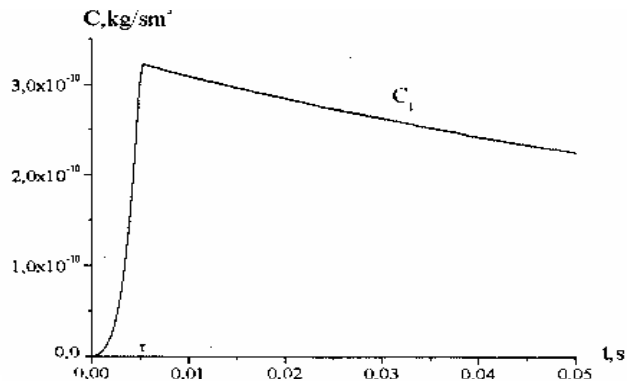


Рис.6 Изменение концентрации «летучих» во время импульса и после.

блюдается горение как конденсированной, так и газовой фаз одновременно. В наших расчетах это наблюдается в интервале  $37 \div 40$  мс и  $50 \div 55$  мс в полном расчетном временном интервале от конца импульса 5 мс и до заданного конечного времени 100 мс, т.е. в интервале  $5 \div 100$  мс.

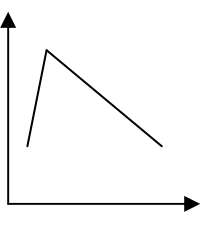
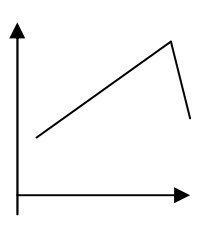
Пригасание горения топлива наблюдалось и другими авторами. Экспериментально было получено в работе [5], при компьютерном моделировании – в работах [6,7].

Если не подпитывать поверхностное горение последующими лазерными импульсами, то пульсационное горение без особой скорости (т.е. «вялое» горение) может продолжаться до полного выгорания, т.е. тление торфа с возможными вспышками смеси «летучих» и дисперсных частиц торфа. Это подтверждается анализом скоростей тепловыделения за счет химической реакции и скоростей потерь тепловой энергии на прогрев топлива и теплоотдачи в окружающую среду.

С целью выяснения влияния временной формы лазерного импульса на теплофизические и физикохимические процессы воспламенения и горения торфа нами проведено сопоставление некоторых расчетных величин для треугольной формы импульса при мощности в импульсе  $I = 3,5 \cdot 10^3$  Вт/см<sup>2</sup>, длительность импульса  $\tau = 5$  мс. Результаты сопоставления приведены в таблице.

Из таблицы видно, что форма импульса сказывается на горении твердой фазы только во время действия непосредственно самого импульса, т.е. в промежутке  $0 \div 5$  мс. При быстром нарастании максимума (рис. 1б) скорость выделения тепла за счет химической реакции в конденсированной фазе в максимуме и в конце импульса меньше, чем при более медленном нарастании импульса (рис. 1в). (см. 3-й и 4-й номера таблицы). В дальнейшем, уже на 11 мс, пространственно-временная форма лазерного импульса не сказывается. Процесс горения практически определяется горением газовой фазы. Горящая газовая фаза уже не «помнит» формы первичного импульса. Однако время воспламенения газовой фазы и интенсивность ее горения зависит от формы импульса. Это позволяет влиять на механизм горения и переход горения из поверхностного в объемное и наоборот.

При интенсивности излучения  $10^3 \div 10^4$  Вт/см<sup>2</sup> и рассматриваемых интервалах времени  $t \leq 200$  мс процессы горения поверхности и газовой фазы в пределах пятна облучения поддерживают друг друга благодаря обратной связи.

№ п/ п	Временная форма импульса  Физическая величина и ее численное значение		
			
1	$T_{s,\tau}$ – температура поверхности образца к концу импульса $\tau$ , К	533,5	534,0
2	$C_1$ – концентрация «летучих» к концу импульса	$2,1 \cdot 10^{-10}$ кг/см <sup>3</sup>	$2,2 \cdot 10^{-10}$ кг/см <sup>3</sup>
3	$\left(\frac{\partial Q_{s,ch}}{\partial t}\right)_{I=I_0}$ при $I = I_0$ лазерного импульса	3,3 Вт/см <sup>2</sup>	6,9 Вт/см <sup>2</sup>
4	$\left(\frac{\partial Q_{s,ch}}{\partial t}\right)_{\tau}$ в конце импульса	1,6 Вт/см <sup>2</sup> с.	6,0 Вт/см <sup>2</sup> с.
5	$\left(\frac{\partial Q_{s,ch}}{\partial t}\right)_{\tau=11,2ms}$ на 11, 2 мс.	18,0 Вт/см <sup>2</sup> с.	18,2 Вт/см <sup>2</sup> с.
6	$\left(\frac{\partial Q_{s,ch}}{\partial t}\right)_{\tau=40ms}$ на 40 мс	0,82 Вт/см <sup>2</sup> с.	0,72 Вт/см <sup>2</sup> с.
7	$\left(\frac{\partial Q_{s,ch}}{\partial t}\right)_{\tau=44ms}$ на 44 мс	0,03 Вт/см <sup>2</sup> с.	0,06 Вт/см <sup>2</sup> с.
8	$\left(\frac{\partial Q_{s,ch}}{\partial t}\right)_{\tau=50,2ms}$ на 50,2 мс	0,86 Вт/см <sup>2</sup> с.	0,93 Вт/см <sup>2</sup> с.

При достаточно мощных импульсах (свыше  $10^4$  Вт/см<sup>2</sup>) воспламенение и горение торфа начинается с газозвеси торфа, в то время как в конденсированной фазе должны наблюдаться отдельные вспышки, не приводящие к стационарному горению облучаемой поверхности.

Проведен также компьютерный эксперимент по воздействию лазерного импульса, временная форма которого имеет вид кривой Гаусса

$$I(t) = I_{\max} \left( \frac{\ln 2}{t} \right)^{1/2} \exp \left\{ - \left[ \frac{r (\ln 2)^{1/2} (t - t_{\max})}{t_p} \right]^2 \right\},$$

где  $t_p$  - время достижения половинной мощности,  $t_{max}$  - время достижения максимальной мощности.

Полученные результаты распределения температуры и тепловых потоков для гауссовой формы импульса примерно такие же, как и при треугольной форме импульса, особенно при временах более 5 мс. Отличие не более чем на 1-3%, в связи с чем мы их не приводим.

### Литература.

1. Рябчук Л.И., Чесноков М.Н. Воспламенение и потухание таблетки торфа при лазерном возбуждении химических реакций на поверхности. // Физика аэродисперсных систем. – 2001. – Вып. 38 – С.118-127.
2. L.I.Ryabchuk, M.N.Chesnokov. Ignition of organic fuel by pulse laser radiation. Abstracts of XI International Conference “Laser-matter interaction”. Petersburg, Pushkin, June 28 – July 1, 2003.
3. Рябчук Л.И., Чесноков М.Н. Воспламенение и горение твердого органического топлива под действием импульсного  $CO_2$  лазера. // Матеріали конференції “Біофізичні стандарти та інформаційні технології в медицині” – Одеса: Листопад, 2004. – С.78-81.
4. Рябчук Л.И., Чесноков М.Н., Смагленко Т.Ф., Трофименко М.Ю.// Динамика воспламенения и перехода в горение твёрдого топлива (торф) при импульсном лазерном облучении. // Дисперсные системы. XXII, научная конференция стран СНГ, 18-22 сентября 2006 г., тезисы доклада. – Одеса, 2006. – С.289.
5. И.Г.Ассовский, З.Г.Закиров, О.И.Лейпунский. Эффекты нестационарного горения при зажигании топлива. //Химическая физика. – 1985.– Т.4, №10. – С.1417-1422.
6. И.Г.Дик, Е.А.Саженова, А.М.Селиховкин. Роль газовой фазы на переход в горение конденсированного вещества при зажигании радиационным потоком. //Физика горения и взрыва. – 1991. – Т.27, №4, – С.7-12.
7. В.Ф.Михеев, Ю.В.Левашов //Физика горения и взрыва. –1973. – Т.9, №4. – С.506.

*Л.І. Рябчук, Т.Ф. Смагленко, М.М. Чесноков, С.Г.Орловська,  
І.С.Андріанова*

**Динаміка запалювання твердого палива (торфу) при імпульсному лазерному випромінюванні.**

### АНОТАЦІЯ

Розглянуто запалювання та горіння природнього палива – торфу. Отримано швидкості тепловиділення за рахунок хімічних реакцій в конденсованій та газовій фазах, а також теплові втрати за рахунок теплопровідності у конденсованій фазі та тепловіддачі в навколишнє середовище. Обчислювання проведено

для чотирьох просторово-часових форм лазерного імпульса: прямокутного, двох трикутних (із швидким нарощуванням інтенсивності в імпульсі – 1мс та повільним – 4 мс) та гаусовського. Проведено порівняння одержаних результатів.

*L.I. Ryabchuk, T.F. Smaglenko, M.N. Chesnokov, S.G. Orlovskaja,  
I.S. Andrianova*

**Ignition and burning dynamic of the solid fuel (peat) under laser radiation impulse .**

**SUMMARY**

Ignition and combustion of peat tables was investigated on the basis of the model described earlier [1 – 4]. Rate of heat production due to chemical reactions and heat losses by conductivity and radiation were calculated. The calculations were fulfilled for different spatial-temporal impulse shapes: rectangular one, two triangular-shaped impulses and Gaussian one. The results obtained were presented in table.

*М.Ю. Трофименко, С.К. Асланов, В.В. Калинин, О.Н. Зуй, Г.М. Олешко*

*Одесский национальный университет им. И.И. Мечникова, г. Одесса*

### **Исследование пульсационного горения пропан - бутановой смеси вблизи пределов его существования**

Исследован пульсационный режим горения пропан - бутановой смеси вблизи пределов его существования. Предложен механизм возникновения пульсаций яркости пламени. Пульсации связываются с появлением в пламени локальных газовых объемов с отличающимся от среднего соотношением окислитель – газ. Объясняется изменение структуры пламени при наступлении пульсационного режима горения.

При горении как газообразных, так жидких или твердых топлив в различных устройствах (авиационные и ракетные двигатели, технологические и промышленные топки и т.д.) при определенных условиях наблюдается пульсационный режим горения [1 - 3]. Такой режим, может привести к значительным вибрациям, а иногда и к разрушению камеры сгорания. Вместе с тем контролируемый в определенных пределах, пульсационный режим интенсифицирует процесс горения, способствуя более эффективному использованию горючего и повышая теплонапряженность камеры сгорания.

Рядом авторов исследовались пульсационные (вибрационные) режимы горения, причины которых – акустическое воздействие на пламя [4] либо вихреобразования в пламени [1], обзор [2]. Во всех описанных случаях пульсации происходят либо в замкнутом объеме, либо при внешнем воздействии с частотами, как правило, более 1000 Гц.

Нами исследовалось горение открытого факела бытового газа (пропан – 40%, бутан – 60%) вертикально установленной горелки с принудительной подачей реагирующих компонентов (окислитель - воздух) в воздушной атмосфере.

В работе ставилась задача получить режим пульсационного горения указанного пламени, определить параметры существования такого режима и предложить механизм образования пульсаций.

Измерения проводились на установке, схема которой представлена на рис. 1. Расход реагирующих компонентов регулировался с помощью игольчатых клапанов. Смешение газа и воздуха происходило в объеме горелки, что обеспечивало поступление в сопло приготовленной однородной смеси исходных компонентов.

Измерения температуры проводились дифференциальной хромель-алюмелевой термопарой, холодный спай которой находился при 0°C. Термопара расположена на препаратоводителе, разрешающем перемещение как в горизонтальном, так и в вертикальном направлениях, что обеспечивает возможность измерения температуры в любой точке факела.



Изменения оптического излучения пламени регистрировались с помощью фотодиода, помещенного на препаратоводитель, что позволяло выбирать необходимую область пламени.

Факел полученного пламени имеет типичный для бунзеновской горелки вид и состоит из двух конусов (внутреннего и внешнего). При этом, в момент исчезновения желтого свечения частиц конденсированной фазы в верхней части факела, соотношение газ – воздух в исходной смеси, подаваемой в горелку, близко к стехиометрическому [1] (вид 1, рис. 2).

На экспериментально полученных нами графиках изображены распределения температур в горизонтальных сечениях исследуемого осесимметричного пламени (рис. 3). Значения измеренных величин уменьшаются от периферии к

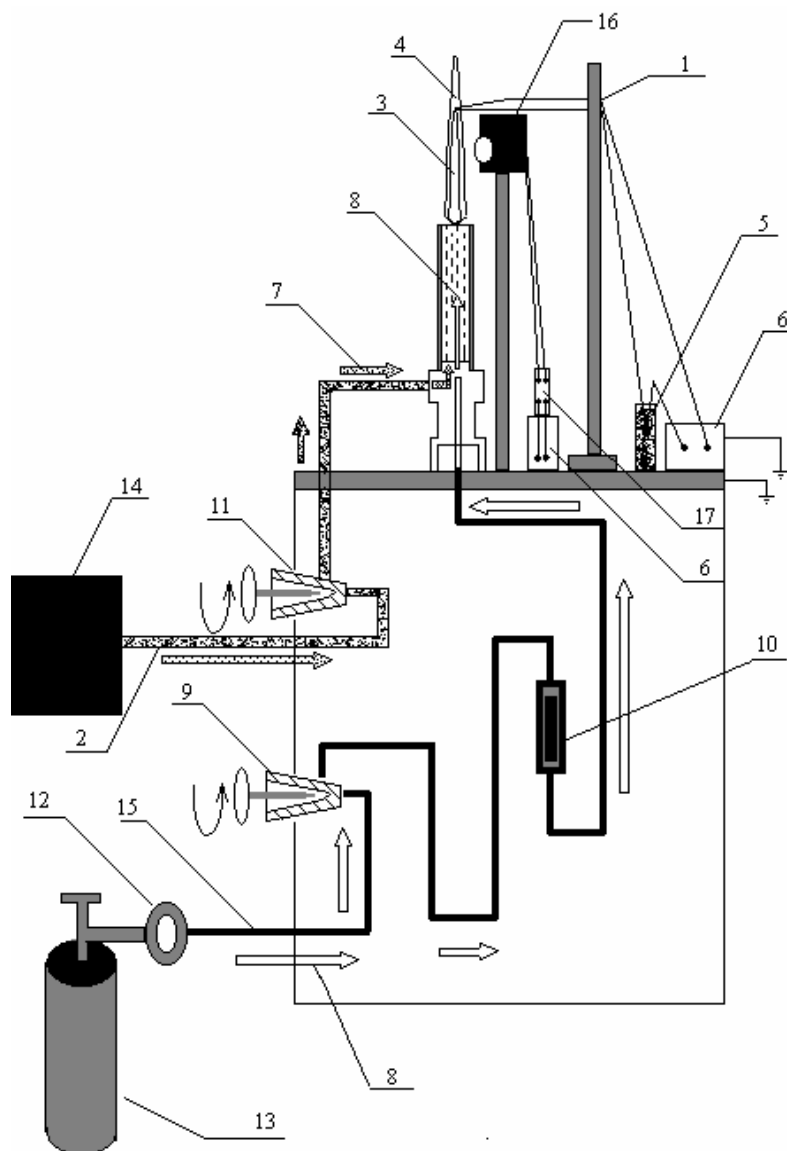


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

1) препаратоводитель; 2), 15) трубопроводы; 3) исследуемое пламя; 4) спай термопары находящийся в исследуемом пламени; 5) спай термопары находящийся во льду; 6) осциллограф; 7) направление движения воздуха; 8) направление движения газа; 9) и 11) игольчатые клапаны; 10) пламегаситель (стружки металла); 12) редуктор грубой регулировки давления газа; 13) газовый баллон; 14) компрессор; 16) фотодиод; 17) усилитель.

оси факела, совпадающей с геометрической осью симметрии сопла горелки. По мере увеличения расстояния между торцом сопла и исследуемым горизонтальным сечением пламени (вверх по факелу) разность температур в сечении все более сглаживается (значения температур на оси возрастают), а область выше вершины внутреннего конуса становится однородной.

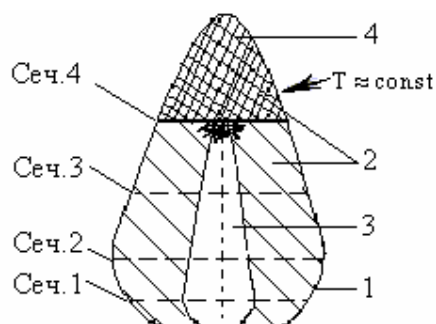


Рис.2. Структура факела (Вид 1).

1 – граница внешнего конуса, 2 – область внешнего конуса, 3 – область внутреннего конуса, 4 – область внутреннего конуса, где наблюдается постоянная температура.

Совпадение температур для всех распределений в области  $1300^{\circ}\text{C}$  обусловлено диффузией внешнего (вторичного) воздуха в область пламени, идентифицирующуюся визуально (в частности из-за этой диффузии) как граница внешнего конуса факела. Несовпадение максимумов температуры в горизонтальных сечениях факела по оси  $x$  связано с изменением линейных размеров факела на различных расстояниях от торца горелки.

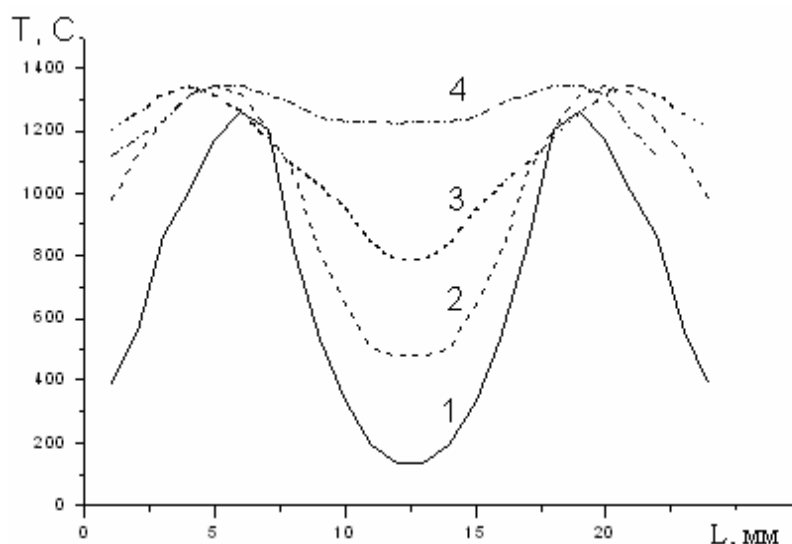


Рис. 3. Распределение температур в горизонтальных сечениях факела пламени (Вид 1). 1 - сечение 1, 5 мм от сопла горелки (рис. 2); 2 - сечение 2, 15 мм от сопла горелки (рис. 2); 3 - сечение 3, 35 мм от сопла горелки (рис. 2); 4 - сечение 4, 70 мм от сопла горелки (рис. 2).

При уменьшении подачи газа (уровень подачи воздуха зафиксирован) уменьшаются линейные размеры факела. Причем, величина линейных размеров внутреннего конуса пламени уменьшается пропорционально его линейным размерам быстрее, чем внешнего. Появляются видимые глазу пульсации яркости внутреннего конуса пламени. Изменяется также его форма: острый угол при вершине увеличивается, очертания его становятся более размытыми, а сам конус стремится к трапецеидальной форме (рис. 4, вид 2).

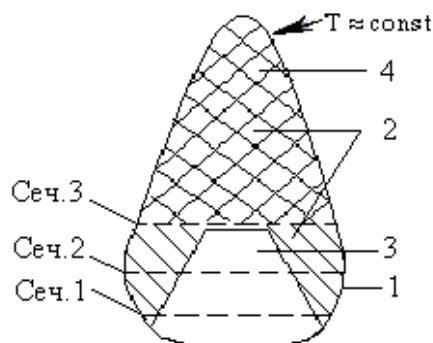


Рис. 4. Структура факела пульсирующего пламени (Вид 2).

1 – граница внешнего конуса, 2 – область внешнего конуса, 3 – область внутреннего конуса, 4 – область внешнего конуса, где наблюдается постоянная температура.

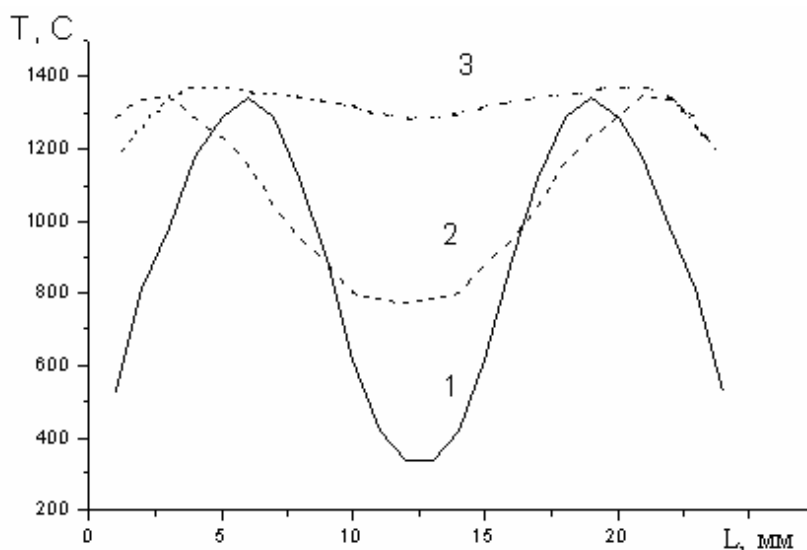


Рис. 5. Распределение температур в горизонтальных сечениях пульсирующего факела пламени (Вид 2). 1 - сечение 1, 5 мм от сопла горелки (рис. 4); 2 - сечение 2, 10 мм от сопла горелки (рис. 4); 3 - сечение 3, 20 мм от сопла горелки (рис. 4).

Полученные графики распределения температур в горизонтальных сечениях пульсирующего факела представлены на рис. 5. Область внешнего конуса выше вершины внутреннего, как и в первом случае однородна по температуре.

Для выяснения изменений структуры факела при уменьшении подачи газа были проведены измерения интенсивности излучения факела в различных местах по его высоте. Полученная с фотодиода переменная составляющая сигнала

подавалась на лучевой осциллограф, экран которого фотографировался на фотопленку.

На протяжении всего факела, внутренний конус которого имеет острый угол при вершине (вид 1 на рис. 2), присутствуют пульсации (названные нами „низкочастотными”) с частотой 20 гц (рис. 6, 1). Соотношение амплитуд „низкочастотных” пульсаций в верхней, средней и нижней части факела относятся как 8:5:1. В нижней части факела на фоне „низкочастотных” пульсаций можно видеть, названные нами, „высокочастотные” пульсации с частотой приблизительно 75 гц (рис. 6, 2).

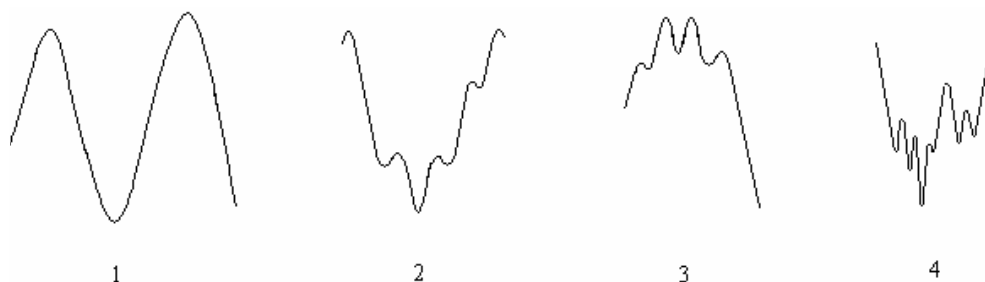


Рис. 6. Амплитуды оптических пульсаций яркости пламени

Для факела, внутренний конус которого имеет вид трапеции (вид 2 на рис. 4), частота „низкочастотных” пульсаций составляет 23 гц, „высокочастотных” – 100 гц. Соотношение амплитуд „низкочастотных” пульсаций в средней и нижней части факела 5:1; амплитуды „низко-” и „высокочастотных” пульсаций в нижней части факела (область внутреннего конуса) 5:1 (рис. 6, 3).

Непосредственно перед срывом пламени частота „низкочастотных” пульсаций в факеле составляет 26 гц, „высокочастотных” – 170 гц. Соотношение амплитуд „низкочастотных” пульсаций в средней и нижней частях факела 5:1, амплитуд „низко-” и „высокочастотных” пульсаций 2:1 (рис. 6, 4).

Авторами [1] приводится следующий механизм горения газового факела: внутренний конус соответствует зоне реакций и фронту пламени, распространяющемуся в смеси против потока газа, внешний конус – догорание избыточного топлива (главным образом в виде СО и Н<sub>2</sub>) и неразложившегося (или не до конца разложившегося) исходного топлива при диффузии вторичного (внешнего) воздуха. Горение дополнительно поддерживается горячими газами и активными центрами – свободными радикалами, образовавшимися во внутреннем конусе.

Для объяснения наблюдаемых нами пульсаций яркости пламени, необходимо ввести дополнение к предложенному механизму.

Как уже отмечалось, пульсационные (вибрационные) режимы горения наблюдались при горении как газообразных, так жидких и твердых топлив. Пульсации с частотой более 1000 гц в газовых закрытых (в топке, стеклянной трубе) или открытых факелах связывают с акустическими эффектами [3]. Пульсации факела твердого топлива в двигателе описываются введением характеристических времен, связанных с нахождением частиц в определенных зонах [5].

Нам представляется, что объяснение наблюдаемого пульсационного режима горения газового факела возможно, предположив, что изменения яркости излучения пламени связаны с отличающимся от среднего в локальном газовом объеме соотношением воздух – газ.

В качестве проверки предложенного механизма пульсаций, нами был проведен опыт, при котором измерялось время пребывания локальных газовых объемов в области внешнего и внутреннего конусов. Под скоростями движения газовых объемов и временами их пребывания в областях внутреннего и внешнего конусов следует понимать их осредненные по объему значения, то есть, приведенных к эффективному цилиндрическому объему. Таким образом, полученный факел можно схематизировать двумя помещенными один в другой цилиндрами, размеры которых соответствуют размерам внутреннего и внешнего конусов пламени (рис. 7).

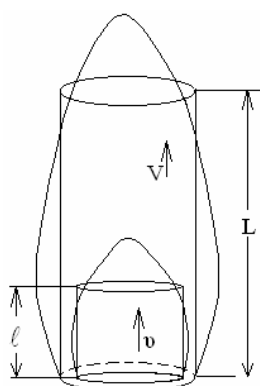


Рис. 7. Схема и расчет скоростей движения локальных объемов в исследуемом факеле.  $L = 12.43$  см,  $l = 2.5$  см,  $T$  и  $t$  - времена пребывания в областях факела соответствующее линейным размерам  $L$  и  $l$  соответственно.

С помощью линзы получалось мнимое изображение факела. Три фотодиода, расположенные в фокальной плоскости линзы, регистрировали излучение из точек факела, соответствующих ФД1 – у сопла горелки, ФД2 – на границе вершины малого конуса, ФД3 – из верхней области большого конуса. Чувствительность фотоприемников установлена таким образом, что сигнал на их выходе равен логическому «0» при регистрации излучения факела. В пламя вносилась соль  $\text{NaCl}$ , свечение желтого дублета натрия резко повышает интенсивность излучения факела, и фотоприемники реагируют на его появление логической «1» на выходе. Измерив время между прохождением фронта излучения  $\text{NaCl}$  первого (ФД1) и последующих (ФД2, ФД3) фотодиодов  $t = 0,0053$  с и  $T = 0,042$  с, определяем частоты колебаний пламени в областях внутреннего ( $\nu = 24$  гц) и внешнего ( $\nu = 180$  гц) конусов, что близко к полученным значениям при непосредственном измерении. Зная линейные размеры указанных участков, находим скорости  $v = 4,7$  м/с и  $V = 2,9$  м/с локальных газовых объемов в указанных конусах.

Появление пульсаций наблюдается при горении бедной пропан – бутановой смеси с кислородом, когда ощущается недостаток горючего. В этом случае появление локальных газовых объемов, где содержание пропан-бутановой смеси

выше среднего, приводит к интенсивному выгоранию таких объемов и дальнейшему поддерживанию горения в них путем диффузии исходных компонентов.

Диффузия кислорода происходит быстрее, чем диффузия пропана или бутана и соотношение окислитель – газ в локальном объеме стремится к среднему. Вместе с тем, кислород подходит быстрее, чем пропан или бутан из окрестностей горящего локального объема в сам объем, создавая в окружающей области лучшие условия для горения (первоначально избыток окислителя) и приводя, возможно, к увеличению роли кинетической составляющей горения и более высоким температурам.

Учитывая направление распространения фронта горения навстречу движущемуся потоку исходных компонентов, можно считать, что это приведет к ускорению разложения газов (пропан, бутан) и увеличению скорости диффузии кислорода, то есть, к повышению степени однородности смеси. Поэтому невозможно (или затруднено) появление новых аналогичных локальных объемов с нарушением соотношения воздух – газ. Одновременно с исходным локальным объемом (или несколькими локальными объемами, распределенными равномерно по поверхности диффузионными процессами) выгорает окружающая его область (слой внутреннего конуса) и система возвращается в исходное состояние. Таким образом, период наблюдаемых колебаний равен (или близок) времени пребывания локального объема в малом конусе пламени.

Дальнейшее обеднение смеси приводит к возрастанию роли локальных объемов, что выражается в более интенсивном разложении горючего в пределах внутреннего конуса, уширению фронта горения (практически появлению зоны) и увеличению амплитуды пульсаций.

Границы внутреннего конуса совпадают с фронтом горения локального объема, или, в случае горения нескольких локальных объемов, с огибающей их фронтов. Разложение газа в области внутреннего конуса приводит к приближению зоны горения к торцу горелки и увеличению области догорания во внешнем конусе (и, следовательно, более полному, а значит эффективному сгоранию используемого газа), что соответствует изменениям структуры факела зафиксированных нами экспериментально (рис. 4).

Аналогичный механизм, учитывающий процессы разложения и догорания, полученных продуктов исходных компонентов отвечает и за низкочастотные пульсации.

Такие пульсации скорости горения теплопотока приводят к эффективному и полному сгоранию исходных компонент, более раннему наступлению в факеле области 4 (рис. 2), увеличению энергоотдачи горючего и полноты его сгорания.

Таким образом, в результате проведенной работы установлено, что при определенном соотношении окислитель – горючее в исходной обедненной пропан – бутановой смеси с воздухом возникает устойчивый пульсационный режим горения. Существование „высокочастотных” (75 – 180 гц) и „низкочастотных” (20 – 26 гц) пульсаций яркости пламени связано с появлением и горением в газовом потоке газовых локальных неоднородностей с отличным от среднего со-

отношением окислитель – газ. Частоты пульсаций коррелируют с временами пребывания локальных объемов в областях внутреннего (высокочастотные) и внешнего (низкочастотные) конусов факела. Усиление роли пульсаций при обеднении исходной смеси приводит к изменению структуры исследуемого факела.

### **Литература**

1. Гейдон А.Г., Вольфгард Х.Г. Пламя, его структура, излучение и температура. – М.: Государственное научно-техническое издательство литературы по черной и цветной металлургии, 1959. – С.333.
2. Рогинский О.Г. О вибрационном горении // Акустический журнал. – 1961. – Т. VII., Вып. 2. – С. 131 – 153.
3. Афанасьев В.В., Ильин С.В., Кидин Н.И. О механизме возбуждения поющего пламени на гомогенной смеси. // Физика горения и взрыва. – 2002. – Т. 38., №4. – С. 14 – 24.
4. Тиндаль. Звук. 2-е русск. изд-ие., – Спб., – 1901.
5. Асланов С.К. Теория неустойчивых колебаний в твердотопливной камере сгорания // Физика аэродисперсных систем -1997.- Вып. №36. – С. 15 – 20.

***М.Ю. Трофименко, С.К. Асланов, В.В. Калинин, О.М. Зуй, Г.М. Олешко***

### **Дослідження пульсаційного горіння пропан - бутанової суміші поблизу меж його існування**

#### **АНОТАЦІЯ**

Досліджений пульсаційний режим горіння пропан – бутанової суміші поблизу меж його існування. Запропанований механізм виникнення пульсацій яскравості полум'я. Пульсації пов'язуються з появою в полум'ї локальних газових об'ємів з відмінним від середнього відношенням окислювач – газ. Пояснюється зміна структури полум'я при виникненні пульсаційного режиму горіння.

***M.J. Trofimenko., S.K. Aslanov, V.V. Kalinchak, O.N. Zuj, G.M. Oleshko***

### **Research pulsating combustion of propane-butane mixture within the limits of its existence**

#### **SUMMARY**

The pulsating mode for combustion of propane-butane mixture within the limits of its existence was investigated. The mechanism for origination of flame brightness pulsation is offered. The pulsations are joined with occurrence in a flame of local gas spaces with the relation “oxidizer - gas” distinguished from the average value. The change of flame structure at occurrence of pulsating mode in combustion is explained.

УДК 533.9.011

*Б.О. Дем'янчук*

*Одеський національний університет ім. І.І.Мечникова, вул. Довженко, 7а,*

## **Умови плазмових утворювань при НВЧ-пробі в суміші іоноутворюючої речовини та частинок легких металів**

Одержані кількісні оцінки умов плазмових утворювань під час мікрохвильової дії на порошок-суміш іоноутворюючої речовини і частинок легких металів: критичний рівень електричної напруженості електромагнітного поля, який потрібен для виникнення іскрового розряду і запалювання порошку легких металів, а також рівень частоти електромагнітних коливань, необхідний для підтримання процесу плазмоутворювання. Отримані оцінки загального електричного заряду, який накопичується в оксидному шарі частинок металів до моменту НВЧ-пробою.

В останні роки спеціалісти багатьох країн активно досліджують проблему взаємодії НВЧ-поля з низькотемпературною плазмою[1,2]. Вважається, що зараз повинні бути вирішені такі складові завдання загальної проблеми:

- оптимізація енерговитрат на виконання практичних задач;
- оцінка параметрів плазмоутворення під час дії НВЧ-поля.

Метою статті є кількісний аналіз суттєвих залежностей між фізичними умовами, які потрібні при НВЧ-пробі плазмоутворюючої хмари та які реалізуються. Це сприяло би подальшому просуванню також досліджень щодо вирішення складових завдань загальної проблеми.

При взаємодії НВЧ-поля з металевим порошком на поверхні частинок виникає поверхневий струм, який призводить до електростатичної зарядки поверхневої окисної плівки, яка завжди вкриває ці частинки. Заряди на оксидній поверхні металевих частинок при достатній потужності НВЧ-поля у плазмоутворюючому середовищі, яка створена попередньо, можуть приводити до виникнення електричного іскрового розряду, за допомогою якого стає можливим ініціювання запалювання металевого порошку. З іншого боку, горіння порошку в НВЧ-полі безумовно призводить до нерівновагової іонізації частинок. Тому в роботі експериментально досліджена можливість отримання нерівновагових плазмових утворювань шляхом ініціювання запалювання металевого порошку у НВЧ-полі.

Експерименти проводились в камері об'ємом 18л., в якій створювалося рівномірне НВЧ-поле з частотою 2450 МГц і напруженістю поля 3700 В/м. Металевий порошок АСД-4 насипали на діелектричну (фторопластову) поверхню. Запалююча іскра ініціювалася між металевими частинками алюмінію і магнію.



Оцінювання критичного значення напруженості електричного поля  $E_{кр}$  проведено виходячи з умови, при якій припускалося, що при  $E_{кр}$  вільний електрон на відстані середньої довжини вільного пробігу набуває енергії, яка дорівнює потенціалу іонізації молекули. З іншого боку, фактична напруженість поля  $E$  в об'ємі, якій досліджується, повинна бути більшою, або дорівнювати критичній енергії.

$$E = \frac{1}{\text{Rarctg}D_0/2R} \sqrt{\frac{PT_n}{2\tau}} W \geq E_{кр}, \quad (1)$$

де  $P$  – середня потужність джерела випромінювання електромагнітних коливань;

$W$ – хвильовий опір плазмоутворюючого середовища;

$\tau$  і  $T_n$ – тривалість і період проходження імпульсів;

$R$ – відстань до джерела випромінювання;

$D_0$ – діаметр хмари плазмоутворюючого середовища, узгоджений з діаметром поперечного перетину діаграми спрямованості НВЧ-випромінювача.

При іскровому нагрівачому впливі НВЧ-поля на плазмоутворююче середовище з додаванням металевго порошку, кінетичну енергію найшвидкіших молекул можна порівняти з енергією зв'язку електронів в атомах цього середовища, і починається іонізація газу. Довільне розділення зарядів в цих утвореннях можливе, як відомо, лише за умови, що робота проти електричного поля, яку потрібно при цьому здійснити, є меншою, ніж теплова енергія частинки, оскільки у вказаних утвореннях електростатична взаємодія є настільки великою, що свавільне розділення зарядів є можливим лише в тих областях, які за розміром порівнянні з дебаєвським радіусом  $D$ .

Енергія електростатичного поля плазмового утворення має вигляд:

$$W_e = \frac{q^2}{2S\xi/d} = \frac{e \cdot (n \cdot S \sqrt{\frac{3}{2}} D)^2}{2 \cdot S \cdot \xi / 10D} = \frac{10e \cdot n^2 \cdot S \cdot \frac{3}{2} D^3}{2\xi} \quad (2)$$

де  $q$  – заряд частинок;

$S$  – площа шару нерівновагової області;

$\xi$  – діелектрична проникливість;

$n$  – концентрація електронів;

$e$  – заряд електрона;

$d$  – відстань між шарами нерівновагової області плазмоутворюючої хмари.

У прикладі відстань між шарами нерівновагової області обрана  $10D$ .

Повна теплова енергія  $W_m$  усіх частинок через напруженість електричного поля, яка дорівнює  $E$ , має таку залежність

$$W_m = n \cdot S \cdot 30D \cdot k \frac{\sigma}{c \cdot \rho} E^2 \cdot t_0 \quad (3)$$

де  $\sigma$  - питома теплопровідність середовища;

$c$  - теплоємність середовища;

$\rho$  – щільність середовища;  
 $t_0$  – час впливу НВЧ-поля.

Дорівнюючи (2) і (3) у відповідності із законом збереження енергії, отримуємо критичне значення напруженості електричного поля, яке дорівнює:

$$E_{\text{кр}} = \frac{D}{2} \sqrt{\frac{e \cdot n \cdot c \cdot \rho}{k \cdot \xi \cdot \sigma \cdot t_0}} \quad (4)$$

Тоді умова отримання нерівновагових плазмових утворювань набуває вигляду:

$$\frac{1}{R \arctg D_0 / 2R} \sqrt{\frac{P \cdot T_n}{2\tau} W} \geq \frac{D}{2} \sqrt{\frac{e \cdot n \cdot c \cdot \rho}{k \cdot \xi \cdot \sigma \cdot t_0}} \quad (5)$$

Параметрами  $n$ ,  $c$ ,  $\rho$ ,  $\sigma$ ,  $\xi$ ,  $t_0$  можна керувати при дослідженні процесу плазмотворення.

Оскільки у термодінамічно нерівноваговій плазмі швидких частинок може бути більше, ніж тих, які рухаються повільно, та ті хвилі, чії фазові швидкості можуть потрапляти в діапазон швидкостей електронів, можуть перевідбиватися резонансними частинками (ефект зворотного згасання Ландау), то для досягнення ефекту підтримання процесу отримання нерівновагових плазмових утворювань, ленгмюрівська частота коливань цих часток через ефект поляризації ( зміщення плазмових частинок) повинна бути співрозмірною ( або трохи меншою) за частоту впливу поля  $f$ , тобто повинна виконуватися ще одна умова: частота електромагнітних коливань повинна бути співрозмірною з величиною, яка дорівнює

$$f \cong \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{n \cdot e \cdot 2}{\xi m_e}}, \quad (6)$$

де  $m_e$  – маса електрона.

Визначимо заряд, який накопичується на частинці до моменту пробою. Для цього знайдемо спочатку заряд, який наводиться. Відомо, що пробій ( іскріння) в повітрі між металевими структурами трапляється при нормальних атмосферних умовах, якщо електрична напруженість поля дорівнює:

$$E_{\text{пред}} = 30 \text{ кВ/см} = 3 \text{ кВ/мм} = 3 \text{ в/мкм}$$

В дослідженні, яке розглядається, напруженість електричного поля дорівнює  $E_e \cong 3,5 \text{ кВ/м} = 3,5 \text{ В/мм}$ . Таким чином, в дослідженні іскріння виникає у випадку, якщо відстань між металевими частинками приблизно дорівнює 1 мкм. Як бачимо, оскільки частинки вкриті оксидним шаром товщиною меншою 1 мкм, то іскріння виникає між близько розташованими, контактуючими (через тонку оксидну плівку) частинками.

Оцінимо заряд, який викликає пробій діелектричного проміжку з розміром  $l_1=1$  мкм. Нехай цей проміжок має питомий опір  $r$ , площа поперечного перетину частинок, наприклад, циліндричної форми, дорівнює  $S_1$ . Тоді опір одного проміжку, який пробивається, дорівнює:

$$R_n = r \frac{l_1}{S_1}.$$

Враховуючи, що на ділянці пробою довжиною  $l_1$  діє  $E_e \cdot 10^{-3} = 3,5 \cdot 10^{-3}$  В/мкм, тобто діє електричний потенціал, який дорівнює  $u = 3,5 \cdot 10^{-3}$  В, маємо електричний струм іскріння, який дорівнює:

$$i = \frac{u}{R_n} = \frac{u \cdot S_1}{r \cdot l_1} \quad (7)$$

Тоді, якщо елементарне іскріння триває час, який дорівнює  $t_1$ , то заряд, який накопичується на частинці до початку пробою приблизно дорівнює:

$$q_1 = i \cdot t_1 = \frac{u \cdot S_1 \cdot t_1}{r \cdot l_1} \quad (8)$$

Тоді загальний заряд можна визначити, враховуючи кількість часток в об'ємі, який досліджується, якщо відомі розміри частинок з діаметром  $d_1$  та величина об'єму, який досліджується:

$$V = \frac{4}{3} \pi \cdot \frac{D_0^3}{8} \quad (9)$$

Визначимо кількість металевих частинок в об'ємі  $V$ , який досліджується для випадку, коли відношення між сумарними масами металевих частинок і частинок плазмоутворюючої речовини відомо і дорівнює  $m_m/m_p$ , а ця речовина містить відомі долі  $\alpha_i$  шістьох складових: азоту, кисню, аргону, калію, натрію і парів води з густиною  $\rho_i$ .

Тоді сумарна маса металевих частинок у визначеному об'ємі утворення нерівновагової плазми дорівнює

$$m_m = \frac{\pi}{6} D_0^3 \cdot \sum_{i=1}^6 \alpha_i \cdot \rho_i \quad (10)$$

Якщо металеві частинки, наприклад, алюмінію і магнію з густиною  $\rho_a$  та  $\rho_m$ , мають сферичну форму з діаметром  $d_1$ , то середня маса частинки дорівнює

$$m_1 = \frac{\rho_a + \rho_m}{2} \cdot \frac{4}{3} \pi \frac{d_1^3}{8} \quad (11)$$

Тоді концентрація металевих частинок в об'ємі (9) дорівнює

$$n = \frac{m_m}{m_1} = 2 \left( \frac{D_0}{d_1} \right)^3 \frac{\sum_{i=1}^6 \alpha_i \cdot \rho_i}{\rho_a + \rho_m} \quad (12)$$

В результаті загальний заряд, який накопичується на частинках в об'ємі  $V$  до моменту пробою тривалістю  $t_1$ , дорівнює

$$Q = q_1 \cdot n = \frac{u \cdot S_1 \cdot t_1}{r \cdot l_1} \cdot 2 \left( \frac{D_0}{d_1} \right)^3 \frac{\sum_{i=1}^6 \alpha_i \cdot \rho_i}{\rho_a + \rho_m} \quad (13)$$

З (13) витікає, що, наприклад, при  $u = 3,5 \cdot 10^{-3}$  В;  $l_1 = 10^{-7}$  м;  $S_1 = \pi \cdot (l_1/2)^2$ ;  $t_1 = 1$  с;  $r = 10^{-3}$  Ом·м;  $D_0 = 0,5$  м;  $d_1 = 10^{-7}$  м;  $\rho_a = 2700$  кг/м<sup>3</sup>;  $\rho_m = 1739$  кг/м<sup>3</sup>;  $\rho_1 = 1,25$  кг/м<sup>3</sup>;  $\rho_2 = 1,43$  кг/м<sup>3</sup>;  $\rho_3 = 1,78$  кг/м<sup>3</sup>;  $\rho_4 = 860$  кг/м<sup>3</sup>;  $\rho_5 = 970$  кг/м<sup>3</sup>;  $\rho_6 = 1000$  кг/м<sup>3</sup>;  $\alpha_1 = 0,7$ ;  $\alpha_2 = 0,2$ ;  $\alpha_3 = 0,097$ ;  $\alpha_4 = \alpha_5 = \alpha_6 = 0,001$  заряд, який накопичується в діелектричному середовищі, дорівнює  $Q = 25,8 \cdot 10^3$  Кул.

## ВИСНОВОК.

Таким чином, незважаючи на ілюстративний характер наведених кількісних залежностей, припустимо вважати, що, по-перше, реалізація умов, необхідних для створення нерівновагових плазмових утворень, цілком можлива за допомогою засобів, які існують на теперішній час; по-друге, для ініціювання пробою найбільш доцільним є потужне імпульсне випромінювання, яке повинно бути пропорційним кубу відношення діаметру області плазмоутворення до діаметру металевих частинок, які додаються до плазмоутворюючого середовища, а також пропорційним до часу існування плазмового утворення. По-третє, необхідно особливо відмітити, що істотне підвищення ефективності і швидкості нагріву плазмоутворюючої області, яка містить іоноутворюючу речовину і частинки легких металів, можливо лише при погодженому у просторі впливі поля на область, яка ініціюється як у поперечному її перетині, так і за глибиною, яка залежить від виду і концентрації частинок в області, у відповідності з відомими раціональними принципами мікрохвильового нагріву [3].

## Література

1. "Trust": Russians propose joint SDI using plasmoids // 21st century Science & technology. Summer 1993/ - P.385.
2. Гуревич А.В., Шварцбург А.Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. – М.: Наука, –1973.
3. Демьянчук Б.А. Принципы и применения микроволнового нагрева. – Одесса: Черноморье, 2004. –520 с.

*Б.А. Демьянчук*

**Условия плазмообразования при СВЧ-пробое в смеси ионообразующего вещества и частиц легких металлов.**

## АННОТАЦИЯ

Количественно оценены условия плазмообразования при микроволновом воздействии на порошкообразную смесь ионообразующего вещества и частиц легких металлов: критический уровень напряженности электрического поля, который необходим для возникновения искрового разряда и воспламенения порошка металлов, а также уровень частоты электромагнитных колебаний, необходимый для поддержания процесса плазмообразования. Оценен общий электрический заряд, накапливающийся в оксидном слое частиц металлов до момента СВЧ-пробоя.

*B.A. Demyanchuk*

**Conditions of plasma-formation at SHF-disruption in the mix of ion-formative substance and particles of light metals**

SUMMARY

Conditions plasma-formation were quantitatively estimated at microwave influence on powder mix of ion - forming substance and particles of light metals: critical level of electric field intensity necessary for occurrence of spark discharge and ignition of the metal powder, and also level of electromagnetic fluctuations, frequency necessary for maintenance of plasma-formation process. The general electric charge collecting in an oxide layer of metals particles till the moment of the SHF-disruption was estimated.

*В.И. Вишняков, Т. В. Грызунова, М. Н. Чесноков*

*Одесский национальный университет им. И. И. Мечникова*

## **Плавающий потенциал горячей частицы магния**

В работе приведены результаты измерений плавающего потенциала горячей частицы магния. Проведен теоретический анализ процесса измерений. Показано, что изменение диэлектрических свойств плазмы продуктов сгорания в окрестности горячей частицы оказывает существенное влияние на регистрируемые значения потенциала и может сильно исказить реальную величину потенциала горячей частицы.

### **I. ВВЕДЕНИЕ**

Измерение плавающего потенциала довольно распространено в диагностике плазмы [1-4]. Это обусловлено тем, что в любой теоретической модели взаимодействия плазмы с твердым телом для решения уравнения Пуассона необходимо определять потенциал изолированного контакта, то есть плавающий потенциал. Поэтому возникает искушение измерить его.

Однако, измерение плавающего потенциала одиночного зонда, или как в данном случае одиночной горячей частицы, является простой в реализации, но наиболее сложной в плане интерпретации измерений, задачей. Это связано с тем, что полноценная электрическая измерительная цепь предполагает наличие двух контактов с объектом исследования [5]. В данном же случае такой контакт только один. Так как измерение происходит относительно земли, то вторым контактом является контур заземления или связанные с ним металлические предметы.

Таким образом, схема измерения представляет собой некоторый конденсатор способный накапливать заряд, поэтому основной сложностью при таких измерениях является определение параметров этого конденсатора. Настоящая работа посвящена интерпретации измерений плавающего потенциала с учетом изменения емкости измерительной системы.

### **II. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА**

Изменение потенциала горячей металлической частицы определяли прямым измерением потенциала горящих частиц магния кубической формы с ребром 3-5 мм [6]. Частица набивалась на тугоплавкую стальную иглу и вводилась в горячий поток воздуха. Измерялся потенциал иглы относительно заземленной экранирующей сетки (рис.1). Одновременно измерялся сигнал фотоэлемента, который регистрировал интенсивность излучения горячей частицы.

Частица воспламеняется на одном из острых углов поверхности, затем пламя распространяется в окружающее частицу пространство и в это время частица имеет отрицательный потенциал (рис.2). Затем знак потенциала изменяется и сохраняется таким до окончания горения, причем потенциал частицы затухает

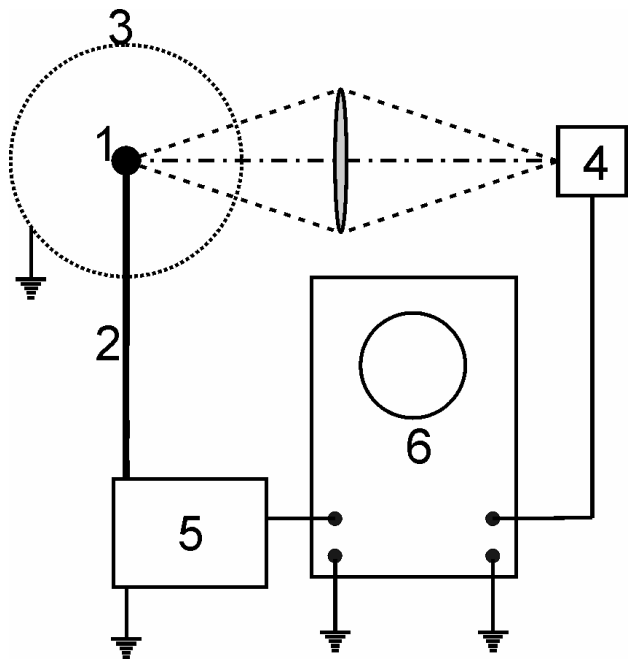


Рис.1. Блок схема измерительной установки.

- 1 – частица магния;
- 2 – металлическая игла;
- 3 – экранирующая сетка;
- 4 – фотоэлемент;
- 5 – электромметр У5-9;
- 6 – осциллограф.

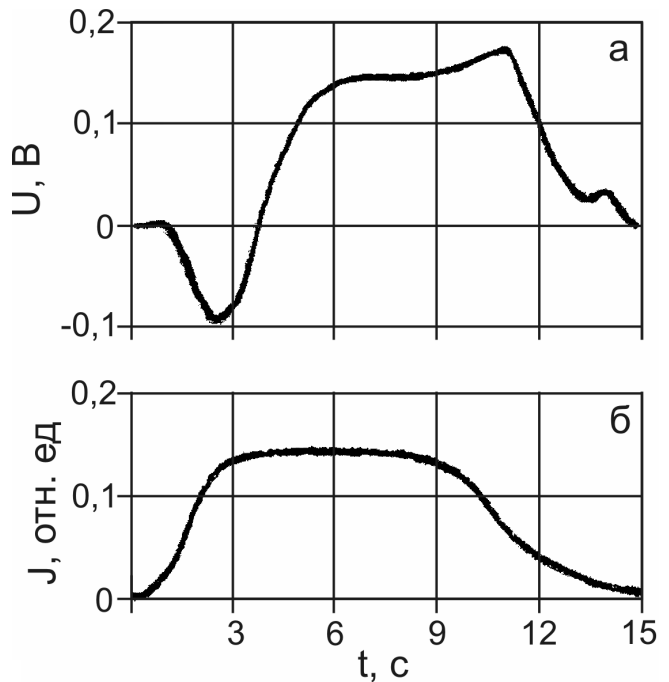


Рис.2 Эпюры измеренного потенциала горячей частицы магния (а) и интенсивности излучения (б).

медленней, чем интенсивность излучения и, кроме того, имеет характерный всплеск, приходящийся на спад интенсивности излучения.

Как мы видим, схема измерения потенциала представляет собой конденсатор сложной геометрии. Одной из пластин конденсатора является экранирующая сетка. Вторая пластина конденсатора – расплавленная капля магния. Между пластинами конденсатора заключен слой плазмы с переменной диэлектрической проницаемостью, которая определяет емкость конденсатора и, соответственно, динамические характеристики измерительной системы [7].

### III. ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ИЗМЕРЕНИЙ

Потенциал изолированного контакта в плазме определяется равенством потоков эмиссии электронов с поверхности частицы и обратного потока электронов из плазмы на поверхность частицы. Поток термоэлектронной эмиссии определяется формулой Ричардсона – Дэшмана:

$$J_e^T = -\frac{4\pi e m_e k^2 T^2}{(2\pi\hbar)^3} \exp\left(-\frac{W}{kT}\right) \quad (1)$$

где  $J$  – плотность тока электронов в направлении от частицы в плазму ( $J = qj$ , где  $j$  – плотность потока частиц,  $q$  – их заряд),  $W$  – работа выхода электрона. Рассматривается только переход электрона из твердого тела в поверхностный

слой плазмы, не учитывая перенос электрона в невозмущенную область плазмы.

Этот ток уравнивается обратным током поглощения электронов, плотность которого в приближении плоской поверхности можно определить в виде:

$$J_e^{abs} = \frac{1}{4} e n_{es} v_{Te}, \quad (2)$$

где  $v_{Te} = \sqrt{8kT/\pi m_e}$  - тепловая скорость электронов,  $n_{es}$  - концентрация электронов у поверхности электрода.

Будем считать, что к данной системе применимо распределение Больцмана для концентраций электронов, то есть  $n_{es} = n_0 \exp(e\phi_s/kT)$ ,  $n_0$  - невозмущенная концентрация,  $e\phi_s$  - потенциальный барьер на границе частица – плазма, который определяется равенством токов (1) и (2):

$$e\phi_s = kT \ln \frac{J_e^T}{J_{e0}^{abs}}, \quad (3)$$

где  $J_{e0}^{abs} = (1/4)en_0v_{Te}$  - плотность тока электронов из невозмущенной области плазмы в направлении частицы.

В рассматриваемом эксперименте происходит воспламенение частицы магния и разогрев как слоя плазмы вокруг частицы, так и самой частицы магния. Изменение температуры частицы отстает от ее изменения температуры. Согласно [8-10] примем это время  $\tau \sim 0,2c$ . Функциональная экстраполяция этих изменений представлена на рис.3. Именно эти значения будем использовать для дальнейших вычислений, преследуя цель качественно (но не количественно) описать наблюдаемые экспериментально явления.

Ввиду того, что временные зависимости изменения температуры плазмы ( $T_{pl}$ ) и температуры частицы ( $T_{prt}$ ) разные, разной будет и динамика изменения тока термоэлектронной эмиссии  $J_e^T(T_{prt})$  и обратного тока электронов из плазмы на частицу  $J_{e0}^{abs}(T_{pl})$ , который определяется степенью ионизации плазмы:

$$J_{e0}^{abs}(T_{pl}) = \frac{1}{4} e \sqrt{\frac{8kT_{pl}}{\pi m_e}} \sqrt{n_A K_S(T_{pl})}, \quad (4)$$

где  $n_A \sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$  - концентрация естественной примеси щелочной присадки,  $K_S$  - константа Саха.

Уравнения (1), (3) и (4) позволяют определить динамику изменения высоты потенциального барьера на границе частица – плазма (рис.4). В момент образования плазмы температура частицы низкая, поэтому ток термоэлектронной эмиссии достаточно мал, по сравнению с обратным током поглощения электронов, который определяется температурой плазмы. Следовательно, частица начинает приобретать отрицательный заряд и на границе частица – плазма формируется отрицательный потенциальный барьер, который стремится уменьшить ток поглощения электронов. По мере разогрева частицы возрастает ток



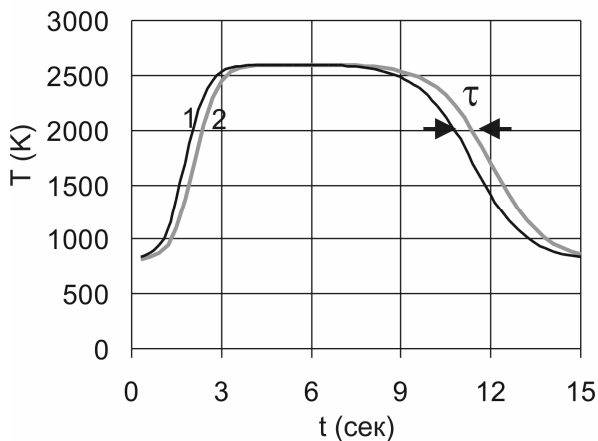


Рис.3. Функциональная экстраполяция изменения температуры слоя плазмы (1) и частицы магния (2).

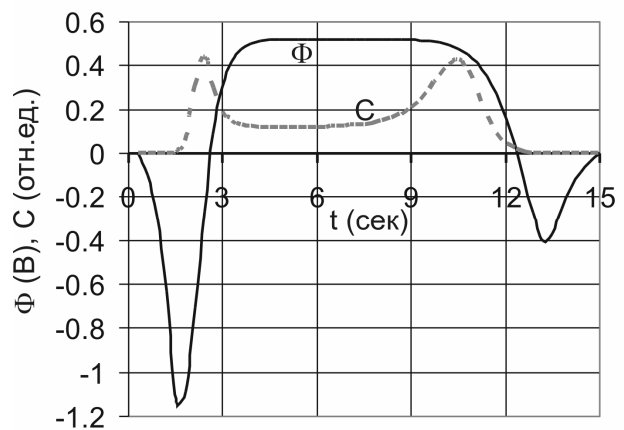


Рис.4. Динамика изменения высоты потенциального барьера (Φ) на границе плазма – частица и емкости слоя плазмы (C).

термоэлектронной эмиссии и потенциальный барьер, равно как и заряд частицы, меняет знак. Это положительное значение высоты потенциального барьера (3) сохраняется в течение стационарного режима горения частицы магния. После завершения горения происходит остывание частицы магния. Ввиду того, что зависимость от температуры тока термоэлектронной эмиссии (1) гораздо сильнее, чем зависимость (4), здесь опять наблюдается изменение заряда потенциала частицы. В реальном случае это, по-видимому, не будет иметь место, так как динамика остывания газа отличается от динамики остывания частицы, что не учитывается в данной реконструкции.

Потенциал частицы, определяемый выражением (3) и представленный на рис.4, не может совпадать с измеренным значением, так как отсутствует замкнутая электрическая цепь, позволяющая измерить разность потенциалов между частицей и плазмой. В рассматриваемом эксперименте существенное влияние на результаты измерений оказывает емкость слоя плазмы. В работе [7] эта емкость определена как

$$C = \frac{\epsilon_0 S}{d} \frac{(d/r_D)^2}{2 \operatorname{sh}(d/r_D)} \left[ \frac{\operatorname{th}(e\phi_s / 4kT_{pl})}{e\phi_s / 4kT_{pl}} \right]^2, \quad (5)$$

где  $d$  - толщина слоя плазмы,  $r_D$  - длина экранирования,  $S$  - площадь электродов, ограничивающих слой плазмы.

Мы не знаем точных значений  $S$  и  $d$ , поэтому и ограничиваемся только качественным рассмотрением. В данном случае нас интересует зависимость  $d/r_D$  от температуры, так как длина экранирования содержит такую зависимость:

$$r_D(T_{pl}) = \sqrt{\epsilon_0 k T_{pl} / 2e^2 n_0} = \sqrt{\epsilon_0 k T_{pl} / 2e^2} \sqrt{n_A K_S(T_{pl})}.$$

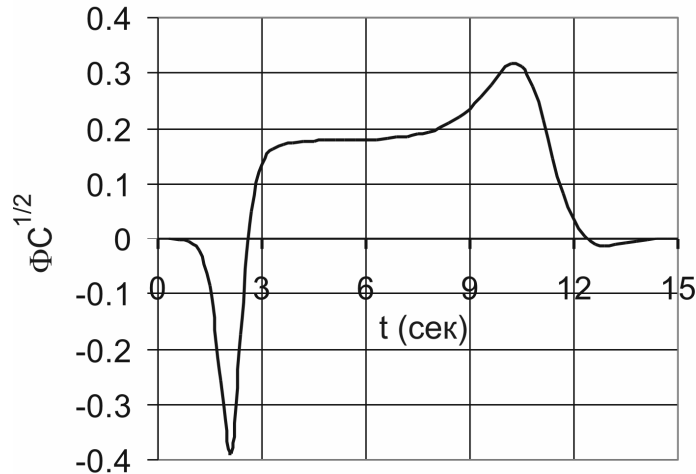


Рис.5. Динамика изменения измеряемого плавающего потенциала

Примем условно значение толщины слоя  $d \sim 1\text{мм}$ . Тогда динамика изменения относительной емкости  $C^* = dC/\varepsilon_0 S$  имеет вид, представленный на рис.4. Как отсюда видно, величина емкости имеет два характерных максимума, соответствующих росту и спаду температуры, которые должны влиять на результаты измерений.

Измеряемый плавающий потенциал можно определить исходя из энергии конденсатора  $E = C\phi_s^2/2$ . Соответственно, измеряемое значение потенциала

$$U_{\text{изм}} \sim \phi_s \sqrt{C^*} \quad (6)$$

На рис.5 представлена динамика изменения измеряемого потенциала (6) с учетом изменения как потенциального барьера на границе частица – плазма, так и с учетом изменения емкости слоя. Отсюда видно качественное совпадение вычисленной зависимости с результатами измерений (рис.2), так как учет изменения емкости слоя приводит к появлению характерного всплеска плавающего потенциала в начале остывания системы.

#### IV. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенная интерпретация измерений плавающего потенциала горячей частицы магния весьма условна. Это связано с тем, что мы не рассчитывали теплообмен между частицей и слоем плазмы, и между слоем плазмы и окружающей средой. Динамика изменения температуры слоя плазмы и частицы магния реконструирована нами в очень грубом приближении. Тем не менее, нами получены результаты, совпадающие с экспериментальными данными. Это говорит о том, что изменение диэлектрических свойств плазмы оказывает существенное влияние на результаты измерений и обязательно должно учитываться как при измерениях плавающего потенциала горящих частиц, так и при зондовых измерениях.

Особенно важным учет диэлектрических свойств плазмы оказывается в том случае, когда зондовые измерения производятся в импульсном режиме, что необходимо при исследовании быстропротекающих процессов. В этом случае даже использование двухзондового метода, когда в плазме создается замкнутая электрическая цепь, не гарантирует аутентичность измеряемых величин. Это связано с тем, что прогрев зонда, простреливаемого через плазму, приводит к существенному изменению емкостных характеристик измерительной цепи. В этом случае регистрируемый потенциал и потенциальный барьер на границе зонд – плазма могут существенно различаться.

### Литература

1. Чан П., Тэлбот Л., Турян К. Электрические зонды в неподвижной и движущейся плазме (теория и применение). - М.: Мир. 1978. – С. 201.
2. Чэн Ф. Электрические зонды. – В кн.: Диагностика плазмы под ред. Р. Хадлстоуна и С. Леонарда. – М.: Мир.1967. – С. 94.
3. Шотт Л. Электрические зонды. – В кн.: Методы исследования плазмы под ред. В. Лохте-Хольтгрена. – М.: Мир. 1971. – С. 459.
4. Chen F.F., Arnush D. The floating potential of cylindrical Langmuir probes // Phys. Plasmas. – 2001. – V.8., No.11. – P. 5051-5052.
5. Вишняков В.И. Свойства изотермического контакта металл – плазма продуктов сгорания. // Физика аэродисперсных систем. – Одесса.: Вища школа. 1989. – в. 32. – С. 147-157.
6. Чесноков М.Н. Динамика образования и физические характеристики конденсированной дисперсной фазы в низкотемпературной плазме горения модельных алюминизированных топлив. // Дисс. д-ра физ.-мат. наук. Одесса. 1986. – 404 с.
7. Вишняков В.И. Статическая диэлектрическая проницаемость слоя термической плазмы. // Физика аэродисперсных систем. – Одесса: Астропринт. 2004. – в. 41. – С. 285-293.
8. Сборник задач по теории горения под ред. Померанцева В. В. // Л.: Энергоатомиздат. – 1983. – 151 с
9. Семенов К.И., Лялин Л.А., Калинин В.В., Копыт Н.Х. Термоэмиссионная зарядка седиментирующих сферических металлических частиц // Физика аэродисперсных частиц. – 2002. – Вып. 39. – С. 261-269.
10. Золотко А.Н., Флорко А.В., Шевчук В.Г. Спектральные исследования горения частицы магния // Физика горения и взрыва. – 1982. – Т.18, № 1. – С.17-22.

*В.І. Вишняков, Т.В. Гризунова, М.М. Чесноков*

**Плаваючий потенціал палаючої частки магнію**

АНОТАЦІЯ

У роботі наведені результати виміру плаваючого потенціалу палаючої частки магнію. Проведено теоретичний аналіз процесу вимірювання. Показано, що змінювання діелектричних властивостей плазми продуктів згорання в околиці палаючої частки подає суттєвий вплив на значення потенціалу, що реєструються, і може дуже викривляти реальну величину потенціалу палаючої частки.

*V.I. Vishnyakov, T.V. Gryzunova, M.N. Chesnokov*

**Floating potential of the burning particle of magnesium**

SUMMARY

In paper the results of measurement of the floating potential of a burning particle of magnesium are given. The theoretical analysis of process of measuring has been made. It is demonstrate that change of the dielectric properties of plasma of combustion products in the neighborhood of a burning particle renders essential influence on filed values of potential and can strongly garble real value of the potential of a burning particle.

*Л.М. Михайловская*

*Одесский национальный университет*

### **Влияние зависимости подвижности ионов от величины электрического поля на параметры положительного столба в узких газоразрядных трубках**

Проведено совместное решение уравнения баланса энергии электронов и уравнения баланса числа заряженных частиц в положительном столбе стационарного тлеющего разряда с учетом зависимости подвижности положительных ионов от величины напряженности продольного электрического поля, устанавливающегося в разряде. При этом были определены зависимости внутренних параметров газового разряда, таких как электронная температура и напряженность продольного электрического поля, от давления, тока разряда и радиуса разрядного капилляра.

Исследование низкотемпературной плазмы положительного столба газового разряда в узких трубках представляет интерес не только в связи с использованием ее как активной среды в волноводных лазерах, но и для создания малогабаритных газоразрядных источников оптического излучения низкого давления [1,2]. Выходные характеристики устройств, использующих газовый разряд, зависят от значений внутренних параметров плазмы положительного столба, устанавливающихся в разряде. Для теоретического анализа зависимостей внутренних параметров газового разряда от величины тока разряда, от давления газа и от размера радиуса рабочего капилляра, а также от температуры наружных стенок газоразрядной трубки, обычно используют условие баланса энергии электронов в положительном столбе, условие баланса числа заряженных частиц и условие баланса энергии нейтральных атомов [1-3]. При этом оказывается, что для количественного описания электрических разрядов в газах необходима информация о подвижности положительных ионов. В работах по исследованию физических процессов в газовом разряде долгое время предполагалось, что скорость дрейфа ионов пропорциональна величине напряженности электрического поля, т.е. подвижность ионов постоянна, не зависит от электрического поля. Однако, как отмечается в [4,5], это выполняется только в несильных полях, когда приведенная напряженность поля  $E/p \ll 10 \text{ В}/(\text{см} \cdot \text{Тор})^5$ . В узких газоразрядных трубках это условие может нарушаться и тогда необходимо учитывать зависимость подвижности положительных ионов от величины поля.

В данной работе нас интересуют напряженность установившегося в разряде продольного электрического поля и значение электронной температуры, в локальном приближении постоянной по сечению разрядного капилляра. Проведено совместное решение уравнений баланса числа заряженных частиц и балан-

---

<sup>5</sup> 1 Тор = 1 мм.рт.ст. = 133.32 Па

са энергии электронов относительно электронной температуры  $T_e$  и величины продольного электрического поля  $E$  в положительном столбе стационарного тлеющего разряда. При этом была учтена зависимость подвижности положительных ионов от величины напряженности установившегося в разряде продольного электрического поля  $E$ . Численный расчет проводился для разряда в гелии, который является основой активных сред многих малогабаритных газоразрядных лазеров.

Известно, что положительный столб в тлеющем разряде служит для проведения электрического тока между катодом и анодом. На свойствах плазмы положительного столба не сказываются приэлектродные процессы. В однородном по длине положительном столбе свободные электроны постоянно исчезают вследствие диффузии к стенкам и вследствие рекомбинации в объеме с положительными ионами. Убыль электронов должна быть восполнена ионизацией нейтральных атомов рабочего газа.

Необходимым условием существования стационарного разряда в газах является поддержание постоянной во времени концентрации заряженных частиц. Баланс числа заряженных частиц в плазме положительного столба низкого давления определяется процессами ионизации в объеме газа и последующими потерями вследствие диффузионных уходов электронов и ионов на стенки газоразрядной трубки. Уравнение баланса числа заряженных частиц в разряде, который контролируется амбиполярной диффузией, с учетом только прямой ионизации атомов в основном состоянии в результате столкновений с электронами плазмы приводит к следующему распределению заряженных частиц по сечению цилиндрической разрядной трубки:  $n(r) = n(0) \cdot I_0\left(r \cdot \sqrt{\nu_i/D_{am}}\right)$ . Здесь  $I_0(x)$  – функция Бесселя первого рода,  $r$  – расстояние от оси трубки,  $\nu_i$  – частота ионизации нейтральных атомов, коэффициент амбиполярной диффузии  $D_{am} = \mu_i \cdot kT_e/e$ ,  $\mu_i$  – подвижность ионов, зависящая от рода газа и от его концентрации и температуры. Граничное условие  $n(R_0) = 0$  дает известное соотношение Шоттки  $\nu_i = D_{am} (2.4/R_0)^2$  между параметрами плазмы и радиусом трубки  $R_0$ . Причем, здесь  $D_{am} (2.4/R_0)^2 = \nu_d$  – это частота диффузионных уходов заряженных частиц на стенки трубки. Согласно [1], при максвелловском спектре энергии электронов, частота прямой ионизации определяется выражением  $\nu_i = \bar{\nu}_e C_i (U_i + 2kT_e) \exp(-U_i/kT_e) \cdot N_0$  и тогда условие Шоттки  $\nu_i = \nu_d$  служит для нахождения электронной температуры и называется уравнением ионизационного равновесия [3]

$$\bar{\nu}_e C_i (U_i + 2kT_e) \exp(-U_i/kT_e) \cdot N_0 = \mu_i (kT_e/e) (2.4/R_0)^2 \quad (1)$$

Уравнение баланса энергии электронов, служащее основой для определения напряженности установившегося в разряде продольного электрического поля, включает мощность, расходуемую на нагрев газа в результате упругих столкновений электронов с атомами, мощность, уносимую заряженными частицами на стенки трубки, а также мощность, затраченную на ионизацию атомов. В ре-

зультате для напряженности продольного электрического поля в ПС получается выражение [2,6]

$$e^2 E^2 / m v_m = v_c \cdot \Delta \varepsilon_g + v_w \cdot \Delta \varepsilon_w + v_i \cdot U_i \quad (2)$$

Здесь  $v_m$  – эффективная частота столкновений электронов,  $v_c$  – частота упругих столкновений электронов с нейтральными атомами,  $\Delta \varepsilon_g = 3m \cdot kT_e / M$  – потери энергии электрона при упругих столкновениях с нейтральными атомами,  $v_w$  – частота столкновений со стенками разрядной трубки,  $\Delta \varepsilon_w$  – потери энергии при столкновениях со стенками,  $U_i$  – потенциал ионизации атома. Частота передачи энергии стенкам трубки для диффузионного режима горения разряда совпадает с частотой диффузионных уходов электронов на стенки, т.е.  $v_w = v_d$ . В работе [7] получено наиболее полное выражение для потерь энергии электронов, обусловленных уходом заряженных частиц на стенки трубки из-за диффузии и действия радиального электрического поля

$$\Delta \varepsilon_w = 3 \cdot kT_e + kT_e \cdot \ln \left( 0.01 \cdot \sqrt[3]{R_0^2 \cdot n_e(0) / kT_e} \right) + e \Delta \varphi_s + e U_i.$$

Падение потенциала в пристеночном слое  $\Delta \varphi_s$  определяется уравнением

$$(1 + 2e \Delta \varphi_s / kT_e) \cdot \exp(2e \Delta \varphi_s / kT_e) = M / (16\pi \cdot m).$$

Из приведенных уравнений ионизационного равновесия (1) и продольного электрического поля (2) видно, что для количественного описания электрических разрядов в газах необходима информация о подвижности положительных ионов.

Теоретическим и экспериментальным исследованиям движения ионов в газах под действием постоянного электрического поля посвящено очень много работ (см., напр., библиографию в [1,2,5,8], современные исследования в [9,10]). Последовательный строгий подход к вычислению скорости дрейфа ионов основан на рассмотрении кинетического уравнения для функции распределения ионов по скоростям – метод Чепмена – Энскога [11]. Подвижность ионов выводится на основе соотношения  $\mu_i = V_{dr} / E$ . Здесь  $V_{dr}$  – дрейфовая скорость, которая определяется как средняя скорость направленного движения ионов с помощью кинетического уравнения. При этом наиболее полно исследован случай слабых внешних электрических полях, при которых изменение потенциала внешнего поля на расстояниях порядка длины свободного пробега много меньше кинетической (тепловой) энергии частиц:  $eE\lambda_i \ll kT$ . В этом случае подвижность ионов не зависит от напряженности электрического поля. При выполнении обратного соотношения нарушается линейная зависимость скорости дрейфа от напряженности электрического поля и общее точное выражение для дрейфовой скорости значительно усложняется. Поэтому на практике, как правило, пользуются интерполяционными (аппроксимирующими) формулами, описывающими движение ионов в электрическом поле. Представим некоторые из них, при этом ограничимся движением ионов в собственном газе, когда массы атомов и ионов равны  $M = M_i$ .

В результате решения кинетического уравнения при средних значениях электрического поля  $eE\lambda_i \approx kT$  дрейфовая скорость иона в собственном газе при некоторых условиях была найдена Смирновым [5]. Найденные таким образом численные решения для дрейфовой скорости были аппроксимированы зависимостью

$$V_{drS} = 6.115 \cdot 10^4 \left( \sqrt{t} \cdot E / \sqrt{A} \cdot \sigma_0 p \right) \cdot \left[ 1 + (E / \sigma_0 p)^{3/2} \right]^{-1/3} \quad (3)$$

В работах [4,12] приведена следующая интерполяционная формула для дрейфовой скорости ионов, которая была получена в приближении твердых шаров

$$V_{drW} = 20.85 \cdot 10^4 \left( \xi \sqrt{t} E / \sqrt{A} \cdot \sigma_0 p \right) \cdot \left[ 1 + \sqrt{1 + 1.286 (\xi E / \sigma_0 p)^2} \right]^{-1/2} \quad (4)$$

Наиболее простая интерполяционная формула для скорости дрейфа ионов была предложена в [13]

$$V_{drF} = 14.745 \cdot 10^4 \left( \xi \sqrt{t} \cdot E / \sqrt{A} \cdot \sigma_0 p \right) \cdot \left[ 1 + 0.567 (\xi E / \sigma_0 p) \right]^{-1/2} \quad (5)$$

В этих формулах использованы следующие обозначения:  $A$  – атомная масса иона, безразмерная температура  $t = T^\circ K / 273$ ,  $\sigma_{tr} = \sigma_0 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$  – транспортное сечение столкновений ионов с нейтральными частицами;  $p$  – давление газа в мм рт.ст.,  $\xi$  – фактор порядка единицы, сложным образом зависящий от потенциала взаимодействия иона с нейтральным атомом. При этом напряженность электрического поля выражается в В/см, скорость дрейфа в см/с, а подвижность в  $\text{см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ .

В низкотемпературной газоразрядной плазме ПС тлеющего разряда частота столкновений ионов с нейтральными частицами определяется либо поляризационным взаимодействием иона с атомом либо процессами перезарядки. Сечения рассеяния  $\sigma_{tr}$  в этих случаях разные.

При движении ионов в собственном газе частота столкновений определяется в основном сечением перезарядки и тепловой скоростью частиц. Сечение резонансной перезарядки иона, имеющего среднюю тепловую скорость  $\bar{V}_i = \sqrt{8kT/\pi M_i} = 2.4 \cdot 10^5 \sqrt{t/A}$  см/с в принятых нами обозначениях приближенно равно [1]  $\sigma_R = (1.2 \cdot 10^{-15} / U_i) \cdot [10.1 + 0.5 \cdot \ln(A \cdot U_i / t)]^2$   $[\text{см}^2]$ , где  $U_i$  – потенциал ионизации в эВ. Отметим, что согласно [1] эта теоретическая формула справедлива с точностью примерно 50%. При температурах  $T \gg 10K^\circ$  транспортное сечение резонансной перезарядки вдвое больше полного:  $\sigma_{tr} = 2\sigma_R$ . Следовательно, в выше приведенных формулах (3) – (5)

$$\sigma_0 = (2.4 / U_i) \cdot [10.1 + 0.5 \cdot \ln(A \cdot U_i / t)]^2. \quad (6)$$

Слабая логарифмическая зависимость сечения перезарядки от относительной температуры  $t = T^\circ K / 273$  (позволяет использовать в (6) для оценок значение  $t = 1$ ).



Из приведенных выражений (3) – (5) с учетом (6) видно, что характер зависимости подвижности ионов  $\mu_i = V_{dr}/E$  от давления и температуры газа во всех приведенных итерационных формулах одинаков, а при увеличении напряженности электрического поля наблюдается монотонное уменьшение подвижности. Поэтому при теоретическом рассмотрении можно пользоваться любой из этих формул. Для численных оценок нужно подбирать разумное эффективное значение соответствующей величины из имеющихся экспериментальных данных. Численное сравнение показывают, что при тех же прочих параметрах подвижность ионов в приближении Смирнова меньше и с ростом поля изменяются более монотонно, чем остальные два приближения. Из формулы Смирнова для дрейфовой скорости (3) следует, что подвижность иона при малых напряженностях электрического поля  $\mu_{i0s} = 6.115 \cdot 10^4 \sqrt{t} / (\sqrt{A} \cdot \sigma_0 p)$  см<sup>2</sup>/(В·с), а из формул (5) и (6) соответствующие значения значительно большие и равны  $\mu_{i0w} = \mu_{i0f} = \xi \cdot 14.745 \cdot 10^4 \sqrt{t} / (\sqrt{A} \cdot \sigma_0 p)$  см<sup>2</sup>/(В·с). И только при значении фактора  $\xi \approx 0.4$  они примерно одинаковы.

В данной работе для учета зависимости подвижности положительных ионов от величины напряженности продольного электрического поля  $E$ , устанавливающегося в разряде, используется интерполяционная формула

$$\mu_i = \mu_{i0} / \sqrt{1 + a \cdot E/p}, \quad (7)$$

которая следует из формулы (5) и именно в такой форме была предложена в [6]. Здесь  $a = 0.567 \cdot \xi / \sigma_0$  – постоянная величина, зависящая, согласно (6), от рода газа. В частности, для гелия  $a = 0.04$  Тор/В, подвижность в слабом поле  $\mu_{i0} = 8.4 \cdot 10^3 \cdot \sqrt{t}/p$  см<sup>2</sup>/(В·с).

Условие Шоттки для разряда в гелии, определяющее температуру электронов  $T_e$  в эВ, с учетом переменной подвижности ионов, взятой в форме (7), принимает вид

$$\sqrt{T_e} (2 + 24.6/T_e) \exp(-24.6/T_e) = 1.6 \cdot 10^{-2} t^{3/2} (1 + aE/p)^{-1} (pR_0)^{-2} \quad (8)$$

Преобразованное уравнение для напряженности электрического поля, установившегося в ПС разряда в гелии с учетом зависимости (7) можно записать как

$$E = 4.8 \cdot \frac{p}{t} \sqrt{\sqrt{T_e} \cdot \left(1 + \frac{2T_e}{24.6}\right) \exp\left(-\frac{24.6}{T_e}\right) + \frac{0.28 \cdot 10^{-2} T_e \cdot t^{3/2}}{\sqrt{1 + aE/p} (pR_0)^2}} \quad (9)$$

В данной работе проведено совместное решение уравнений (8) и (9), которые получены из уравнения баланса числа заряженных частиц (1) и уравнения баланса энергии электронов (2), относительно температуры электронов  $T_e$  и величины продольного электрического поля  $E$  в положительном столбе стационарного тлеющего разряда в гелии. При этом были определены зависимости данных внутренних параметров газового разряда  $T_e$  и  $E$  от внешних параметров, таких как давление, ток разряда и радиус разрядного капилляра с учетом теплового вытеснения газа из рабочего капилляра при нагреве рабочей среды током

разряда согласно закону Менделеева-Клапейрона  $N_0 = p/kT$  [6,7]. Для этого была использована полуэмпирическая формула из [6] для температуры газа внутри трубки  $t = 0.08 + 0.04 \cdot I_r$ , где  $I_r$  – величина тока разряда в мА. Результаты численных расчетов приведены на рис.1,2.

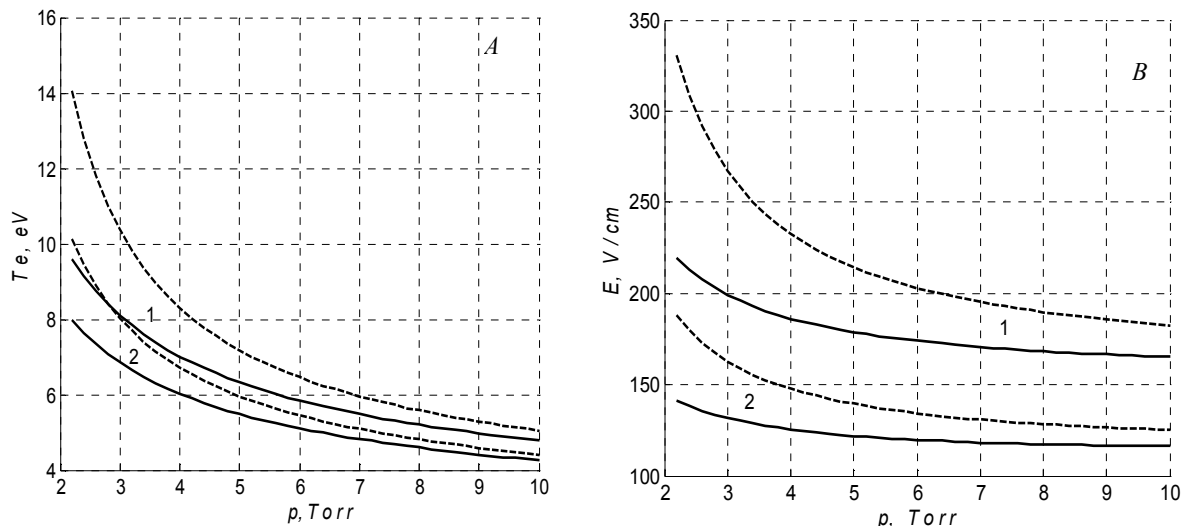


Рис.1. Рассчитанные значения температуры электронов (а) и напряженности электрического поля (б) в зависимости от давления газа в разряде гелия для тока разряда  $I_r = 10 \text{ мА}$ . 1 – радиус капилляра  $R_0 = 0.05 \text{ см}$ , 2 – радиус капилляра  $R_0 = 0.07 \text{ см}$ . Сплошные кривые – расчет с  $\mu_i = \mu_i(E)$ . Пунктирные кривые – расчет с  $\mu_i = \mu_{i0}$

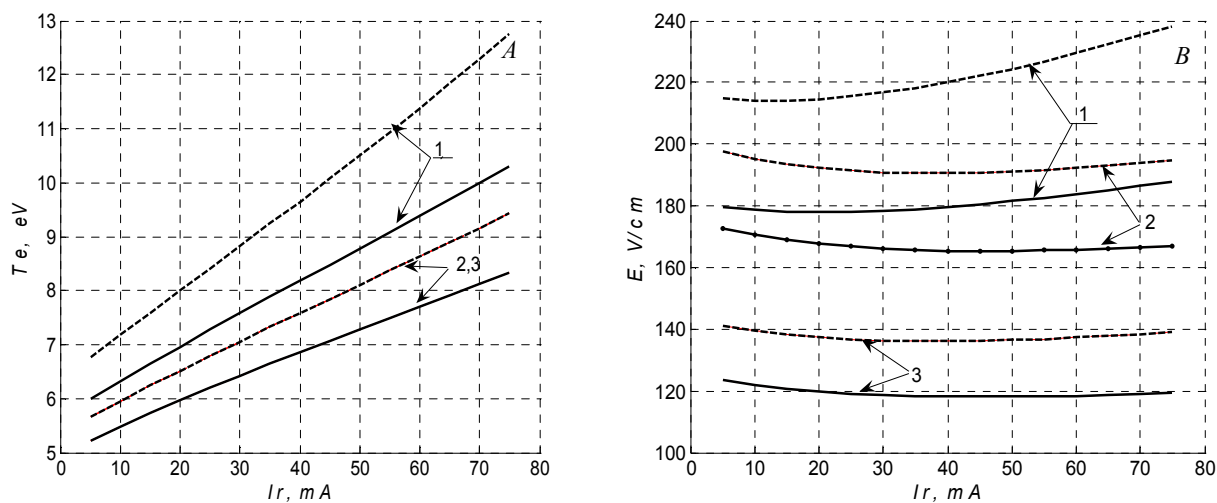


Рис.2. Рассчитанные значения температуры электронов (а) и напряженности электрического поля (б) в зависимости от тока разряда в разряде гелия для различных значений давления и радиуса капилляра.

1 – радиус капилляра  $R_0 = 0.05 \text{ см}$ , давление  $p = 5 \text{ Тор}$

2 – радиус капилляра  $R_0 = 0.05 \text{ см}$ , давление  $p = 7 \text{ Тор}$

3 – радиус капилляра  $R_0 = 0.07 \text{ см}$ , давление  $p = 5 \text{ Тор}$

Сплошные кривые – расчет с  $\mu_i = \mu_i(E)$ . Пунктирные кривые – расчет с  $\mu_i = \mu_{i0}$

Видно, что учет зависимости подвижности ионов от величины электрического поля приводит к уменьшению величин электронной температуры и напряженности продольного электрического поля, особенно существенному для узких трубок. С ростом давления влияние переменной подвижности уменьшается, как и следовало ожидать, исходя из формулы (7). С ростом давления уменьшается напряженность электрического поля и в пренебрежении зависимостью подвижности ионов от поля. При этом уточненные значения параметров разряда с учетом зависимости подвижности ионов от поля ближе к экспериментальным данным, приведенных в [1,8]. С увеличением радиуса разрядного капилляра величина электрического поля, установившегося в разряде, уменьшается и, соответственно, уменьшается его влияние на подвижность ионов.

Приведенные на рис.2 расчетные зависимости электронной температуры и напряженности продольного электрического поля от величины тока разряда без учета влияния ступенчатой ионизации и двойного электрического слоя у стенок трубки обусловлены тепловым вытеснением газа из рабочего объема при нагреве. При этом, хотя температура электронов растет, падающая вольт-амперная характеристика с ростом тока разряда переходит в возрастающую. С увеличением тока разряда учет влияние поля на подвижность ионов становится более существенным.

Результаты проведенного численного расчета температуры электронов и величины продольного электрического поля в узких газоразрядных трубках с учетом зависимости подвижности ионов от величины напряженности продольного электрического поля соответствуют экспериментальным данным, приведенных в литературе.

### Литература

1. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. – М.: Наука, 1987.– 592 С.
2. Миленин В.М., Тимофеев Н.А. Плазма газоразрядных источников света низкого давления. – Л.:Энергоиздат, 1991.– 240 С.
3. Грановский В.Л. Электрический ток в газе (установившийся ток).– М.: Наука, 1971.– 544 С.
4. Wannier G.H. Motion of Gaseous Ions in a Strong Electric Field. // Phys. Rev. – 1952. – V.87.– P. 795
5. Смирнов Б.М. Ионы и возбужденные атомы в плазме. М.: Атомиздат. – 1974. – 456 С.
6. Mikhailovskaya L.V. Energy balance and gas temperature in plasma of positive column in gas discharge narrow tubes. // Proc. SPIE. – 1999. – V. 3686. – P. 62-69.
7. Mikhaylovskaya L.V. Characteristic properties of thermal regime in gas discharge small diameter tube. // Proceedings of LFNМ'2002, 4<sup>th</sup> International Workshop on Laser and Fiber-Optical Networks Modeling, Kharkiv, Ukraine, June 3-5. – IEEE Lasers and Electro Optical Society, 2002. – P. 53-58.

8. Лозанский Э.Д., Фирсов О.Б. Теория искры. – М.: Атомиздат. – 1975. – 272 С.
9. Буряков А.И. Экспериментальное определение зависимости коэффициента подвижности ионов в газе от напряженности электрического поля. // ЖТФ. – 2002.– Т.72, №11.– С.109-113.
10. Буряков А.И. Определение кинетических коэффициентов переносов ионов в воздухе как функций напряженности электрического поля и температуры.// ЖТФ.–2004.–Т.74, №8.–С.15-20.
11. Чепмен С., Каулинг Т. Математическая теория неоднородных газов. Пер. с англ. Под ред. акад. Н.Н.Боголюбова. Изд-во иностр. Лит., 1960. –С ?
12. Hong-sup Hahn, Mason E.A. Field Dependence of Gaseous-Ion Mobility: Theoretical Tests of Approximate Formulas. // Phys. Rev. A – 1972.– V.6, №4.– P. 1573-1577.
13. Frost L.S. Effect of Variable Ionic Mobility on Ambipolar Diffusion. //Phys. Rev. –1957.–V.105, №2.–P.354-356.

*Л.В. Михайловська*

**Вплив залежності рухомості іонів від величині електричного поля на параметрі позитивного стовбуру в вузьких газорозрядних трубках**

АНОТАЦІЯ

Проведено сумісне рішення рівняння балансу енергії електронів та рівняння балансу заряджених частинок в позитивному стовбуру стаціонарного тліючого розряду з урахуванням залежності рухомості позитивних іонів від величини напруженості поздовжнього електричного поля, яке встановилося в розряді. При цьому були визначені залежності внутрішніх параметрів газового розряду, таких як електронна температура та напруженість поздовжнього електричного поля, від тиску, струму розряду та радіусу розрядного капіляру.

**L. V. Mikhaylovskaya**

**Influence of electric field dependence of ion mobility on positive column parameters in narrow gas discharge tubes**

SUMMARY

The simultaneous solution of electron energy balance equation and balance equation of the number of the charged particles in positive column of stationary glowing gas discharge is obtained. The dependence of ions mobility on intensity of the longitudinal electric field is taken into account. As a result the dependences of the internal parameters of a gas discharge such as intensity of the longitudinal electric field, electronic temperature on gas pressure, the discharge current, and the size of discharge capillary radius.

*Л.В. Михайловская\*, А.С. Михайловская\*\**

*\*Одесский национальный университет им. И.И.Мечникова*

*\*\*Ruhr Universitat Bochum*

### **Влияние параметров разряда на радиальные распределения заряженных частиц положительного столба в узких газоразрядных трубках**

Представлен расчет радиальных распределений заряженных частиц положительного столба в узких газоразрядных трубках. При этом уравнения баланса числа частиц и уравнение Пуассона для радиального электростатического поля были решены без использования условия квазинейтральности плазмы. Численные расчеты показывают, что в узких газоразрядных трубках концентрация не скомпенсированного положительного заряда в объеме трубки может при некоторых разрядных условиях быть значительно выше, чем у стенок трубки. Последнее явление может негативно сказаться на устойчивости разряда.

При исследовании физических процессов в плазме газового разряда обычно предполагается, что плазма положительного столба при обычных режимах работы в объеме квазинейтральна, т.е. величина не скомпенсированного объемного заряда мала по сравнению с плотностью заряженных частиц – положительных ионов  $N_i$  и отрицательных электронов  $N_e$ :  $N_i - N_e \ll N_e$ . Условие квазинейтральности  $N_e \approx N_i$  нарушается в двойном слое (вблизи стенок) и в разрядах с очень низкими плотностями заряженных частиц, т.е. в режиме «субнормального» ПС. Процесс перехода в режим «субнормального» ПС, который имеет место при малых токах разряда, сопровождается переходом от амбиполярной к свободной диффузии заряженных частиц. При исследовании этих процессов в [1,2] учитывается существование конечного объемного заряда внутри трубки. Однако при этом ограничиваются приближением постоянного отношения концентрации ионов и концентрации электронов по сечению разряда. Независимость этого отношения от координат не всегда справедлива и годится только в качестве приближенных оценок.

Основной целью данной работы является теоретическое исследование радиальных распределений электронов и ионов в узких газоразрядных трубках без применения как условия квазинейтральности плазмы, так и условия постоянства по сечению отношений концентраций заряженных частиц. Предполагается, что температуры электронов и нейтральных атомов постоянны по сечению, что соответствует локальному приближению для энергии электронов [3,4]. Давление нейтрального газа достаточно высокое, чтобы длина свободного пробега заряженных частиц была мала по сравнению с радиусом трубки и выполнялось условие локального приближения.

Необходимым условием существования стационарного разряда в газах является поддержание постоянной во времени концентрации заряженных частиц. Баланс числа заряженных частиц в низкотемпературной плазме положительного столба определяется процессами ионизации нейтральных атомов в объеме

газа и последующими потерями заряженных частиц вследствие ухода электронов и ионов на стенки газоразрядной трубки, где они рекомбинируют. В данной работе будем также учитывать исчезновение заряженных частиц в результате рекомбинации электронов и ионов в объеме плазмы положительного столба. Баланс числа заряженных частиц связан с балансом энергии, которая поступает от приложенного электрического поля и затем расходуется на возбуждение и на ионизацию атомов, на нагрев газа, а также уносится электронами и ионами непосредственно на стенки газоразрядного сосуда [5,6].

В этом случае для стационарного разряда в длинных цилиндрических трубках уравнения баланса для электронов и ионов могут быть записаны как

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r \cdot \Gamma_{er}) = \nu_i \cdot N_e - \beta_{rc} N_e N_i, \quad \frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r \cdot \Gamma_{ir}) = \nu_i \cdot N_e - \beta_{rc} N_e N_i, \quad (1)$$

где  $\Gamma_{er}(r)$ ,  $\Gamma_{ir}(r)$  – плотности радиальных потоков электронов и положительных ионов соответственно,  $\nu_i$  – частота ионизации нейтрального атома электронным ударом,  $\beta_{rc}$  – коэффициент объемной рекомбинации электронов и ионов.

В случае стационарного однородного положительного столба, аксиально симметричного, из уравнений Максвелла  $\text{rot} \vec{E} = 0$  и  $\text{div} \vec{E} = 4\pi e(N_i - N_e)$  следует постоянство по радиусу продольного электрического поля  $E_z(r) = \text{const}$  и уравнение Пуассона для радиального электрического поля

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r E_r) = 4\pi e(N_i - N_e). \quad (2)$$

В слабоионизованной неизотермической плазме положительного столба тлеющего разряда  $T_e \gg T_i$ , причем ионная температура совпадает с температурой газа нейтральных частиц  $T_i = T$ . Из-за высоких тепловых скоростей электронов происходит разделение разноименных зарядов на расстояние порядка дебаевского радиуса экранирования. В результате разделения зарядов образуется значительный пространственный не скомпенсированный положительный заряд. Объемным зарядом создается амбиполярное поле поляризации, которое удовлетворяет уравнению электростатики Пуассона. В данном случае это есть радиальное электрическое поле  $E_r$ . Это поле замедляет диффузионное движение электронов и ускоряет движение ионов к стенкам. Без этого поля заряды диффундируют свободно в соответствии со своими коэффициентами диффузии  $D_e$  и  $D_i$ . Обычно предполагается, что оно намного меньше продольного и при расчете основных характеристик разряда им пренебрегают.

Потоки заряженных частиц на стенки трубки содержат компоненты, связанные с обычной диффузией из-за градиентов концентраций и с дрейфом в этом поперечном электрическом поле

$$\Gamma_{er} = -D_e \frac{dN_e}{dr} - \mu_e \cdot N_e \cdot E_r, \quad \Gamma_{ir} = -D_i \frac{dN_i}{dr} + \mu_i \cdot N_i \cdot E_r. \quad (3)$$

Здесь  $D_e = \mu_e \cdot kT_e/e$ ,  $D_i = \mu_i \cdot kT_i/e$  – коэффициенты диффузии свободных электронов и ионов соответственно,  $\mu_e, \mu_i$  – подвижности электронов и ионов,

$T_e, T_i$  – электронная и ионная температуры. Предполагается, что температура ионов совпадает с температурой газа. В стационарном состоянии эти потоки к диэлектрическим стенкам должны быть равными  $\Gamma_{er} = \Gamma_{ir} = \Gamma_r$ . В результате для определения распределения заряженных частиц по радиусу электронов  $N_e(r)$  и ионов  $N_i(r)$ , а также радиального электрического поля  $E_r(r)$  и радиального потока к стенкам трубки  $\Gamma_r(r)$  можно записать следующую систему четырех дифференциальных уравнений первого порядка

$$\begin{cases} dN_e(r)/dr = -(eE_r(r)/kT_e) \cdot N_e(r) - \Gamma_r(r)/D_e, \\ dN_i(r)/dr = -(eE_r(r)/kT_i) \cdot N_i(r) - \Gamma_r(r)/D_i, \\ r d\Gamma_r(r)/dr = -\Gamma_r(r) + r[v_i N_e(r) - \beta_{rc} N_e(r) N_i(r)], \\ rdE_r(r)/dr = -E_r(r) + 4\pi e \cdot r[N_i(r) - N_e(r)]. \end{cases} \quad (4)$$

Эти уравнения нужно дополнить граничными условиями. В центре трубки из-за аксиальной симметрии

$$\frac{dN_e}{dr}(0) = \frac{dN_i}{dr}(0) = \frac{d\Gamma_r}{dr}(0) = \frac{dE_r}{dr}(0) = 0. \quad (5)$$

Радиальное распределение объемного положительного заряда определяется как  $Q(r) = N_i(r) - N_e(r)$ .

В принципе, если известны значения всех постоянных параметров, входящих в систему уравнений (4), четырех начальных условий (5) было бы достаточно для определения распределения заряженных частиц по радиусу трубки. Известно [7], что для определения электронной температуры и частоты ионизации необходимо знать краевое условие на стенках трубки при  $r = R_0$ .

Граничный вопрос относительно условий на стенках трубки обсуждался во многих работах, рассматривающих физические процессы в газовом разряде. Условие на стенках влияет на характер распределения заряженных частиц внутри разрядной трубки. Обычно предполагается, что достигшие стенок в результате диффузии и дрейфа в радиальном электрическом поле электроны и ионы рекомбинируют на поверхности стенок разрядной трубки. Поэтому их концентрации на стенках трубки радиуса  $R_0$  равны нулю  $N_{e,i}(R_0) = 0$ . Однако установлено, что когда длина свободного пробега и радиус разрядной трубки величины одного порядка, необходимо вводить более точные граничные условия, а не равенство концентраций заряженных частиц на стенках нулю [7,9-11]. Следует подчеркнуть, что могут наблюдаться такие условия разряда, при которых для электронов еще не наступил диффузионный режим в виду большой длины их свободного пробега, а для ионов и атомов он уже наступил. Наиболее общие граничные условия для диффузионных задач при конечной длине свободного пробега эквивалентны приравниванию нулю потока частиц, идущих от стенок в объем, и могут быть записаны как

$$N \cdot \langle V \rangle + D \cdot dN/dr = 0 \text{ при } r = R_0.$$

Здесь  $N$  – концентрация соответствующих частиц,  $\langle V \rangle$  – средняя скорость частиц,  $D$  – коэффициент диффузии. На основании равенства нулю отраженного от стенок трубки потока ионов в [7] было получено краевое условие в квазинейтральной плазме в виде

$$N_e(R_0) \approx N_i(R_0) = N(R_0) = 0.85 \cdot (\lambda_i/R_0)(T_e/T_i) \cdot N(0).$$

Здесь  $\lambda_i$  – длина свободного пробега иона. Естественно, что для узких трубок это условие не подходит. Похожее граничное условие из условия полного прилипания заряженных частиц на стенках трубки было получено в [9]:  $N_e(R_0) \approx N_i(R_0) = N(R_0) = 1.66 \cdot (\lambda/R_0) \cdot N(0)$ . Здесь  $\lambda$  – некоторая средняя величина между свободными пробегами положительных ионов и электронов.

Иначе получают граничные условия в [10-14], так или иначе связанные с введением двойного слоя. В прилегающих к стенкам областям можно выделить слой, в которых не выполняются условия квазинейтральности. Их толщина порядка дебаевского радиуса [15]. При анализе исходят из того, что макроскопические плотности потоков на поверхность (границу между плазмой и слоем), определяемые формулами (3) и вычисленные при  $r = R_s$ , т. е. на границе плазма – слой, должны быть равны соответствующим микроскопическим значениям потоков из плазмы в слой, которые равны

для электронов 
$$\Gamma_e^{mic} = \frac{N(R_s) \cdot \langle V_e \rangle}{4} \cdot \exp\left(\frac{e\Delta\phi_s}{kT_e}\right)$$

для ионов 
$$\Gamma_i^{mic} = \frac{N(R_s) \cdot \langle V_i \rangle}{4}$$

Здесь  $\langle V_{e,i} \rangle$  – средние тепловые скорости частиц,  $\Delta\phi_s$  – потенциал двойного слоя.

Так, в [10] в результате приравнивания микроскопического потока заряженных частиц на границе слоя диффузионному потоку частиц из плазмы получено соотношение между концентрациями заряженных частиц на границе плазмы и в центре

$$N_e(R_s) \approx N_i(R_s) = N(R_s) = (\lambda_i/R_0) \sqrt{T_e/T_i} \cdot N(0).$$

В обсуждаемых работах утверждается, что в большинстве случаев можно считать  $\lambda_i \ll R_0$ , двойной слой достаточно тонкий, так что  $R_s \approx R_0$ , тогда  $N(R_0) \ll N(0)$  и приближенно полагать при решении диффузионных задач граничную концентрацию равной нулю.

Тогда к начальным условиям (5) добавляются еще два крайних условия на стенках трубки

$$N_e(R_0) = N_i(R_0) = 0 \quad (6)$$

которые свидетельствуют о появлении задачи на собственные значения. К этим уравнениям нужно добавить уравнение для тока разряда

$$I_r = 2\pi e E_z \cdot \int_0^{R_0} [\mu_e N_e(r) + \mu_i N_i(r)] \cdot r dr. \quad (7)$$



Здесь  $E_z$  – напряженность продольного электрического поля, установившегося в положительном столбе разряда.

Введем безразмерные переменные:  $x = r/R_0$ ,  $y_e(x) = N_e/N_{e0}$ ,  $y_i(x) = N_i/N_{e0}$ ,  $y_E(x) = (eR_0/kT_e) \cdot E_r$ ,  $y_\Gamma(x) = (R_0/D_{am}N_{e0}) \cdot \Gamma_r$ , где  $R_0$  – внутренний радиус разрядной трубки,  $N_{e0} = N_e(0)$  – величина электронной концентрации на оси разряда,  $D_{am} = \mu_i kT_e/e$  – коэффициент амбиполярной диффузии. Отметим, что в новых переменных  $y_e(0) = 1$ ,  $y_i(0) = N_i(0)/N_{e0} = G_0$ . Обозначим  $\mu_{ie} = \mu_i/\mu_e$ ,  $t_{ie} = T_i/T_e$ ,  $A_d = R_0^2/2r_{d0}^2$ ,  $A_i = v_i/v_{am}$ ,  $A_{rc} = v_{rc}/v_{am}$ , где  $r_{d0} = \sqrt{kT_e/(8\pi e^2 N_{e0})}$  – дебаевский радиус экранирования на оси разряда,  $v_{am} = D_{am}/R_0^2$  – частота амбиполярных уходов заряженных частиц на стенки трубки,  $v_{rc} = \beta_{rc} N_{e0}$  – частота объемной рекомбинации положительных ионов и электронов. В результате система уравнений (4) преобразуется и принимает вид

$$\begin{cases} y_e'(x) = -y_e(x) \cdot y_E(x) - \mu_{ie} \cdot y_\Gamma(x) \\ y_i'(x) = y_i(x) \cdot y_E(x) - y_\Gamma(x)/t_{ie} \\ x \cdot y_E'(x) = -y_E(x) + A_d \cdot x \cdot [y_i(x) - y_e(x)] \\ x \cdot y_\Gamma'(x) = -y_\Gamma(x) + x \cdot y_e(x) [A_i - A_{rc} \cdot y_i(x)] \end{cases} \quad (4a)$$

Граничные условия (5) и (6) при этом записываются как

$$\frac{dy_e}{dx}(0) = \frac{dy_i}{dx}(0) = \frac{dy_\Gamma}{dx}(0) = \frac{dy_E}{dx}(0) = 0, \quad (5a)$$

$$y_e(1) = y_i(1) = 0 \quad (6a)$$

Следует еще учитывать значения  $y_e$  и  $y_i$  на оси разряда

$$y_e(0) = 1, \quad y_i(0) = N_i(0)/N_{e0} = G_0, \quad (5b)$$

которые следуют из определения новых переменных.

В новых переменных уравнение подвижности (закон Ома для газового разряда) (7), которое устанавливает связь между распределением плотностей заряженных частиц (носителей заряда) по сечению и полным током имеет вид

$$I_r = 2\pi R_0^2 \cdot eE_z \cdot \mu_e \cdot N_{e0} \int_0^1 [y_e(x) + \mu_{ie} y_i(x)] \cdot x dx \quad (7a)$$

В принципе, если известны значения всех постоянных параметров, входящих в систему уравнений (4 a), четырех начальных условий (5 a) было бы достаточно для определения распределения заряженных частиц по радиусу трубки. Добавочные три уравнения (6 a) и (7 a) должны служить для определения трех неизвестных: электронной температуры  $T_e$ , плотности электронов в центре трубки  $N_{e0}$  и плотности положительных ионов в центре трубки  $N_{i0} = N_i(0) = G_0 \cdot N_{e0}$ .

Физический смысл имеют только те решения системы (4 а) для распределений электронов и ионов  $y_e(x)$  и  $y_i(x)$ , которые имеют максимум на оси трубки. Как известно, необходимым условием для этого является нулевое значение первой производной в точке  $x = 0$ , т.е. условий (5а), а достаточным условием является существование отрицательной второй производной при  $x = 0$ . Анализ уравнений (4а) показывает,

что  $\frac{d^2 y_e}{dx^2}(0) \leq 0$ , если значение  $G_0 - 1 + \frac{\mu_{ie}}{A_d} \cdot (A_i - G_0 A_{rc}) \geq 0$ ,

а  $\frac{d^2 y_i}{dx^2}(0) \leq 0$ , если  $G_0^2 - G_0(1 - A_{rc}/A_d) - A_i/A_d \leq 0$ .

В низкотемпературной слабоионизованной плазме температура тяжелых частиц в объеме плазмы намного ниже температуры свободных электронов  $T_i \ll T_e$ , подвижности также сильно отличаются  $\mu_i \ll \mu_e$  и в системе уравнений (4 а) появляются малые параметры  $\mu_{ie} \ll 1$  и  $t_{ie} \ll 1$ . В предельном случае  $\mu_{ie} = 0$  и  $t_{ie} = 0$  система четырех дифференциальных уравнений (4 а) переходит в систему трех дифференциальных уравнений и одного алгебраического

$$\begin{cases} y_e'(x) = -y_e(x) \cdot y_E(x) - y_\Gamma(x) \\ x \cdot y_E'(x) = -y_E(x) + A_d \cdot x \cdot [y_i(x) - y_e(x)] \\ x \cdot y_\Gamma'(x) = -y_\Gamma(x) + x \cdot y_e(x) [A_i - A_{rc} \cdot y_i(x)] \\ y_i(x) \cdot y_E(x) - y_\Gamma(x) = 0 \end{cases}, \quad (8)$$

которые можно преобразовать в систему трех дифференциальных уравнений для трех неизвестных функций

$$\begin{cases} y_e'(x) = -y_e(x) \cdot y_E(x) - y_\Gamma(x) \\ x \cdot y_E'(x) = -y_E(x) + A_d \cdot x \cdot [y_i(x) - y_e(x)] \\ y_E \cdot y_i'(x) = -A_d \cdot y_i(x) [y_i(x) - y_e(x)] + y_e(x) [A_i - A_{rc} \cdot y_i(x)] \end{cases} \quad (8a)$$

Понижение степени системы дифференциальных уравнений приводит к неопределенности условий на границе  $x=1$  и к уравнению для определения значения  $G_0$

$$G_0 \cdot (G_0 - 1) + (A_{rc}/A_d) \cdot G_0 - A_i/A_d = 0, \quad (9)$$

откуда

$$G_0 = 0.5 \left[ (1 - A_{rc}/A_d) + \sqrt{(1 - A_{rc}/A_d)^2 + 4A_i/A_d} \right]. \quad (9a)$$

Заметим, что в случае  $N_i(r)/N_e(r) = y_i(x)/y_e(x) = \text{const} = G_0$  (приближение постоянного отношения) система уравнений (8а) распадается на два независимых дифференциальных уравнений второго порядка

$$\left[ x \cdot \left( y_e' / y_e \right) \right]' + A_d (G_0 - 1) \cdot x \cdot y_e = 0 \quad (10a)$$

$$x \cdot y_e'' + y_e' + G_0 (A_i - A_{rc} G_0 y_e) \cdot x \cdot y_e = 0 \quad (10б)$$

При этом можно найти точное решение уравнения (10а)

$$y_e(x) = [1 + A_d \cdot (G_0 - 1) \cdot x^2 \cdot /8]^{-2} \quad (11а)$$

Уравнения (10б) в отсутствие объемной рекомбинации заряженных частиц переходит в уравнение Бесселя, точное решение которого есть функция Бесселя нулевого порядка

$$y_e(x) = I_0(\sqrt{A_i/G_0} \cdot x). \quad (11б)$$

Распределение ионов в обоих случаях  $y_i(x) = G_0 \cdot y_e(x)$  повторяет соответствующее распределение электронов. В приближении  $A_i \ll A_d$  и  $A_{rc} = 0$  из формулы (9а) следует  $G_0 \approx 1 + A_i/A_d$ . В этом случае вблизи оси разряда  $x \ll 1$  распределения (11а) и (11б) совпадают и описываются как  $y_e \approx 1 - \frac{1}{4} A_i \cdot x^2$ .

Графики этих функций приведены на рис.1. Видно, что поведение функций при увеличении аргумента существенно разное.

Численное решение системы уравнений (8 а) было проделано для разряда в гелии. Первоначально были сделаны следующие приближения. Температура электронов и рабочего газа считалась постоянной по сечению положительного столба. При этом температура ионов, совпадающая с температурой газа, принималась равной  $T_i = T = T_0 + 10 \cdot I_r$ , где  $T_0$  – температура окружающей среды. Дальше задача решалась следующим образом. Для заданных значений давления газа  $p$ , радиуса разрядного капилляра  $R_0$  определялась электронная температура  $T_{e0}$  из соотношения Шоттки  $\sqrt{A_i(T_{e0})} = 2.405$ . Плотность электронов в центре трубки можно найти, используя уравнение (7а) для заданного полного тока  $I_r$ , протекающего в разряде. Для радиального распределения электронов по Бесселю  $y_e(x) = I_0(2.4x)$  плотность электронов на оси разряда в гелии, найденная из (7а) при  $\mu_{ie} = 0$ , равна  $N_{e0B} = 1.64 \cdot 10^{10} I_r p / (R_0^2 \cdot E_z \cdot T)$ , если ток разряда измеряется в мА, давление газа в Тор, интенсивность продольного электрического поля в В/см, плотность частиц в см<sup>-3</sup>. В данной работе использовалось выражение для продольного электрического поля  $E_z = E_z(T_e, p, T)$ , устанавливающегося в положительном столбе тлеющего разряда в инертных газах, полученное в [6]. Для заданных значений  $T_e$  и  $N_{e0}$  вычислялись значения для  $A_i$  и  $A_{rc}$ . (Отметим, что вычисление  $A_i$  необходимо, если выбиралась температура электронов, не удовлетворяющая условию Шоттки). Величина  $G_0$  вычислялась по формуле (9а). Затем проводилось численное интегрирование системы уравнений (8а) с начальными значениями  $y_e(0) = 1$  и  $y_i(0) = G_0$ . В результате определялись распределения электронов  $y_e(x)$  и ионов  $y_i(x)$ . Используя найденные таким образом распределения электронов и ионов можно найти по формуле (7а) соответствующую величину полного тока разряда. Значения для  $T_e$  и  $N_{e0}$  варьировались до тех пор, пока величина тока разряда, полученная из интегрирования по

формуле (7a) не совпадала с заданным значением тока разряда. Оказалось, что заданную величину тока разряда можно получить с различными парами электронной температуры и концентрации электронов в центре трубки. При этом форма распределения заряженных частиц по сечению будет тоже разной.

Результаты некоторых расчетов приведены на рисунках.

На рис.2 представлены радиальные распределения электронов и ионов, по-

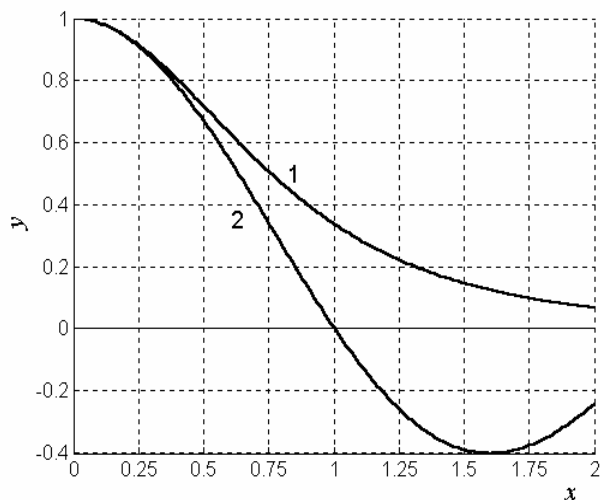


Рис.1. Аналитические решения уравнения (10a) – кривая 1 и уравнения (10б) – кривая 2. Физический смысл имеют только решения для  $0 \leq x \leq 1$

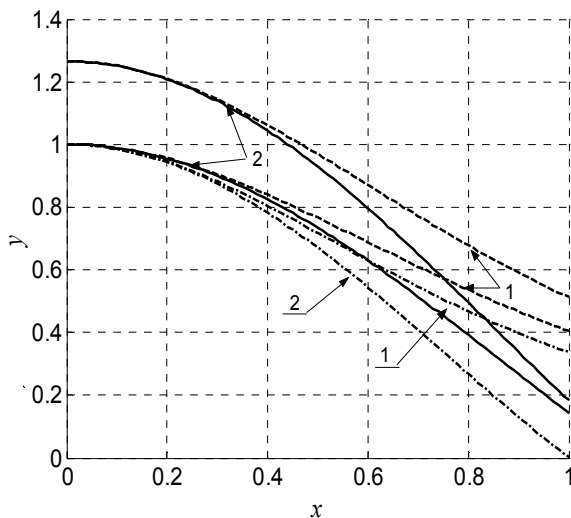


Рис.2. Радиальные распределения концентраций электронов и ионов, определяемы функциями (11 а) – кривые 1 и функциями (11 б) – кривые 2.

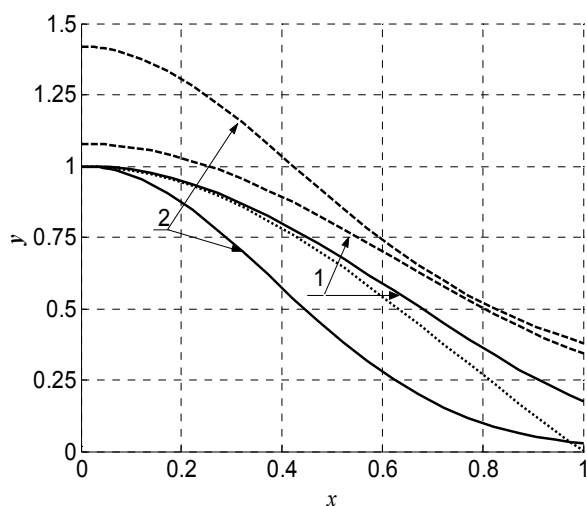


Рис.3. Расчетные радиальные распределения электронов (сплошные линии) и ионов (пунктирные линии) в плазме положительного столба. (Штрих-пунктирная кривая – распределение по Бесселю)

Радиус трубки  $R_0 = 0.035$  см, давление газа  $p = 5$  Тор, ток разряда  $I_r = 4$  мА.

1 –  $T_e = T_{e0}$ ;  $N_{e0} = 0.85 \cdot N_{e0B}$ ; 2 –  $T_e = 1.7 \cdot T_{e0}$ ,  $N_{e0} = 0.8 \cdot N_{e0B}$ .

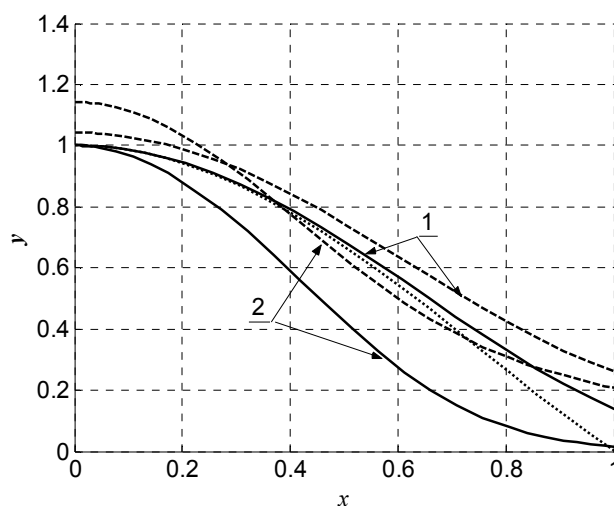


Рис.4. Расчетные радиальные распределения электронов (сплошные линии) и ионов (пунктирные линии) в плазме положительного столба. (Штрих-пунктирная кривая – распределение по Бесселю)

Радиус трубки  $R_0 = 0.035$  см, давление газа  $p = 5$  Тор, ток разряда  $I_r = 10$  мА.

1 –  $T_e = T_{e0}$ ;  $N_{e0} = 0.88 \cdot N_{e0B}$ ; 2 –  $T_e = 1.5 \cdot T_{e0}$ ,  $N_{e0} = N_{e0B}$ .

лученные в приближении постоянного отношения  $y_i(x)/y_e(x)=G_0$  из уравнения Пуассона (10 а) – кривые 1 и из балансного уравнения (10 б) – кривые 2. Расчет проводился для разряда в трубке радиуса  $R_0=0.035$  см. Штрихпунктирные кривые соответствуют давлению газа в трубке  $p = 15$  Тор, ток разряда  $I_r = 15$  мА, при этом параметр  $G_0 \approx 1$  и поэтому распределение ионов  $y_i(x) = G_0 \cdot y_e(x)$  в обоих предельных случаях совпадает с распределением электронов. При уменьшении давления и тока разряда параметр  $G_0$ , рассчитываемый по формуле (9а), увеличивается. Поэтому в этой же трубке при давлении  $p = 3$  Тор и токе разряда  $I_r = 3$  мА распределения электронов и ионов уже не совпадают. На рис.2 видно, что в обоих предельных случаях концентрация ионов превышает концентрацию электронов  $y_i(x) > y_e(x)$ .

Как видно на рис.3 и 4 и как показал проведенный численный анализ, невозможно подобрать такие значения  $T_e$  и  $N_{e0}$ , чтобы на стенках трубки плотности электронов и ионов были равны нулю, т.е. не выполняются одновременно граничные условия  $N_e(R_0)=0$  и  $N_i(R_0)=0$ , концентрация ионов всегда превышает концентрацию электронов. Радиальные распределения электронов и ионов отличаются от привычного распределения, описываемого функцией Бесселя. Проведенные численные расчеты подтверждают необходимость применения обсуждаемых выше граничных условий, которые были предложены в работах [7-14].

Кроме того, при некоторых значениях внешних параметров газового разряда, таких как давление, ток разряда, радиус трубки, величина не скомпенсиро-

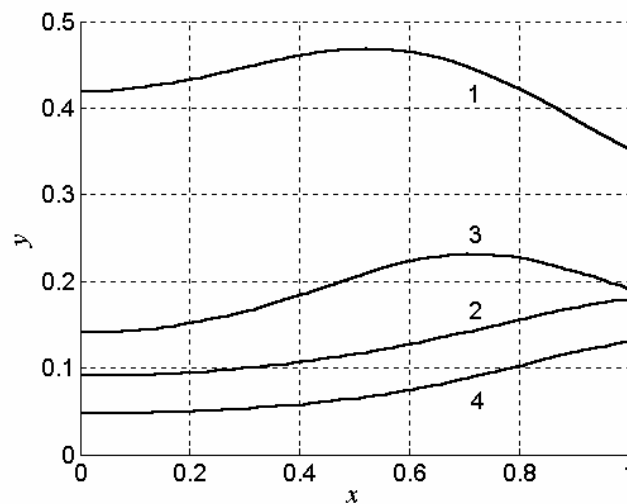


Рис.5. Расчетные радиальные распределения не скомпенсированного пространственного заряда  $y_q(x) = y_i(x) - y_e(x)$  в плазме положительного столба в трубке радиусом  $R_0 = 0.035$  см, давление газа  $p = 5$  Тор.

1 –  $I_r = 4$  мА,  $T_e = 1.7 \cdot T_{e0}$ ,  $N_{e0} = 0.8 \cdot N_{e0B}$ .

2 –  $I_r = 4$  мА,  $T_e = T_{e0}$ ;  $N_{e0} = 0.85 \cdot N_{e0B}$

3 –  $I_r = 10$  мА,  $T_e = 1.5 \cdot T_{e0}$ ,  $N_{e0} = N_{e0B}$

4 –  $I_r = 10$  мА,  $T_e = T_{e0}$ ;  $N_{e0} = 0.88 \cdot N_{e0B}$

ванного положительного заряда в объеме трубки  $Q$  может значительной и достигать максимального значения не у стенок трубки, а внутри. В приближении постоянного отношения объемный положительный заряд, наоборот, максимальный на оси и уменьшается к стенкам, что противоречит экспериментальным данным.

### Литература

1. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. -М.: Наука, – 1987. – 592 С.
2. Мишин Г.И. Уравнения состояния слабоионизованной газоразрядной плазмы // Письма в ЖТФ.– 1997.– Т.23, №14.– С. 81-83.
3. Кудрявцев А.А., Цендин Л.Д., Учет немаксвелловости распределения электронов в пространственно-усредненной (global) модели. // Письма в ЖТФ.–2002.– Т. 28, № 20. – С. 7-14.
4. Богданов Е.А., Кудрявцев А.А., Цендин Л.Д., Арсланбеков Р.Р., Колобов В.И.. Нелокальные явления в положительном столбе тлеющего разряда среднего давления. //ЖТФ.–2004.–Т.74, вып.7.–С.44-51.
5. Mikhaylovskaya L.V. Influence of discharge parameters on space charge in narrow gas discharge tubes. //Proc. of LFNМ'2002, 4<sup>th</sup> International Workshop on Laser and Fiber-Optical Networks Modeling, Kharkiv, Ukraine, June 3-5. – IEEE Lasers and Electro Optical Society, 2002. – P. 59-65.
6. Mikhailovskaya L.V. Energy balance and gas temperature in plasma of positive column in gas discharge narrow tubes. // Proc. SPIE. – 1999.– V. 3686. Pp. 62-69.
7. Грановский В.Л. Электрический ток в газе (установившийся ток).– М.: Наука. – 1971.– 544 С.
8. Фабрикант В.А. Возбуждение атомов в газовом разряде //ДАН СССР. – 1939. – Т. 23. № 3.
9. Энгель А. Ионизованные газы: пер. с англ. – Под. ред. Иоффе М.С.–М.: Физматгиз, 1959.– 332С.
- 10.Голант В.Е., Жилинский А.П., Сахаров С.А. Основы физики плазмы. – М.:Атомиздат, 1977.– 384С.
- 11.Митчнер М., Кругер Ч. Частично ионизованные газы. – 1976. – М.: Мир.– 486С.
- 12.Ecker G.Theory of Positive Column // Proc.of Phys.Soc. – 1954. – V.67, №414В. – P.483-491
- 13.Schuöker D., Reif W., Lagger H. Theoretical Description of Discharge Plasma and Calculation of Maximum Output Intensity of He-Ne Waveguide Lasers as a Function of Discharge Tube Radius // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 1979. – V. QE-15, № 4. – P. 233-239.
- 14.Смирнов Б.М. Физика слабоионизованного газа (в задачах с решениями). – М.: Наука, 1985.– 424с.
- 15.Михайловская Л.В, Михайловский С.С. Влияние параметров разряда на пристеночный (двойной) слой в узких газоразрядных трубках // Вісник Одеськ. держ. ун-ту.– 2000.– Т. 5, вип. 3. Фіз.-мат. науки.– С.141-147.

*Л.В. Михайловська, А.С. Михайловська*

**Вплив параметрів розряду на радіальні розподіли заряджених частинок позитивного стовбуру в вузьких газорозрядних трубках**

АНОТАЦІЯ

Представлений розрахунок радіальних розподілів заряджених частинок позитивного стовбуру в вузьких газорозрядних трубках. При цьому рівняння балансу числа частинок та рівняння Пуассона для радіального електростатичного поля були вирішені без використання умови квазінейтральності плазми. Чисельні розрахунки показують, що в вузьких газорозрядних трубках концентрація не скомпенсованого позитивного заряду в об'ємі трубки може бути при деяких розрядних умовах значно вищою ніж у стінок трубки. Останнє явище може негативно сказатися на сталості розряду.

*L.V. Mikhaylovskaya, A.S. Mykhaylovska*

**Influence of discharge parameters on radial distributions of charge particles in positive column in narrow gas discharge tubes**

SUMMARY

The calculations of the radial distributions of the charge particles in positive column in narrow gas discharge tubes are presented. At that the balance equation and Poisson's equation have been solved without condition of the quasineutrality of plasma. The calculations show that in narrow gas discharge tubes the concentration of the not compensated space positive charge inside the tube space may be much greater than close by tube walls. This situation can be has negative influence negatively on the stability of the gas discharge.

---

---

## ПЕРСОНАЛИИ

---

---

### *Профессор Шевчук Владимир Гаврилович*



14 марта 2005 г. исполнилось 60 лет профессору кафедры общей и химической физики Одесского национального университета им. И.И. Мечникова, доктору физико-математических наук, профессору Шевчуку Владимиру Гавриловичу.

В.Г. Шевчук закончил физический факультет, учился в аспирантуре ОНУ им. И.И. Мечникова. Научной деятельностью начал активно заниматься в 1972 г. в должности младшего научного сотрудника проблемной лаборатории физики аэродисперсных систем под руководством проф. Д.И. Полищука и проф. А.Н. Золотко, которые тесно сотрудничали с общеизвестной научной школой физики горения и взрыва Института химической физики АН СССР. В это время участвовал в разработке экспериментальных и теоретических основ воспламенения и горения дисперсных систем – одиночных частиц, газовзвесей, плотных совокупностей. По данной теме в 1975 году защитил кандидатскую диссертацию.

Преподавательской деятельностью занялся в 1974 году на кафедре общей и химической физики, сначала в должности старшего преподавателя, с 1978 г. – доцента, а с 1990 г. – профессора.

С 1976 г. главное направление научной деятельности В.Г. Шевчука – экспериментальные и теоретические исследования газодинамических режимов волнового горения газовзвесей (пылей). Важная практическая направленность этих работ, с одной стороны – разработка методов эффективного сжигания пылей в камерах сгорания энергетических установок, с другой – разработка физических основ их пожаровзрывобезопасности. Совместно с сотрудниками им проведены основополагающие исследования закономерностей ламинарного, вибрационно-



го и турбулентного горения пылей, которые составили предмет докторской диссертации, защищенной в 1988 г. в ИХФ АН СССР.

Имеет более 130 публикаций, в том числе два учебных пособия. Член двух специализированных советов по защите докторских диссертаций в ОНУ им. И.И. Мечникова и Одесском политехническом университете. Член редколлегии сборника «Физика аэродисперсных систем», является членом Американского Института Горения. Под его руководством и помощью защищены 6 кандидатских диссертаций.

Профессор В.Г. Шевчук проводит большую учебно-воспитательную и научную работу со студентами и аспирантами. В 1995 году вместе с коллегами организовал и в течении десяти лет возглавлял факультет информационных технологий Института математики, экономики и механики ОНУ.

Редколлегия сборника «Физика аэродисперсных систем» поздравляет профессора В.Г. Шевчука с юбилеем и желает крепкого здоровья и дальнейших успехов в его научной деятельности.

---

---

## ОТ РЕДАКЦИИ

---

---

Редколлегия сборника отмечает недостатки рецензирования статьи А.Г. Гирина, А.В. Абрамова «Исследование динамики взрывных волн методами численного эксперимента», «ФАС», 2004, вып. № 41, в которой отсутствуют анализ результатов исследований в ранее опубликованных работах по данной тематике, представленных в следующих изданиях:

1. С.К. Асланов, Н.Н. Драгуновский, А.П. Царенко Численное моделирование процесса воздействия взрывной волны на объекты // Вісник ОНУ. Серія фіз.-мат. наук. – Т.8, вып.2. – 2003. – С.156-162
2. S.K. Aslanov, E.A. Granovsky, V.A. Lyfar, A.P. Tsarenko Numerical simulation of industrial explosions // Proceedings of Fourth International Seminar on Fire & Explosion Hazards, University of Ulster, Ireland. – 2003. – P.869-876
3. S.K. Aslanov, E.A. Granovsky, V.A. Lifar, A.P. Tsarenko Simulation of Industrial Explosions // Simulation Symposium of Combustion and Atmospheric Pollution, St. Petersburg, Russia. – 2003. – P.23-28

## ИМЕННОЙ УКАЗАТЕЛЬ

### А

Адрианова И.С. 97  
Алтоиз Б.А. 53  
Асланов С.К. 47, 53

### Б

Баронецкий В.К. 76  
Бутенко А.Ф. 53

### В

Вишняков В.И. 118  
Вовчук Я.И. 86

### Г

Глауберман М.А. 32  
Головко В.В. 76  
Грызунова Т.В. 118

### Д

Демьянчук Б.А. 112  
Дорошенко А.В. 32

### З

Зуй О.Н. 104

### И

Ильченко Э.П. 66

### К

Калинчак В.В. 19, 104  
Коваль С.В. 5  
Коваль С.С. 5  
Копейка А.К. 76

### М

Михайловская А.С. 133  
Михайловская Л.В. 125, 133  
Мочалов А.А. 5

### О

Олешко Г.М. 104  
Орловская С.Г. 97

### П

Полетаев Н.И. 10, 66, 86

### Р

Роговская Э.Т. 32  
Рябчук Л.И. 97

### С

Смагленко Т.Ф. 97  
Семенов К.И. 19

### Т

Трофименко М.Ю. 104

### Ф

Флорко А.В. 10, 66  
Флорко Т.А. 66

### Ч

Черненко А.С. 19  
Чесноков М.Н. 97, 118

## ПРАВИЛА ДЛЯ АВТОРОВ СТАТЕЙ

1. В сборнике публикуются статьи с оригинальными результатами научных исследований по тематике:

- испарение, конденсация, коагуляция и электрическая зарядка аэрозолей, механизмы их образования и переноса;
- горение аэродисперсных систем;
- тепломассообмен и газодинамические явления в дисперсных системах системах при фазовых и химических превращениях;
- низкотемпературная плазма с конденсированной дисперсной фазой.

2. Статьи с результатами исследований, выполненными в организациях, подаются с разрешением этой организации на публикацию и сопроводительным письмом. Рукопись подписывается авторами (автором). На отдельном листе необходимо указать фамилию, имя, отчество, место работы, должность, контактные телефоны и адреса (электронный и почтовый).

3. Текст статей представляется в двух экземплярах на украинском, русском или английском языке с двумя аннотациями на двух (из трех указанных) языках, отличных от языка оригинала статьи и электронным файлом на дискете. Файл создается в Word и должен содержать текст статьи, аннотацию и рисунки. Название файла образуется от фамилии первого автора.

4. Статьи проходят научное рецензирование. В случае отрицательной рецензии статья или присылается на доработку или отклоняется.

### Оформление статьи

Материал статьи должен быть изложен в следующей последовательности:

- 1) номер УДК;
- 2) инициалы и фамилии авторов;
- 3) название организации (й), представляющей (их) статью (если организаций больше, чем одна, после фамилии каждого автора ставится знак сноски (\*), а ниже указываются все организации, названия городов;
- 4) название статьи;
- 5) аннотация;
- 6) текст статьи;
- 7) литература;
- 8) аннотации на 2-х упомянутых выше языках, отличных от языка оригинала статьи, с фамилиями и инициалами авторов и названием статьи.

Объем статьи, включая рисунки, литературу, аннотации, не должен превышать 10 страниц текста, напечатанного на компьютере через 1 интервал (с размером букв 14 pt). Поля: левое – 20 мм, правое 20 мм, сверху 20 мм, внизу 20 мм. Название статьи, фамилии авторов и название организаций печатаются буквами, размером 14 pt с межстрочным расстоянием между УДК, названием статьи и фамилиями авторов 1,5 интервала.

Таблицы. Таблицы нумеруют только в том случае, если их больше одной. Отступ до таблицы и после нее - 2 интервала. При необходимости таблицы могут иметь заголовки и примечание.

**Иллюстрации.** Иллюстрации выполняются по ходу изложения текста статьи по мере их упоминания в тексте в РСХ – формате или другом распространенном формате. Под рисунком печатается соответствующая подпись. Надписи, загромаждающие рисунок, заменять цифровыми или буквенными обозначениями и переносить в текст статьи или в подписи под рисунком. Все обозначения на рисунке должны соответствовать обозначениям в тексте. Нумерацию кривых на рисунке вести сверху вниз, слева направо. Размер рисунка должен быть не менее 50 × 50 мм и не более 100 × 100 мм.

**Литература.** После текста статьи через 2 интервала печатается список литературных источников, используемых в статье, на языке оригинала по образцу:

**Книги:**

1. Бабий В.И., Куваев Ю.Ф. Горение угольной пыли и расчет пылеугольного факела. – М.: Энергоатомиздат, 1986. – 206с.
2. Основы практической теории горения: учебное пособие для вузов // В.В, Померанцев, К.М. Арефьев, Д.Б. Ахметов и др. // под ред. Померанцева. – Л.: Энергоатом издат, 1986. – 312с.

**Статьи:**

1. Асланов С.К., Копейка П.И. Об особенностях моделей детонационного спина в различных горючих средах. // Физика аэродисперсных систем. – 1971. – Вып. 5. – С.92-100.
2. Флорко А.В., Золотко А.Н., Каминская Н.В., Шевчук В.Г. Спектральные исследования горения частицы магния // Физика горения и взрыва. – 1982. – Т.18, №1. – С.17-22.
3. Калинин В.В. Тепломассообмен и кинетика химических реакций углеродной частицы с газами // Вісник Одеськ. держ. ун-ту. Сер.: фіз.-мат. науки. – 1999. – Т.4, вип.4. – С.12-16.
4. Zatovsky A.V., Zvelindovsky A.V. Hydrodynamic fluctuations of a liquid with anisotropic molecules // Physica A. – 2001. – V.298. – P. 237-254.

**Тезисы:**

1. Стручаев А.И., Стручаев Н.И. Оценка среднего размера жировых шариков гомогенизированного молока // Дисперсные системы. XX научная конференция стран СНГ, 23-27 сент. 2002 г., Одесса, Украина / Тез. докл. – Одесса: Астропринт, 2002. – С.252-253.
2. Suslov A.V., Semenov K.I. Interaction of high-temperature monodispersed metal particles with gases // Abstr. Of 14<sup>th</sup> Annual meeting of the American Association for aerosol research. – Pittsburgh, USA. – 1995. – P.37.

**Аннотация,** предшествующая тексту статьи, пишется на языке статьи одним абзацем, размером букв 12 pt, объемом 6-10 строк. **Аннотации** на других языках к тексту статьи печатаются после списка литературы. Аннотациям предшествуют фамилии и инициалы авторов и название статьи. После слова “АННОТАЦІЯ” или “SUMMARY” с абзаца печатается текст аннотации.