

ISSN 0367-1631

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

Физика аэродисперсных систем

ВЫПУСК 41

МЕЖВЕДОМСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ СБОРНИК

Основан в 1969 г.

Одесса
“Астропринт”
2004

УДК 541.182.2/3:541.126:536.24+66.015.23:533.6

Приведені результати досліджень процесів випаровування, конденсації та коагуляції у водяному аерозолі, а також кінетика горіння твердих і порошкоподібних палив. Наведено результати досліджень з тепло- і масообміну в дисперсних системах. Висвітлено проблеми активної дії на метеорологічні явища. Розглянуто деякі електричні явища в плазмі продуктів згорання.

Для фізиків, хіміків, метеорологів і інженерів.

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.);
профессор **Анджей Гавдик** (Польша);
д-р физ.-мат. наук, проф. **Г. С. Драган**;
д-р физ.-мат. наук, проф. **А. В. Заговский**;
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)

Адрес редакционной коллегии:

65026, Одесса, ул. Пастера, 27, университет, кафедра теплофизики,
тел. 23-12-03, 23-62-27
<http://www.fas.onu.edu.ua>
E-mail: fas@onu.edu.ua

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

СОДЕРЖАНИЕ

ФИЗИКА АЭРОЗОЛЕЙ

<i>Ляпощенко О. О., Склабинский В. И.</i> Механизмы формирования высокодисперсной каплевой жидкости в потоке природного газа	7
<i>Флеер Л. А., Толстомят А. П., Шевченко А. Ф., Шевченко С. А.</i> Исследование формирования пузырей при вдувании газа в жидкость на холодной модели ковша	15
<i>Иголкин С. И.</i> Поверхностное натяжение и проблема прочности жидких капель	21
<i>Горбунов А. А., Иголкин С. И.</i> Распределение кластеров по размерам в смеси азота и паров воды	31
<i>Дубровский В. В., Подвысоцкий А. М., Баитовой А. И., Кидалюк С. Е., Довгопол М. В.</i> Устройство для анализа распыленной жидкости	40
<i>Глушков А. В., Бунякова Ю. Ф., Препелица Г. П., Солонко Т. В.</i> Структура поля загрязнения атмосферы: стохастичность и эффекты хаоса в распылении компоненты СО	49
<i>Котляров О. Л., Яценко В. П., Петров С. В.</i> К математическому моделированию рабочего процесса в плазмоструйной пылеугольной горелке	55
<i>Гирич А. Г.</i> Численная схема для расчета двухфазных дисперсных течений	62
<i>Стручаев А. И., Стручаев Н. И.</i> Гомогенизация молока противоточно-струйным диспергированием: анализ условий и эксперимент	74
<i>Маренок В. М., Склабинский В. И.</i> Вихревой псевдооживленный слой и его практическое применение	86

<i>Михайловский С. С., Опря М. В., Эннан А. А., Контуш С. М.</i> Исследование коагуляции сварочного аэрозоля в газовой транспортной среде	93
---	----

ТЕПЛОМАССОБМЕН

<i>Калинчак В. В., Зямилев Е. Р., Софронков А. Н., Заднипряный Ю. Б.</i> Высокотемпературные и гистерезисные режимы окисления аммиака на платиновой проволоке	104
<i>Гурницкая Е. П.</i> Heavy ion storage ring эксперимент и теоретическое определение времени жизни уровней кобальта и никеля	118
<i>Садлий Т. П., Милова Л. Г., Баранова Т. А., Жуков Ю. И., Курытников С. В.</i> Кинетика тепловых и диффузионных процессов при растворении газов H_2 , N_2 в дисперсном титане	124
<i>Орловская С. Г., Калинчак В. В., Грызунова Т. В., Каримова Ф. Ф., Мельник О. Т.</i> Роль различных механизмов теплообмена при высокотемпературном окислении металлических проволочек	130
<i>Алтоиз Б. А.</i> Термодинамическая модель жидкокристаллического состояния немезогена	137
<i>Терлецкая Л. Л., Копыт Н. Х., Голубцов В. В.</i> Исследование структуры ионнолегированного кремния после импульсного лазерного отжига	147
<i>Орловская С. Г., Калинчак В. В., Грызунова Т. В., Кирмикчи М. И., Качан С. В.</i> Высокотемпературное окисление и потухание вольфрамовой частицы с учетом стефановского течения	152
<i>Рябчук Л. И., Чесноков М. Н.</i> Роль импульсного CO_2 лазерного облучения в теплообмене твердого топлива с газовой средой	163
<i>Хохлов В. Н.</i> Введение тепла конденсации в атмосферный цикл энергии, основанный на трансформированных Эйлеровых средних	169

ФИЗИКА ГОРЕНИЯ

- Калинчак В. В., Черненко А. С., Орловская С. Г., Копыт Н. Н.*
Аналитическое определение двух пределов гетерогенного
воспламенения по температуре и диаметру частицы 177
- Кондратьев Е. Н., Опяток В. В.*
Некоторые особенности испарения капель водотопливных
эмульсий при пульсационном режиме 190
- Каримова Ф. Ф., Смагленко Т. Ф.*
Влияние коэффициента избытка окислителя на скорость
горения и спектр излучения пламени пропан-бутан-воздух 196
- Семенов К. И., Лялин Л. А., Калинчак В. В., Копыт Н. Х.*
Образование нитридов на поверхности движущейся в азоте
высокотемпературной сферической частицы титана 203
- Головкин В. В., Полетаев Н. И., Флорко А. В.*
Роль излучения в тепловом балансе ламинарного
диффузионного факела железа 211
- Сидоров А. Е., Кондратьев Е. Н., Бойчук Л. В., Шевчук В. Г.*
Влияние формы частиц на горение пылей 223
- Ивашов С. Н., Копыт Н. Х.*
Определение действительной температуры излучения ряда
пламен и тантала. Термодинамика излучения 229

ГАЗОДИНАМИКА

- Асланов С. К.*
О несостоятельности двух подходов к линейному анализу
гидродинамической неустойчивости плоской поверхности
контакта различных покоящихся сред 236
- Затовский А. В., Брутовский Б., Лисы И., Тотова Й.*
О динамике полимерных растворов с учетом
гидродинамического шума 240
- Гириш А. Г., Абрамова А. В.*
Исследование динамики взрывных волн методами
численного эксперимента 249

<i>Асланов С. К.</i>	
Об учете пространственного размера заряда в теории взрывной ударной волны	265
<i>Затовский А. В., Куприянова Ю. А.</i>	
К теории ориентационного броуновского движения анизотропных частиц в куэттовом потоке	275

ЭЛЕКТРОФИЗИКА

<i>Вишняков В. И.</i>	
Статическая диэлектрическая проницаемость слоя термической плазмы	285
<i>Семенов К. И.</i>	
Заряд движущихся в воздухе высокотемпературных сферических частиц металлов	294
<i>Лобода А. В., Корчевский Д. А.</i>	
Элементарные процессы в лазерной плазме со столкновительной накачкой: 2. Расчет сечений электрон- столкновительных возбуждений в неон-подобной плазме	304
<i>Драган Г. С., Зуй О. Н., Калинин В. В., Курятников В. В.</i>	
Сублимация пористых частиц углерода в высокотемпературной плазменной струе	311
<i>Михайловская Л. В., Михайловский С. С.</i>	
Особенности теплового режима разряда в узких газоразрядных трубках	322
<i>Семенов К. И.</i>	
Роль скин- и пинч- эффектов при генерации частиц металлов в импульсной дуге	334
<i>Михайловская Л. В.</i>	
Влияние параметров разряда на величину объемного заряда в узких газоразрядных трубках	348
<i>Штинарева И. М., Гура В. И., Козловская В. П.</i>	
Кинетика энергообмена в молекулах SF ₆ в интенсивном поле лазерного излучения: стохастические эффекты	358
<i>Персоналии</i>	364

УДК 66.074.1:547.912

О. О. Ляпощенко, В. І. Склабінський

Сумський державний університет

Механізми формування високодисперсної краплинної рідини у потоці природного газу

Досліджено формування високодисперсної краплинної рідини у потоці природного газу. Розглянуто основні механізми формування крапель рідкої фази, як подрібнення за рахунок інерційних ефектів у турбулентному потоці газу за відсутності конденсації, процеси гетерогенної та гомогенної конденсації, коагуляція за інерційним механізмом та механізмом турбулентної дифузії.

По мірі розробки родовища й руху газу від пласту до сепаратора тиск і температура безупинно змінюються, порушується термодинамічна рівновага всієї двофазної багатокомпонентної системи й відбувається процес масообміну між фазами (конденсація та випаровування). Конденсація призводить до утворення дрібних краплин, розмір яких змінюється за рахунок конденсаційного росту в умовах пересичення та коагуляції, а також подрібнення в турбулентному газовому потоці, які є основними механізмами формування краплі.

У результаті на вході сепаратора встановлюється деякий рівноважний розподіл крапель за розмірами $n(R)$, що має вигляд логнормального розподілу, та характеризується об'ємним вмістом рідкої фази w , середнім радіусом крапель R_c та дисперсією розподілу σ_1^2 .

Основними механізмами формування крапель у турбулентному потоці газу за відсутності конденсації є процеси подрібнення та коагуляції, які відбуваються одночасно. Встановлений визначений розподіл крапель за розмірами має вид логнормального розподілу [1-5]:

$$n(R) = \frac{n_* R_1}{\sigma_1 R} \exp\left(-\frac{\ln^2(R/R_1)}{2\sigma_1^2}\right), \quad (1)$$

$$n_* = 3w \exp(-2,5\sigma_1^2) / 4\pi \sqrt{2\pi} R_c^4, \quad (2)$$

$$R_1 = R_c \exp(-0,5\sigma_1^2), \quad (3)$$

де $n(R)$ — щільність імовірності випадкової величини R ; w — об'ємний вміст рідкої фази; R_c — середній радіус крапель; σ_1^2 — дисперсія розподілу.

Відомо, що краплі в потоці газу подрібнюються, якщо їх радіус перевершує деякий критичний $R_{кр}$ [6]. Краплі радіусом менше критичного можуть тільки коагулювати. У дійсності ці процеси носять випадковий характер. Тому вірніше сказати, що ймовірність подрібнення краплі радіусом менше критичного мала й у якості середнього варто брати критичний радіус. Дійсно, якщо радіус краплі став більше критичного, то вона з більшою ймовірністю подрібниться, з утворенням високодисперсних краплин. Ці, так називані, дочірні краплі коагулюють або між собою, або з іншими краплями доти, поки їх розмір не досягне критичного. Тому сталий радіус крапель — критичний.

Подрібнення краплі в турбулентному потоці газу відбувається за рахунок інерційних ефектів, оскільки щільності краплі й навколишнього їй газу значно відрізняються. Крапля густиною $\rho_{жк}$, зважена в турбулентному газовому потоці густиною $\rho_g \ll \rho_{жк}$, тільки частково захоплює краплю. При цьому газ обтікає частку зі швидкістю [6]:

$$u \approx \frac{1}{\sqrt{3}} \left(\frac{\rho_{жк}}{\rho_g} \right)^{1/3} \left(\frac{\varepsilon}{\rho_g} \right)^{1/3} \left(\frac{V}{S} \right)^{1/3} \left(\frac{2}{K_f} \right)^{1/3}, \quad (4)$$

де ε — питома дисипація енергії; V та S — об'єм та поперечний перетин краплі; K_f — коефіцієнт опору.

Відповідний цій швидкості динамічний напір [6]:

$$Q = \frac{K_f \rho_g}{2} \left(\frac{\rho_{жк}}{\rho_g} \right)^{2/3} \left(\frac{\varepsilon}{\rho_g} \right)^{2/3} R^{2/3}. \quad (5)$$

Крім динамічного напору Q , обумовленого інерцією частки в газовому потоці, на краплю діє також динамічний напір, обумовлений зміною пульсаційної швидкості по довжині краплі [6]:

$$Q = \frac{K_f \rho_g}{2} \left(\frac{\rho_{жк}}{\rho_g} \right)^{2/3} \left(\frac{\varepsilon}{\rho_g} \right)^{2/3} R^{2/3}, \quad (6)$$

де v_1 та v_2 — ш.видкості газу в крапках, віддалених на відстані $2R$ одна від одної.

Деформацію та подрібнення краплі викликають мілкомасштабні пульсації λ , оскільки крупномасштабні порівняно мало відрізняються на відстані порядку діаметру краплі.

Пульсаційна швидкість v_λ залежить від того, більше чи менше мілкома-
штабні пульсації λ внутрішнього масштабу турбулентності λ_0 [6]:

$$\lambda_0 = \frac{d}{\text{Re}^{3/4}}, \quad (7)$$

де d — діаметр труби; Re — число Рейнольдса.

Має сенс розглядання пульсацій $\lambda > \lambda_0$, для яких

$$v_\lambda = \left(\frac{\varepsilon \lambda}{\rho_\varepsilon} \right)^{1/3}. \quad (8)$$

Відношення динамічних напорів

$$\frac{Q}{Q_n} \approx \left(\frac{\rho_{жс}}{\rho_\varepsilon} \right)^{2/3} \gg 1. \quad (9)$$

Тому $Q \gg Q_n$ та основний вплив в процес подрібнення краплі вносить
динамічний напір.

Умова рівноваги краплі:

$$\frac{0,5 \rho_{жс}^{2/3} \varepsilon^{2/3} R^{2/3}}{\rho_\varepsilon^{2/3}} = \frac{2\sigma}{R}, \quad (10)$$

виходячи з якої, критичний радіус краплі $R_{кр}$:

$$R_{кр} = d K_f^{-3/5} We^{-3/5} \left(\frac{\rho_\varepsilon}{\rho_{жс}} \right)^{2/5}, \quad (11)$$

де We — число Вебера.

$$We = \frac{\rho_\varepsilon u^2 d}{\sigma}, \quad (12)$$

де σ — коефіцієнт поверхневого натягу.

За наявності до сепаратору пристроїв (дросель, теплообмінник, турбо-
детандер), що змінюють температуру та тиск газу, у потоці можливе зарод-
ження дрібних крапельок.

У основі механізму створення рідкої фази за дроселем, розташованим у
підходящій трубі до сепаратору, є процес адіабатичного розширення газо-
вої суміші, за якого одночасно збільшується об'єм суміші, знижується тиск
пари та температура, оскільки робота розширення здійснюється за рахунок

внутрішньої енергії газу. Тиск насиченої пари знижується зі зменшенням температури та призводить до збільшення пересичення пари.

Над випуклою поверхнею, яку мають краплі рідини, тиск насиченої пари вище, ніж над плоскою, та збільшується зі зменшенням радіусу краплі. Тому необхідною умовою конденсації пари у об'ємі газу є наявність пересичення пари.

Процес гомогенної конденсації (утворення крапель відбувається у результаті конденсації пари на мимовільно створюючихся зародках) складається з трьох стадій: утворення пересиченої пари, створення зародків, конденсації пари на поверхні зародків та їх зростання. Конденсація пари в об'ємі починається лише за визначеного критичного пересичення $s_{кр}$ [6]:

$$s_{кр} = \exp\left(1,74 \cdot 10^7 \frac{M_{жс}}{\rho_{жс}} \left(\frac{\sigma}{T}\right)^{3/2}\right), \quad (13)$$

де $M_{жс}$ — молекулярна маса пари; $\rho_{жс}$ — густина рідини.

Процес гетерогенної конденсації (утворення крапель відбувається на ядрах конденсації) відбувається за наявності ядер конденсації. Якщо ядрами є дрібні краплі, то за встановлення рівноваги на поверхні краплі має місце формула Кельвіна [6]:

$$\ln s = \frac{2\sigma M_{жс}}{AT\rho_{жс}R}, \quad (14)$$

де A — газова постійна; R — радіус краплі.

За гомогенної конденсації у газовій суміші під тиском, більшим тиску насичення, з'являються зародки рідкої фази, які потім збільшуються за розмірами. Швидкість утворення зародків можливо оцінити формулою Френкеля [6]:

$$I = 1,82 \cdot 10^{26} \frac{\alpha}{s\rho_{жс}} \left(\frac{p}{T}\right)^2 (M_{жс}\sigma)^{1/2} \exp\left(-1,76 \cdot 10^{16} (\ln s)^2 \frac{M_{жс}^2 \sigma^3}{\rho_{жс}^2 T^3}\right), \quad (15)$$

де α — коефіцієнт конденсації, що виражає долю молекул пари, які вдарились о поверхню рідини та залишилися на ній.

Необхідною умовою утворення конденсованої фази є наявність таких процесів, за яких підвищується пересичення суміші, наприклад, у результаті зниження температури суміші або підвищення тиску газу. Конденсація призводить до збільшення температури суміші та вирівнювання парціальних тисків пари у поверхні крапель та на відстані від них. Це зменшує пересичення і в кінцевому рахунку призводить до призупинення утворення зародків. Швидкість процесу конденсації на поверхні краплі визначається дифузиею

пари до цієї поверхні, тому за великих значень швидкості пересичення ds/dt швидкість дифузії може статися недостатньою для вирівнювання тиску пари в усьому об'ємі. При цьому тиск пари у поверхні крапель може сильно відрізнятися від тиску пари в об'ємі. Виникає значне пересичення, що призводить до інтенсивного зародкоутворення.

Таким чином, в залежності від співвідношення між швидкістю пересичення та чисельною концентрацією крапельок (ядер конденсації) можливі два випадки: швидкість дифузії пари до поверхні краплі значна, і пересичення не досягає критичного значення, тому зародки не утворюються; швидкість дифузії пари незначна, пересичення становиться більш критичного та відбувається інтенсивне зародкоутворення.

Вводячи розподіл крапель $n(V,t,P)$ за об'ємами V у момент часу t у крапці P , зміст якого полягає в тому, що ndV — кількість крапель, об'єм яких обмежений інтервалом $(V, V+dV)$, рахункова N та об'ємна w концентрації краплин відповідно дорівнюють:

$$N = \int_0^{\infty} ndV, \quad (16)$$

$$w = \int_0^{\infty} VndV. \quad (17)$$

У основу коагуляції за інерційним механізмом полягає уявлення що турбулентні пульсації не повністю заволакують частку. У результаті відносні швидкості, здобувані краплями за рахунок турбулентних пульсацій, залежать від маси крапель. Різниця пульсаційних швидкостей крапель різноманітного радіусу обумовлює їх зближення та підвищує вірогідність зіткнення. У основу коагуляції за механізмом турбулентної дифузії полягає уявлення про повне збільшення часток турбулентними пульсаціями того масштабу, який відіграє основну роль у механізмі зближення часток. Оскільки частки хаотично рухаються під дією турбулентних пульсацій, то їх рух схожий з уявленням дифузії та може бути охарактеризований турбулентним коефіцієнтом дифузії.

Відомо, що $n(V,t,P)$ задовольняє кінетичному рівнянню [6]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} + \bar{u}\nabla n + \frac{\partial}{\partial V} \left(n \frac{dV}{dt} \right) = & \frac{1}{2} \int_0^V K(W, V-W) n(W, t, P) n(V-W, t, P) dW - \\ & - n(V, t, P) \int_0^{\infty} K(V, W) n(W, t, P) dW + \\ & + \int_V^{\infty} f(W, V) g(W) n(W, t, P) dW - n(V, t, P) g(V) + i \end{aligned} \quad (18)$$

де \bar{u} — швидкість краплі об'єму V ; dV/dt — швидкість зміни об'єму крапель у процесі конденсації або випаровування; i — інтенсивність зародження но-

вої фази за конденсації, так що $\int_0^{\infty} i dV = N_0$.

Входячі до рівняння (18) $f(V,W)$ мають зміст кількості краплин, утворених за подрібнення краплі об'єму V ; $g(V)$ — вірогідність подрібнення краплі об'єму об'єму V , а ядро коагуляції $K(W,V)$ визначається у результаті досліджень взаємодії краплин. Оскільки подібна взаємодія ускладнена впливом зовнішнього середовища, характером взаємодії у ламінарному та турбулентному потоці, а також силовими полями (гравітацією, молекулярною взаємодією), то визначення ядра коагуляції являє самостійну задачу. Зрозуміло, що $K(W,V)$ пропорційно вірогідності зіткнення краплин об'ємом W та V . Перші два складники правої частини рівняння (18) обумовлені розподілом $n(V,t,P)$ за рахунок коагуляції, а наступні два — за рахунок подрібнення крапель.

Звичайно, процеси подрібнення та коагуляції краплин йдуть одночасно та залежать від режиму течії.

У ламінарному потоці коагуляція обумовлена зближенням краплин за рахунок різних швидкостей осадження та подальшої їх коалесценції. При цьому величина $K(W,V)$ пропорційна перетину захоплення краплею об'єму V крапель об'єму W . Подрібнення в ламінарному потоці може відбуватися за рахунок суттєвого градієнта швидкості, деформуючого краплю. За ламінарної течії газу значних градієнтів швидкості немає, тому подрібнення дрібних крапель у ламінарному потоці практично відсутнє.

У турбулентному потоці зближення крапель відбувається за рахунок хаотичних турбулентних пульсацій. У результаті, порівняно з ламінарним потоком, кількість зіткнень за одиницю часу збільшується. Будь-яке, навіть незначне перемішування потоку призводить до збільшення кількості зіткнень. Що стосується подрібнення, то у відповідності до формули (11) радіус крапель, що належать подрібненню, зворотно пропорційний швидкості потоку.

3D геометрична модель захищеної патентами України [7-8] конструкції інерційно-фільтруючого газосепаратора для вловлювання високодисперсної краплинної рідини з газового потоку створена за допомогою САПР КОМПАС-3D V6 Plus, після чого за допомогою програмного продукту COSMOS FlowWorks 2004 CAD-системи SolidWorks 2004, а також програмного комплексу FlowVision 2003, проводяться комплексні спроби моделювання пливу двофазного потоку природного газу в створеній геометричній конфігурації розрахункової області сепараційного каналу.

Література

1. Склабинский В.И., Стороженко В.Я., Смирнов В.А., Ляпощенко А.А. Анализ технологической схемы и работы оборудования установки осушки природного газа и узла сепарации // Экологические и ресурсосбережение. — 2003. — №6. — с. 70-75.
2. О.О.Ляпощенко, В.І.Склабінський. Високоєфективне інерційно-фільтруюче газосепараційне обладнання у нафтогазовій промисловості // Проблеми економії енергії: Збірник матеріалів ІV Міжнародної науково-практичної конференції. — Львів, 2003. — с. 106-107.
3. О.О.Ляпощенко, В.І.Склабінський. Підвищення ефективності сепараційного устаткування компресорних установок нафтогазової промисловості // Компрессорная техника и пневматика в XXI веке. Труды XIII Международной научно-технической конференции по компрессоростроению. — Сумы, 2004. — с. 267-277.
4. О.О.Ляпощенко, В.І.Склабінський. Механізми формування високодисперсної краплинної рідини у потоці природного газу // Дисперсные системы. Тезисы докладов XXI научной конференции стран СНГ. — Одесса, 2004. — с. 203-204.
5. В.І.Склабінський, О.О.Ляпощенко. Підвищення ступеня утилізації побіжного нафтового та природного газів шляхом застосування високоєфективного газосепараційного устаткування // Вісник Сумського державного університету. — 2004. — №2(61). — с. 65-69.
6. Э.Г.Синайский. Разделение двухфазных многокомпонентных смесей в нефтегазопромысловом оборудовании. — М.: Недра, 1990.— 272 с., ил.
7. Деклараційний патент на винахід України № 60782 А, МПК 7 В01D45/04. Спосіб вловлювання високодисперсної краплинної рідини з газорідного потоку і пристрій для його здійснення / В.І.Склабінський, О.О.Ляпощенко. — Бюл. № 10, 15.10.2003.
8. Деклараційний патент на винахід України № 69701 А, МПК 7 В01D45/04. Спосіб вловлювання високодисперсної краплинної рідини з газорідного потоку і пристрій для його здійснення / В.І.Склабінський, О.О.Ляпощенко. — Бюл. № 9, 15.09.2004.

А. А. Ляпощенко, В. И. Склабинский

**Механизмы формирования высокодисперсной капельной жидкости
в потоке природного газа**

АННОТАЦИЯ

Исследовано формирование высокодисперсной капельной жидкости в потоке природного газа. Рассмотрены основные механизмы формирования капель жидкой фазы, как измельчение за счет инерционных эффектов в турбулентном потоке газа при отсутствии конденсации, процессы гетерогенной и гомогенной конденсации, коагуляция по инерционному механизму и механизму турбулентной диффузии.

Lyaposchenko A. A., Sklabinskij V. I.

**MECHANISMS OF FORMATION IT IS HIGH A DISPERSE DROP
LIQUID IN A STREAM OF NATURAL GAS**

SUMMARY

Formation highly a disperse drop liquid in a stream of natural gas is investigated. The basic mechanisms of formation of drops of a liquid phase, as crushing are considered due to ratchet effects in a turbulent stream of gas at absence of condensation, processes of heterogeneous and homogeneous condensation, coagulation on the inertial mechanism and the mechanism of turbulent diffusion.

*Л. А. Флеер**, *А. П. Толстопят**,
*А. Ф. Шевченко***, *С. А. Шевченко***

** Днепропетровский национальный университет*

*** Институт черной металлургии НАН Украины*

Исследование формирования пузырей при вдувании газа в жидкость на холодной модели ковша

В черной металлургии известна технология рафинирования расплава чугуна в ковшах путем инъекции гранулированного магния в потоке газа. Уменьшение размера газовых включений должно привести к успокоению процесса и повышению усваивания расплавом пара магния. В настоящей работе сделана попытка оценить на холодной модели влияние конфигурации оголовка фурмы на распределение газовой фазы в жидкости, суммарную площадь поверхности газовых включений и динамику поверхности жидкости.

В черной металлургии распространена технология внепечного рафинирования расплава чугуна инжестированием гранул магния через погружную огнеупорную фурму в потоке нейтрального газа [1].

Процесс вдувания гранулированного магния сопровождается интенсивным барботированием и волнообразованием на поверхности расплава. Выход отдельных пузырей из объема жидкости ведет к появлению каверн на ее поверхности, охлопяющаяся каверна образует кумулятивную струю жидкости, объем и высота которой прямо пропорционален объему и глубине каверны. Следовательно, чем больший характерный размер будут иметь газовые включения в объеме жидкости, тем большей высоты волны будут образовываться на поверхности ковша.

Кроме того, газовые пузыри являются основными упругими элементами в системе жидкость-газ. Поэтому, большим характерным размерам газовых пузырей отвечает большая реакция жидкости на пульсации объемов газа.

Следует также отметить, что эффективность массообмена между газовыми включениями и расплавом прямо пропорциональна площади поверхности раздела фаз, т.е. для повышения степени полноты использования магния при неизменном расходе дутьевого газа целесообразно минимизировать размер газовых включений.

Задачей исследования являлось определение в зависимости от конфигурации оголовка фурмы при постоянном расходе вдуваемого газа суммарной площади проекционных сечений газовых включений в жидкости в предположении, что площадь поверхности включений пропорциональна площади проекции включения на воображаемую плоскость съемки.

В качестве рабочей жидкости использовалась вода, вязкость которой незначительно отличается от вязкости расплавленного металла. Согласно [2] гидродинамическое подобие, т.е. влияние не стационарности процесса на движение жидкости в ковше (критерий гомохронности) и подобие процессов, протекающих под действием силы тяжести (критерий Фруда) будет соблюдено в случае геометрического подобия объектов. Геометрические размеры ковша и расход дутьевого газа в линейном масштабе модель-натура соответствовали отношению 1:10. В качестве модели ковша была использована выполненная из оргстекла цилиндрическая емкость диаметром 265 мм и высотой 330 мм. Емкость заполнялась водой до уровня 50 мм от среза емкости.

Были исследованы следующие модели оголовка фурм 4-х конфигураций:

- конус с углом раствора 30° и диаметром основания 48 мм,
- цилиндр диаметром 48 мм высотой 50 мм (Рис. 1),
- цилиндр диаметром 48 мм высотой 50 мм с четырьмя распределенными по окружности выборками, начинающимися от дутьевого среза (Рис. 2),
- цилиндр диаметром 48 мм высотой 50 мм с шестью распределенными по окружности выборками, начинающимися от дутьевого среза.



Рис. 1. Модель стандартной цилиндрической фурмы.

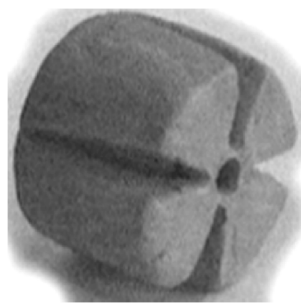


Рис.2. Модель модернизированной фурмы с вырезами.

Первые две модели фурм соответствуют фурмам, применяемым в настоящее время в промышленности, в конфигурацию вторых двух моделей внесены элементы, которые могут быть реализованы на практике с учетом возможности изготовления и условий эксплуатации. Дутьевое цилиндрическое сопло диаметром 2 мм, длиной 8 мм расположено заподлицо со срезом модели фурмы.

Расход вдуваемого воздуха подаваемого на сопло от компрессора фиксировался по двум ротаметрам РМ-0,63 ГУЗ, подключенным параллельно. Показания ротаметров проверялись расчетом расхода по перепаду статического давления форкамера-атмосфера, измеренного U-образным водяным

манометром. Расхождения контрольных измерений для расходов по ротаметрам 500 л/ч, 1000 л/ч и 1500 л/ч между данными ротаметров и расчетом по перепаду не превышали 15% в сторону уменьшения для ротаметров. В ходе экспериментов поддерживался постоянный расход воздуха порядка 1000-1100 л/ч по ротаметрам, что соответствовало скорости газа порядка 100 м/с на срезе сопла диаметром 2 мм.

Эксперименты проводились в контросвещении блоком ламп накаливания 4x100 Вт с применением полупрозрачного экрана между осветителем и моделью ковша.

Результаты экспериментов фиксировались аналоговой видеокамерой в режиме постоянной глубины резкости с частотой обтюрации 1/2000, оцифровка изображения выполнялась посредством видеоплаты с частотой захвата 6-7 кадров/сек.

Эксперименты выполнялись следующим образом:

- модель ковша и установленная на штативе видеокамера размещались так, чтобы угловые искажения были минимальны, а оптическая ось камеры лежала в плоскости поверхности жидкости,

- подсветка размещалась так, чтобы видимое поле было освещено равномерно,

- фурма в сборке устанавливалась по центру модели ковша на глубину 180 мм от поверхности воды до дутьевого среза модели фурмы,

- до начала продувок в каждой серии съемок фиксировалось изображение фона, которое при дальнейшей обработке использовалось для определения базовой степени черноты поля,

- после начала дутья и выхода на заданный дутьевой режим до начала съемки выдерживалась пауза 15 сек, необходимая для стабилизации процесса,

- каждая отдельная съемка выполнялась в течение 5 сек в автоматическом режиме.

Захват и покадровое выделение видеоизображения выполнялись посредством пакета VirtualDub_1.44 (freeware) .

Для обработки выделялись кадры, следующие без исключения один за другим в течение третьей секунды в серии (6-7 кадров). Обработка выделенных кадров выполнялась посредством пакета PhotoShop_5 (freeware) с использованием следующих процедур для каждого кадра:

- выделение одинаковой для всех кадров площади обработки с приведением к одинаковому масштабу

- перевод обрабатываемого изображения в черно-белый режим

- оценка степени черноты фона

- заливка фурмы и дутьевого ствола белой кистью

- компенсация бликов на газовых включениях черной кистью

- исключение фона и реализация условия “все, что не белое — черное”

- вычисление процентной доли суммарной площади черных объектов процедурой “гистограмма”.

По описанной методике были обработаны видеоизображения продувок всех моделей фурм, при этом были получены следующие результаты:

– для конической фурмы средняя площадь газовых объектов по 6 последовательным кадрам в течение 1 сек. составляет 17,67 % общей площади обработки, единственный снимок из серии приведен на Рис. 3,

– для цилиндрической фурмы средняя площадь проекций газовых объектов по 6 последовательным кадрам в течение 1 сек. составила 19,84% общей площади обработки, единственный снимок из серии приведен на Рис. 4,

– для цилиндрической фурмы с шестью распределенными по боковой поверхности выборками, начинающимися от дутьевого среза средняя площадь проекций газовых объектов по 7 последовательным кадрам в течение 1 сек. составила 28,82% общей площади обработки, единственный снимок из серии приведен на Рис. 5,

– для цилиндрической фурмы с четырьмя распределенными по боковой поверхности выборками, начинающимися от дутьевого среза средняя площадь газовых объектов по 6 последовательным кадрам в течение 1 сек. составила 31,26% общей площади обработки, единственный снимок из серии приведен на Рис. 6.

Из сравнения видеоизображений и результатов обработки серий видео кадров для соответствующих моделей можно сделать вывод о том, что организация элементов упорядоченной раздачи газовой фазы заметно увеличивает в объеме количество газовых включений малого размера, а следовательно и площадь поверхности взаимодействия газовой и жидкой фазы.

В случае упорядоченной раздачи газа максимальная разность измеряемой площади сечений от кадра к кадру в пределах одной серии не превышает по абсолютной величине 4% при среднем значении площади 30%, без упорядоченной раздачи разброс измеряемой площади в пределах серии составляет 14% при среднем значении площади 18%.

Хотя обработка была выполнена с погрешностями, трудно поддающимися оценке, можно сказать, что ошибка для всех серий обработки была систематической и одного порядка. Полученные данные достаточно надежно характеризуют тенденцию и степень изменения измеряемого параметра.

Из сравнения результатов обработки следует, что организация элементов упорядоченной раздачи истекающего из фурмы газа способствует увеличению площади реакционной поверхности газовой фазы, повышает однородность распределения газовых включений в объеме по времени и уменьшает средний размер газовых включений.

Качественно оценивая эффекты, ведущие к колебаниям жидкости в модели ковша, можно отметить, что больший размер газовых включений ведет к большей амплитуде колебаний поверхности при меньшей частоте колебаний системы, которая таким образом может приблизиться к собственной частоте колебаний.

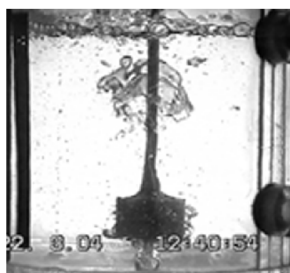


Рис. 3. Продувка модели стандартной цилиндрической фурмы.

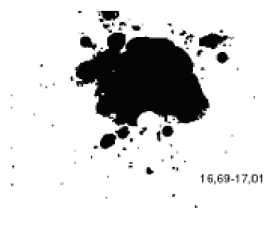


Рис.4. Кадр Рис.3 после его обработки.

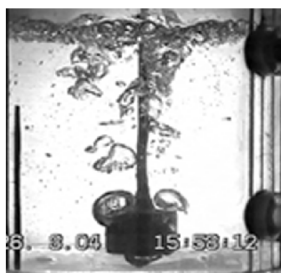


Рис. 5. Продувка модели модернизированной цилиндрической фурмы с 4-мя вырезами.

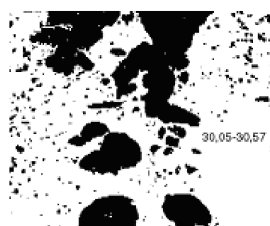


Рис.6. Кадр Рис.5 после его обработки.

В перспективе представляется целесообразным определять на холодной модели для различных конфигураций фурмы частотные характеристики колебаний жидкости в объеме при продувке газом, чтобы избежать их близости к частоте собственных колебаний натурной системы и уменьшить амплитуду колебаний поверхности расплава.

Литература

1. Воронова Н.А. Десульфурация чугуна гранулированным магнием. М., Металлургия, 1980, 240 с.
2. Ефименко С.П. и др. Пульсационное перемешивание металлургических расплавов. М.: Металлургия, 1989, 168 с.

Л. О. Флєєр, О. П. Товстоп'ят, А. П. Шевченко, С. А. Шевченко
**Дослідження формування бульок під час вдування газу у рідину на
холодній моделі ковша**

АНОТАЦІЯ

У чорній металургії відома технологія рафінування розплаву чавуну в ковшах шляхом інжекції гранульованого магнія. Зменшення розміру газових включень має привести до заспокоєнню процесу й підвищенню засвоювання розплавом пару магнія. У дійсній роботі зроблена спроба оцінити на холодній моделі вплив конфігурації кінцевої частини фурми на розподіл газової фази в рідині, сумарну площу поверхні газових включень і динаміку поверхні рідини.

Fleyer L. A., Tolstopyat A. P., Shevchenko A. P., Shevchenko S. A.
**Research of formation of bubbles at injecting of gas in a liquid on cold
model of a ladle**

SUMMARY

The technology of a sulphur removal of a cast-iron melt by means an injection of granulose magnesium is known in ferrous metallurgy. The process of an injection is frequently accompanied by wavemaking on a surface of a melt. Decrease of gas bubbles full sized have to lead to process damping and increase of assimilation by magnesium vapor liquid melt. In the present work is made the attempt to evaluate on a cold sample piece influence of the configuration of a tuyere on distribution of a gas phase in a fluid, total area of surface of gas inclusions and dynamic of a surface of a fluid.

С. И. Иголкин

*Балтийский государственный технический университет
Санкт-Петербург, Россия*

Поверхностное натяжение и проблема прочности жидких капель

Экспериментально уточнены силовые характеристики статического взаимодействия жидкой и твердой поверхности в малом приграничном слое. Обнаружены погрешности общепринятых формул, проанализированы их причины, предложена корректировка описания явлений разрыва жидкой среды и образования новой поверхности.

1. Измерения поверхностного натяжения на границе жидкости и твердого тела

Явления поверхностного натяжения достаточно редко можно наблюдать в чистом виде, без соблюдения определенных условий на границе с иными средами. В частности, капиллярные эффекты неотделимо связаны с взаимодействием жидкости и твердой стенки капилляра [1,2]. При аккуратном рассмотрении некоторых задач обнаруживается, что классические формулы практически всегда требуют учета дополнительных условий и введения существенных поправок [3]. Это нарушает стройность общепринятой картины поверхностных эффектов.

Учет названных особенностей оправдывает поиск более совершенных способов представления явлений на границе двух (или — трех) сред. С этой целью в настоящей работе проведено уточнение роли объемных и поверхностных сил при взаимодействии жидкой и твердой фазы.

Тело с плоским, смачиваемым дном, опускалось в сосуд с водой, уравновешенный на весах. После погружения всей поверхности, в процессе вертикального подъема измерялась сила отрыва F твердой плоскости от поверхности жидкости, рис.1. В соответствии с классическими представлениями, за силовое взаимодействие здесь являются ответственными силы поверхностного натяжения, и максимальная сила отрыва цилиндра весом G от поверхности жидкости пропорциональна длине образующей цилиндра πd , и поверхностному натяжению γ :

$$F = G + \pi d \gamma \cos \Theta \quad (1)$$

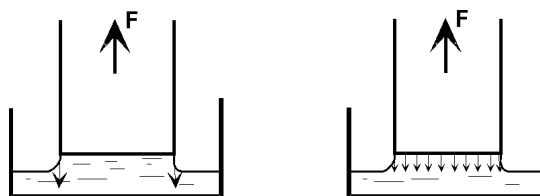


Рис. 1

Краевой угол Θ у кромки цилиндра переменный. Максимальной сила отрыва будет при вертикальном направлении границы жидкости, что отвечает нулевому углу смачивания относительно образующей цилиндра. С другой стороны, параметры взаимодействия должны бы зависеть от состава и свойств каждой фазы, но это не отражается формулой (1).

В самом общем случае суммарная сила отрыва тела весом G , может складываться из поверхностной силы, пропорциональной периметру тела, вынимаемого из жидкости, и объемной силы, зависящей от площади поверхности:

$$F = G + k\gamma P + \beta S \quad (2)$$

Здесь $k\gamma$ — коэффициент поверхностного натяжения жидкости с возможной поправкой; P — смачиваемый периметр; β — неизвестный пока коэффициент пропорциональности; S — площадь смоченной поверхности.

Измерения проводились с набором пластин, цилиндров разной формы и площади, тел с необычной формой, например — металлических дисков с несколькими отверстиями разного диаметра и т.д. Определялась сила отрыва тел, изготовленных из разных материалов (стекло, сталь, латунь, алюминий, и др.). Варьирование в широких пределах абсолютных размеров и химического состава используемых предметов является принципиальным отличием представляемых экспериментов от аналогичных “классических” опытов.

На рис.2 показаны результаты измерения силы отрыва стеклянных пластинок от поверхности воды.

Зависимость силы отрыва от периметра поверхности оказалась нелинейной. Сравнение результатов опытов с теоретической прямой, построенной по уравнению (1) (внизу графика), показывает существенные расхождения между ними. Формула (1) не отражает результаты экспериментов.

График зависимости силы отрыва от смоченной площади свидетельствует о линейной зависимости этих двух величин, рис.3. Это означает, что третий член в формуле (2) является определяющим: сила отрыва прямо пропорциональна смоченной площади. Второй член формулы (2), зависящий от поверхностного натяжения, не существен, или не играет никакой роли.

Последнее заключение представляется наиболее вероятным. Это показа-

ли специальные эксперименты с тонкостенными трубками. Обработка результатов измерений в зависимости от смоченного периметра для тел сложной формы не дает прямой связи этих величин. Зато во всех случаях строго соблюдается линейная зависимость силы отрыва от площади. Таким образом, установлено, что форма плоской поверхности и ее периметр не имеют решающего значения.

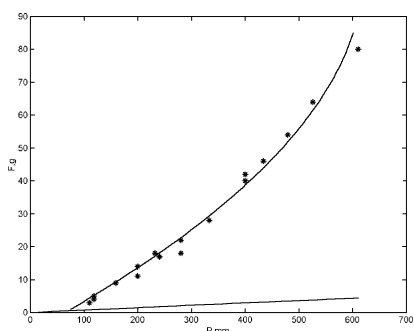


Рис. 2.

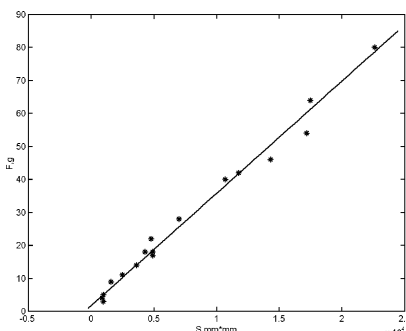


Рис. 3

Опыты с разными по природе твердыми телами показали существенность фактора химического состава и состояния поверхности. Если учесть, что материалы смачиваются с жидкостью не одинаково, имеют разную адгезию, то такой результат не представляется удивительным. Однако он не отражается классической формулой (1), в которой важен только КПН жидкости. Если же сила отрыва зависит не от периметра и КПН, а от площади контакта, то именно так и должно проявляться влияние материала твердого тела.

Из результатов эксперимента следует, что формула (2) справедлива при нулевом втором члене и при следующих значениях коэффициента β . Для пары сталь — вода $\beta = 41$ Н/м²; для пары вода — латунь $\beta = 15$ Н/м²; для пары вода — стекло $\beta = 37$ Н/м²; для пары вода — алюминий $\beta = 40$ Н/м². Значения для стали, стекла и иных, хорошо смачиваемых материалов близки к одному, предельно достижимому пределу для любых, хорошо смачиваемых поверхностей. Он, очевидно, определяется не взаимодействием фаз, а прочностью связей молекул жидкости между собой. В пределах погрешности измерений можно полагать, что обнаруженный “предел прочности воды для свободной внешней границы” близок в величине 40 Н/м².

Для слабо смачиваемых поверхностей эксперименты отражали факт меньшей силы взаимодействия молекул жидкости и твердого тела по сравнению с притяжением молекул воды между собой. Для плохо смачиваемых поверхностей сила отрыва, естественно, приближалась к нулю и для несмачиваемых — изменяла знак. Установлено, что при разной чистоте и шероховато-

сти поверхностей сила отрыва также различается. Подчеркнем, что сила поверхностного натяжения воды (если она существует) никак не отразилась в результатах представленных опытов.

Описанные выше опыты, по сути, идентичны одному из эталонных методов измерения величины КПН — методу отрыва кольца [3], [4-6]. Для получения “правильного” результата при обработке измерений, даже при их безупречной подготовке, оказывается, необходимо вводить достаточно большие поправки, зависящие от геометрии устройства и от объема мениска. Прямое влияние главного фактора — площади поверхности, погружаемой в жидкость, в классическом методе не учитывалось. Использование корректно не определяемого параметра объема мениска не позволяет обработать результаты [5,6] с получением численных значений, но характер поправок полностью отвечает описанным выше зависимостям силы отрыва от площади и периметра погружаемого тела.

Таким образом, классический метод “отрыва кольца” при хорошей точности измерений в процессе обработки искусственно опирается на не обнаруживаемую реально “силу поверхностного натяжения”. С другой стороны, классические измерения фактически совпадают с результатами представленных выше опытов. Поправки, необходимые в классическом методе для получения “истинного” поверхностного натяжения [3] через периметр кольца, отвечают прямой линейной зависимости силы отрыва кольца от его площади.

2. Отрыв капель от поверхности

Метод измерения коэффициента поверхностного натяжения через определение веса капель, отрывающихся от капилляра конечного размера, является наиболее простым, хорошо воспроизводимым и наряду с методом отрыва кольца считается эталоном для измерений этого параметра [3].

Учитывая сложности с определением КПН в динамических процессах и для малых капель [7], имеет смысл уточнить особенности эталонных опытов. Классическая теория отрыва жидкой капли от капилляра, сводится к формуле для определения веса капли G через радиус капилляра R и поверхностное натяжение γ :

$$G = 2\pi R\gamma \quad (3)$$

Эта зависимость изображена прямой 1 на рис.4.

Стандартная методика проведения опыта обязывает к соблюдению ряда условий и ограничений, а обработка полученных результатов, для получения “правильного” значения γ , требует введения существенных поправок. Эти поправки, согласно [3], представляют собой функцию от r . Она затабулирована, и восстановленный с ее помощью график реального веса капли показан кривой 2 на рис.4. Измерения рекомендуется проводить в узком

диапазоне абсолютных размеров, (прямые 3, на рис.4), где поправка “сравнительно не велика” и “линейно связана с размером”.

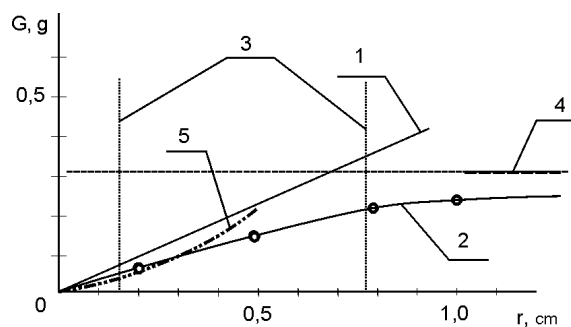


Рис. 4. Решения для силы отрыва капли от капилляра. 1 — классическая теоретическая зависимость; 2 — реальная экспериментальная кривая; 3 — рекомендуемый диапазон измерений; 4 — асимптотическое значение G для бесконечной поверхности отрыва; 5 — кривая веса капли для малых площадей поверхности капилляра.

Из графика видно, что расхождения теории и эксперимента значительны и, по крайней мере, не вполне соответствуют понятию эталонного опыта. Природа отклонений четко не установлена, и сам характер изменения реального веса капли не отражается линейной зависимостью от размера капилляра. Более того, очевидно, что объем большой капли на практике стабилизируется и, начиная с некоторой площади капилляра, соизмеримой с размерами капли, он не зависит от размера поверхности, с которой происходит отрыв. Если исключить из рассмотрения динамический фактор, то максимальный размер капель можно считать постоянным, прямая 4 на рис.4. Данный факт хорошо объясняется в терминах предельного напряжения отрыва, или разрыва жидкости, найденного в описанных выше опытах по отрыву плоских поверхностей от поверхности воды. Упрощенно, без учета особенностей распределения напряжений по объему, отрыв начинается при условии достижения предела текучести жидкости σ_τ под действием гидростатического давления:

$$\sigma_\tau = \rho gh \quad (4)$$

Вес объема жидкости в момент потери устойчивости системы, т.е. — при нарушении равновесия по пределу прочности жидкости σ_τ , очевидно, следует вычислять при такой форме объекта, при которой наклон свободной поверхности достигает вертикального направления. Тогда, для большой плоской поверхности контакта твердого тела с висющей каплей, этот вес

определится, как вес полусферы, с высотой, которая в момент потери устойчивости близка к размеру окончательного радиуса капли, $h \approx r$.

Поскольку, с данным условием, все члены формулы (4) — константы, имеем постоянный предельный радиус отрывающейся капли $r = const$. В соответствии с опытом, и из описанных выше результатов в равной мере следует, что численное значение этой величины при нормальных условиях для воды близко к значению 0,42 см, что соответствует весу капли около 0,31 грамма. $G_{max} = const = 0,31g$.

При малых радиусах капилляра условия отрыва изменяются, причем наибольшие изменения происходят в соотношениях геометрических параметров объектов. Упрощающие допущения здесь использовать уже нельзя и необходимо более аккуратно вычислять значения площадей и объемов. Точные выражения можно получить только после расчета всех нагрузок. Однако асимптотический характер поведения кривой веса капли можно оценить и в этом случае. Из опытов ясно, что для малых капилляров радиус отрывающейся капли значительно больше радиуса капилляра, рис.5 (а).

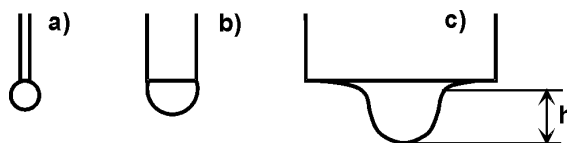


Рис. 5. Геометрические соотношения объектов

Тогда условие отрыва, в терминах предела прочности жидкости σ_τ , станет условием равенства веса шаровой капли и прочности столба жидкости на площади капилляра:

$$G = \pi r^2 \sigma_\tau \quad (5)$$

В промежуточной области, где радиус капли соизмерим с радиусом капилляра, рис. 5 (б), на условие отрыва равным образом оказывают влияние и суммарный вес капли, G , и — гидростатическое давление столба жидкости высотой h . Точный расчет в этом случае сложен и требует вычисления напряжений в характерных точках капли.

Логично ожидать, что переход от одной зависимости к другой будет линейным, и стыковка уравнений (4) и (5) в промежуточной области даст в первом приближении сумму напряжений отрыва:

$$\sigma_\tau = const = \sigma(G) + \sigma(h) = f_1 \frac{G}{\pi r^2} + f_2 \rho gh \quad (6)$$

где f — геометрические поправки, учитывающие особенности твердой поверхности и несферичность отрывающегося объекта.

Уравнение (6), объединяющее решения для крайних областей проведения данного опыта (линии 4 и 5 на рис.4), качественно верно отражает реальную экспериментальную зависимость во всем возможном диапазоне площадей и форм поверхностей отрыва. Более того, только в таком виде возможен анализ результатов подобных опытов, проводимых с разными условиями формирования капли, например — с разной степенью смачиваемости поверхностей, при разных схемах и давлениях подачи жидкости и т.д. Заметим, что классическая формула (3), совпадающая с экспериментальной кривой только в нулевой точке, при больших радиусах поверхности отрыва дает абсурдный результат, согласно которому возможен отрыв бесконечно больших капель.

Основой для объяснения обнаруженных связей силовых и геометрических характеристик поверхностей является обыкновенная парная потенциальная функция взаимодействия молекул [8], описываемая, например, стандартным потенциалом Леннарда-Джонса. Потенциальная функция подобна для всех одинаковых пар молекул, где бы они ни находились. Эта функция существует и в газовой фазе, и в твердом кристалле, и на поверхности жидкости, и в ее объеме уже только потому, что молекулы везде одинаковы. С такой точки зрения, для расчета параметров взаимодействия поверхностей жидких и твердых тел достаточно определений сил адгезии и межмолекулярного (когезионного) взаимодействия между всеми молекулами жидкости во всем объеме, а не только на свободной поверхности.

Итоги опытов приводят к заключению о том, что капля воды, висющая на потолке, удерживается там не поверхностными силами искривленной границы жидкости с воздухом, рис.б (а), а адгезионной силой на всей площади контакта жидкости с твердым телом в сочетании с объемным растяжением всей массы капли, (б). Форма свободной капли сохраняется не благодаря поверхностной пленке, удерживающей от разлета остальную жидкость, со свойствами инертного тяжелого газа, рис.б (с), а за счет равноправных объемных связей, (д). В случае нарушения сферической формы внешними силами, во всем объеме появляются восстанавливающие напряжения, обусловленные сдвигом от точки равновесия в парной потенциальной функции молекул объекта.

Эксперименты подтверждают логическую близость свойств жидкости и твердого тела, где молекулы достаточно прочно связаны друг с другом. Эти связи в жидкости подвижны, но неразрывны во всем объеме. При этом поверхностное натяжение жидкости, как реально действующая сила, не играет особой роли. Напряжения на поверхности не отличаются по природе от напряжений в объеме капли.

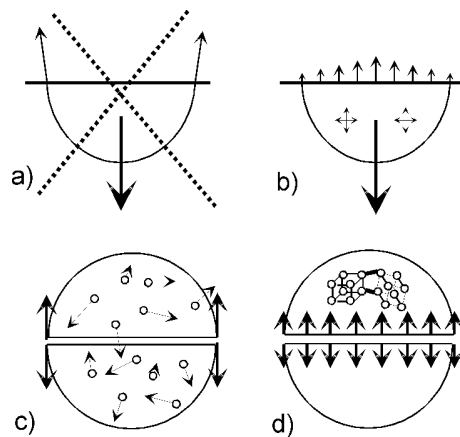


Рис. 6.

Отметим также, что фактическое отсутствие сил “поверхностного натяжения” по направлениям вдоль свободной границы жидкости, не означает отсутствие энергии образования новой поверхности. Дополнение к классическим представлениям в части энергетики поверхностного слоя состоит в том, что работа по его росту в данных опытах совершается объемной силой, направленной по нормали к поверхности разрыва, рис.6 (d). Энергетические формулировки термина коэффициента поверхностного натяжения, которые, согласно [9], отражают различие в энергиях связи молекул на поверхности и в объеме жидкости, остаются справедливыми. Законы сохранения соблюдаются в полной мере, и энергетическая формулировка понятия КПН, остается корректной.

Выводы

Сила отрыва твердой поверхности от поверхности жидкости не пропорциональна смачиваемому периметру. Эта сила прямо пропорциональна площади плоской поверхности тела, вынимаемого из жидкости.

Напряжения, действующие вдоль свободной поверхности, в опытах не обнаружены, и поэтому поверхностное натяжение, как реально действующая сила, в равновесных жидких структурах или отсутствует, или настолько мало, что им можно пренебречь по сравнению с силами объемного взаимодействия между молекулами жидкости и твердого тела.

Вес капель, отрывающихся от поверхности, определяется не силой поверхностного натяжения, а объемным пределом текучести σ_{τ} , зависящим от парной потенциальной функции взаимодействия молекул. Эта функция одинакова для всех молекул, как на поверхности, так и в объеме жидкости.

Коэффициент поверхностного натяжения в силовых расчетах логично заменить практически постоянным коэффициентом объемного натяжения, пределом прочности (текучести) межфазной контактной границы, или — предельным напряжением адгезии β .

Для хорошо смачиваемых поверхностей можно считать, что максимальная сила отрыва определяется не адгезией, а пределом прочности самой воды, точнее — пределом ее текучести σ_T , который может быть определен по аналогии с пределом прочности твердых тел. В соответствии с результатами представленных опытов, для воды его значение близко к $\sigma_T \approx 40 \text{ Н/м}^2$.

Автор выражает благодарность Н.П. Оленникову и В.С. Иголкину за участие в постановке и проведении экспериментов, а также — А.И. Григорьеву за плодотворное обсуждение результатов.

Литература

1. Горюнов Ю.В., Сумм Б.Д. Физико-химические основы смачивания и растекания. М.: Химия, 1976. 232 с.
2. Зимон А.Д. Адгезия жидкостей и смачивание. М.: Химия, 1974. 416 с.
3. Адамсон А. Физическая химия поверхностей М.: Мир, 1979. 489с.
4. Lecomte du Nouy P. J. Gen. Physiol 1, 521, (1919).
5. Harkins W.D., Jordan H.F. J. Am. Chem. Soc., 52, 1751, (1930).
6. Freud V.B., Freud H.Z., J. Am. Chem. Soc., 52, 1772, (1930).
7. Русанов А.И. Фазовые равновесия и поверхностные явления. Л.: Химия, 1967. 338 с.
8. Оно С., Кондо С. Молекулярная теория поверхностного натяжения в жидкостях. М.: Металлургия, 1963. 291 с.
9. Физические величины. Справочник. Под ред. И.С.Григорьевы, Е.З.Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.

С. І. Іголкін

Поверхнєвє натягування и проблема міцності рідких крапель

АНОТАЦІЯ

Експериментально уточнені силові характеристики статичної взаємодії рідкої та твердої поверхні в малому прикордонному шарі. Виявлені погрішності загальноприйнятих формул, проаналізовані їх можливі причини, запропоноване коректування опису явищ розриву рідкого середовища та утворення нової поверхні.

Igolkin S. I.

Surface Stress and Problem of the Liquid Drops Durability

SUMMARY

The force characteristics of static interaction of a liquid and solid surface in small boundary layer are experimentally specified. The errors of the standard formulas are found out, their probable reasons are analyzed. The updating of the description of the fluids breaking phenomena and formations of a new surface is offered.

УДК 533.77; 533.72.

А. А. Горбунов, С. И. Иголкин

*Балтийский государственный технический университет,
Санкт-Петербург, Россия.*

Распределение кластеров по размерам в смеси азота и паров воды

Проведены расчеты функций распределения по размерам кластеров и капель воды в терминах дискретной модели конденсации. Учтены особенности отдельных кинетических реакций и эффекты столкновений между связанными частицами. Обнаружено существование максимума концентраций частиц достаточно большого размера. Появление максимума является следствием роста кластеров при взаимных столкновениях. Величина, положение максимума, а также предельное число молекул в связанных частицах определяется степенью насыщения пара.

Наличие малых кластеров воды при параметрах, близких к границе насыщения, сдвигает газо- и термодинамические характеристики среды и приводит к погрешностям в определении свойств водяного пара.

Современные способы описания паровой и газовой фазы не учитывают ряд явлений, определяющих процессы молекулярно-кластерного взаимодействия. В частности, методы вычисления параметров конденсации паров, базирующиеся на зависимостях теории нуклеации, не позволяют оперировать с частицами, размер которых меньше так называемого “критического зародыша”.

В настоящей работе проведен расчет состояния водяного пара в смеси с азотом. Положено, что никаких физико-химических превращений с молекулами воды не происходит, и в рамках задачи их можно считать простыми неделимыми частицами, а азот играет роль инертной примеси.

Для описания процесса конденсации в работе была применена дискретная модель конденсации вещества [1], которая основана на выделении ряда дискретных связанных состояний атома и рассмотрении кинетики переходов между этими состояниями. Преимуществом данной модели является возможность анализа и расчета донуклеационной стадии конденсации, определение концентрации малых молекулярных комплексов без использования равновесных соотношений, понятий критического зародыша жидкой фазы и поверхностного натяжения.

Существенной особенностью настоящего подхода является более детальный учет вероятности отрыва мономеров от поверхности. Используется квазибольцмановское распределение мономеров, связанных на поверхности, по их разрешенным состояниям. Оно дополнено определением частоты восста-

новления распределения через частоту тепловых колебаний и эффективное значение площади разрешенного перехода.

Наиболее серьезное отличие предлагаемой схемы расчетов состоит в том, что удалось найти и применить достаточно адекватный механизм учета столкновений кластеров между собой. Частота подобных столкновений, как правило, считается малой, и скоростью роста частиц по данному механизму пренебрегают в сравнении со скоростью обмена с мономерами пара. По этой причине столкновения кластеров между собой практически никогда не учитываются в расчетах [2-4].

Тем не менее, аккуратный анализ эффективной скорости этого процесса показывает, что он может оказаться существенным, если во внимание принять не отдельную реакцию кластера с любым иным кластером, а суммарный эффект от взаимодействия частиц конкретного размера со всей совокупностью конденсированных частиц. Итоговая массовая скорость роста в таком случае оказывается соизмеримой по эффективности с обычным механизмом взаимодействия с мономерами.

Учитываемые в модели конденсационные механизмы математически представляются следующим образом:

1. Рост частиц за счет нарушения баланса столкновительного присоединения и отрыва мономеров:

$$\frac{dn_{i+1}}{dt} = \sigma_i n_i n_1 \bar{V} \cdot \Delta \bar{V}_L (1 - e^{-E_L/kT}) - \sigma_{i+1} n_{i+1} n_\Sigma \bar{V} \cdot \Delta \bar{V}_H \cdot e^{-E_H/kT}$$

где, n_i — концентрация i -ой компоненты, n_Σ — суммарная концентрация, σ_i — сечение столкновения для i -ой компоненты, \bar{V} — средняя скорость частицы в собственном движении, $\Delta \bar{V}_L$, $\Delta \bar{V}_H$ — поправки к средней скорости реагирующих медленных и быстрых частиц максвелловского распределения, E_H , E_L — верхний и нижний энергетические пороги реакции.

2. Развал частиц за счет теплового отрыва мономеров:

$$\frac{dn_i}{dt} = \nu_{int} \cdot n_{i+1} \cdot Zs_{i+1} \cdot e^{-\varphi_s/kT}, \text{ где } \nu_{int} = \nu_0 \left(1 - \frac{2}{\pi} \arcsin \sqrt{\frac{kT_{пл}}{kT}} \right)$$

где, ν_{int} — эффективная частота отрыва атома, ν_0 — частота тепловых колебаний атома, $T_{пл}$ — температура плавления, Zs_i — число атомов на поверхности частицы размера i , φ_s — потенциал отрыва поверхностного атома.

3. Рост капель при их слиянии:

$$\frac{dn_{i+A_{cp}}}{dt} = \sigma_{i,A_{cp}} \cdot n_i \cdot n_{A_{cp}} \cdot \bar{V}_{i+A_{cp}}$$

где, A_{cp} — средний размер частиц, $\sigma_{i,A_{cp}}$ — сечение столкновения между частицами i -ого и среднего размера, $\bar{V}_{i+A_{cp}}$ — относительная скорость движения частиц i -ого и среднего размера.

Энергетика элементарных процессов задавалась следующей модельной схемой разрешенных энергетических уровней взаимодействия между молекулами воды: $\varphi_1 = 0,25$ эВ, $\varphi_2 = 0,07$ эВ, $\varphi_3 = 0,058$ эВ, $\varphi_4 = 0,024$ эВ. Значения потенциалов назначены в соответствии с принципами, изложенными в [1,5]. Учитывались обобщенные энергии связи в объеме, $\varphi_V = 0,42$ эВ, и на поверхности частицы, $\varphi_H = (0,42-0,055)=0,37$. На основе этих значений была построена аппроксимирующая зависимость для энергии присоединения мономера к кластеру в зависимости от размера последнего, аналогичная зависимости, используемой в работе Бауэра [6].

Итоговая система уравнений имеет размерность, кратную N , где N — максимальное количество молекул воды в конденсированной частице. Очевидно, что расчет подобной системы уравнений при физически наблюдаемых размерах потребовал бы огромных вычислительных ресурсов. Для упрощения вычислительной задачи все множество растущих кластеров было разбито на группы. В частности, для массива размеров узловых частиц (групп) действовало следующее правило:

$$A = [[1 : 1 : 31], [32 : 2 : 62], [64 : 4 : 124], [128 : 8 : 248], \dots].$$

Оно означает, что индивидуально учитывались все ассоциации размером до 31 молекулы. Кластеры размером от 32 до 63 молекул объединялись в группы для двух размеров. Свойства кластеров размером до 124 полагались одинаковыми среди групп из четырех размеров. И так далее.

В результате подобных преобразований размерность системы уравнений была понижена до кратности $\log_2 N - 5$. (Для примера, вместо 10000 уравнений в системе остается 176). Постепенное увеличение размера групп позволяло сохранить достаточную точность расчета, так как, чем крупнее частица, тем меньше отличаются ее свойства от свойств ее ближайшего окружения.

На рис.1 приведено сравнение двух расчетов, выполненных по полной и упрощенной системе уравнений. Как видно из графиков, ошибка при расчете по упрощенной схеме не превосходит ошибки, получаемой в контрольном опыте, в котором целенаправленно уменьшалось вдвое сечение столкновения крупных частиц.

Вопрос постановки начальных и граничных условий для различных конденсационных задач требует достаточно подробного рассмотрения. Общие его закономерности были рассмотрены в работе [5]. В данной работе основное внимание уделено особенностям самой системы уравнений и реакции алгоритма расчета на варьирование термодинамических параметров. В про-

цессе расчета ставилось условие постоянства температуры, и неизменности рассматриваемого объема молекулярно-кластерной смеси (МКС) паров воды и азота. В качестве начального состояния все молекулы воды считались свободными, не связанными друг с другом. Расчеты проводились для разного содержания воды относительно кривой насыщения.

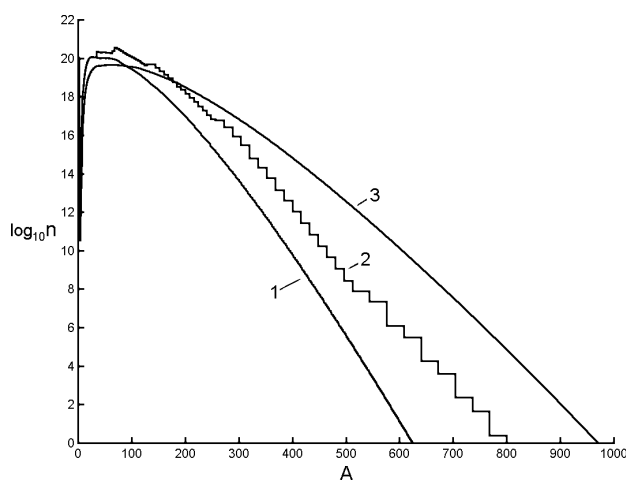


Рис. 1. Функция распределения частиц по размерам. Сравнение результатов расчета по упрощенной и полной системе уравнений. 1 — расчет по полной системе уравнений; 2 — расчет по упрощенной схеме; 3 — расчет полной системы при увеличенном вдвое сечении столкновения крупных частиц.

С ростом содержания паров воды, даже при параметрах, далеких от кривой насыщения, становится существенным межкластерное взаимодействие. Это проявляется в образовании дополнительного максимума на кривой распределения кластеров по размерам, рис.2.

При дальнейшем росте содержания пара и переходе параметров через кривую насыщения максимум концентраций кластеров сдвигается в область больших размеров. Увеличивается и максимальный размер частиц, наблюдаемых в смеси, рис.3.

На рис.4 представлена функция распределения количества вещества в частицах данного размера в зависимости от их размера, при тех же условиях что и на рис.3.

Величина второго максимума на кривой 3, рис.4 свидетельствует о режиме развитой конденсации, при которой наибольшая часть массы паров воды находится не в мономерах, а в крупных кластерах.

На рис.5 показан пример распределений по размерам образующихся кластеров воды при двух различных температурах. Поведение графиков пока-

зывает динамику итогового распределения при изменении внешних параметров. При уменьшении температуры максимум в распределении сдвигается в сторону больших размеров частиц и увеличивается по абсолютной величине. В процессе установления наблюдается немонотонность изменения концентраций частиц разного размера, в том числе — мономеров. Исследуемая система оказалась чувствительной по отношению к малым изменениям внешних параметров.

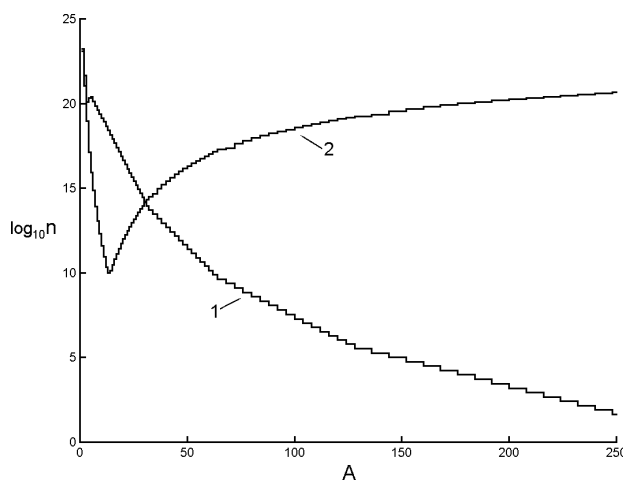


Рис. 2. Функция распределения частиц по размерам. Температура $T=20^{\circ}\text{C}$. 1 — 10% от удельного объема насыщенного пара (УОНП); 2 — 50% от УОНП.

С ростом степени насыщения и появлением в смеси большого количества крупных конденсированных частиц скорости установления равновесия в системе уменьшаются. В таком состоянии пар может существовать достаточно долгое время без дальнейшего заметного укрупнения частиц, т.е. — без протекания конденсации. Это свидетельствует о возможности явления, подобного туману, на субмикронном размере конденсированных капель, то есть вне видимого диапазона. Именно в таком состоянии, вероятнее всего, находится пересыщенный пар в камере Вильсона. При дальнейшем укрупнении частиц и заданных тепловых скоростях их относительного движения, времена релаксации системы становятся чрезвычайно большими. Моделирование в этой области, с началом реального роста жидкокапельной фазы, требует введения аэродинамических факторов, учета сил тяжести, микротурбулентности и т.п. характеристик среды, что выходит за рамки данной задачи.

Следует подчеркнуть, что обнаруженный максимум появляется в довольно широком диапазоне условий, как при пересыщении смеси, так и при ма-

лом содержании влаги, при параметрах, далеких от кривой насыщения. Существование значительных концентраций объектов промежуточного размера между малыми кластерами, имеющими считанное число атомов, и классическими каплями, которые поддаются наблюдению, например, в виде тумана, позволяет говорить о стабильности подобных образований и о применении для них специального термина, например — кластерная капля. Этот термин может обозначать класс промежуточных, динамически стабильных частиц, описываемых полученным статистическим распределением, вплоть до видимых капель с размерами около 1 мкм. Применение на практике полученного распределения представляется более плодотворным по сравнению с реально не подтвержденным понятием “критического зародыша новой фазы” из классической теории нуклеации.

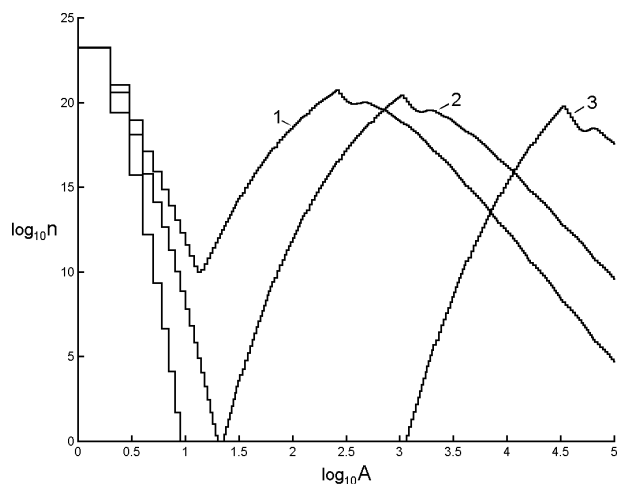


Рис. 3. Функция распределения частиц по размерам. $T=20^{\circ}\text{C}$. 1 — 50% от УОНП; 2 — 100% от УОНП; 3 — 500% от УОНП.

В целом, настоящее рассмотрение показывает, что помимо области сильно неравновесных, высокоскоростных процессов, кинетическая природа фазовых переходов должна быть учтена при исследовании обычных и метастабильных состояний вещества при умеренных, и весьма малых скоростях изменения внешних параметров среды. Задание начальных параметров газодинамического или быстрого термодинамического процесса по равновесным соотношениям не всегда правильно, поскольку кинетическая природа фазовых переходов допускает весьма длительное установление равновесия, развитие колебаний и существование метастабильных неравновесных состояний, особенно — в области концентраций сравнительно больших частиц.

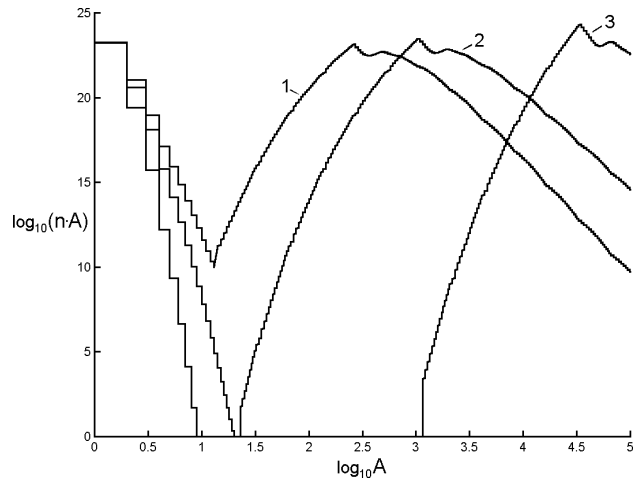


Рис. 4. Функция распределения количества вещества в частицах данного размера в зависимости от их размера. $T=20^{\circ}\text{C}$. 1 — 50% от УОНП; 2 — 100% от УОНП; 3 — 500% от УОНП.

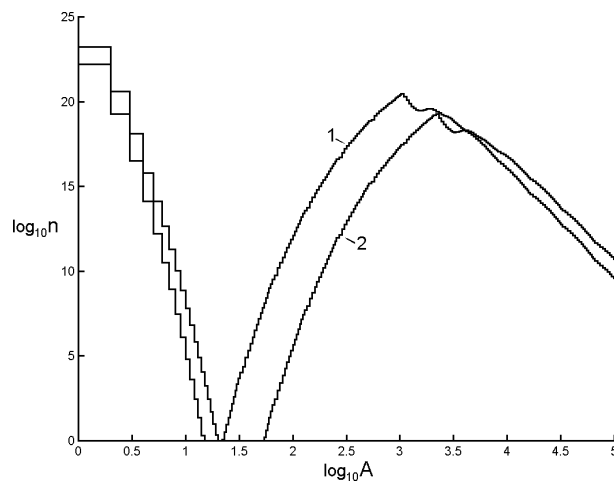


Рис. 5. Функция распределения частиц по размерам, при давлении паров, равном давлению насыщения. 1 — $T=20^{\circ}\text{C}$; 2 — $T=60^{\circ}\text{C}$.

Выводы

1. Смесь водяного пара с воздухом или азотом имеет сложный молекулярно-кластерный состав. В зависимости от температуры и исходного перенасыщения меняется максимально достижимый размер капель, кластеров и суммарная доля вещества, находящегося конденсированном состоянии.

2. При сравнительно небольших концентрациях ненасыщенного пара в функции распределения кластеров по размерам появляется дополнительный максимум. Он обусловлен столкновениями конденсированных частиц между собой. С увеличением насыщения максимум увеличивается по абсолютному размеру и смещается в область больших размеров частиц.

3. С ростом степени насыщения и появлением в смеси большого количества крупных конденсированных частиц скорости установления равновесия в системе уменьшаются. В таком состоянии, пар может существовать достаточно долгое время без дальнейшего заметного укрупнения частиц, т.е. — без протекания конденсации. При этом возможны явления, подобные туману, на субмикронном размере конденсированных капель, то есть вне видимого диапазона.

4. Существование кластеров так называемого “критического размера” по теории нуклеации никак не проявляется. Критическим реально является момент наступления перенасыщения, при котором функция распределения кластеров по размерам меняется так, что избыток паров переходит в избыточную концентрацию кластерных капель, они интенсивно растут в столкновениях между собой, и это не компенсируется испарением мономеров с их поверхности.

Литература

1. Иголкин С.И. Модель конденсации по механизму «пар-кристалл» — ЖТФ, 1996, т.66, в.9, с.1-11.
2. Горбунов В.Н., Пирумов У.Г., Рыжов Ю.А. Неравновесная конденсация в высокоскоростных потоках газа. — М.: Машиностроение, 1984, 200с.
3. Чирихин А.В. Численное исследование неравновесной гетерогенно-гомогенной конденсации в сверхзвуковых соплах. — Изв.АН СССР, МЖГ, 1977, № 12.
4. Сенковенко С.А., Стасенко А.Л. Релаксационные процессы в сверхзвуковых струях газа. — М.: Энергоатомиздат, 1985. 120 с.
5. Gorbunov A.A., Igolkin S.I. Mathematical Simulation of Volumetric Growth of Clusters in Overcooled Vapor — Proceedings of the Fourth International Conference «Single Crystal Growth and Heat & Mass Transfer» (ISCG-01), 2001, Obninsk, Russia, vol.4, pp. 931-939.
6. Bauer S.H., Frurip D.J. Homogenous Nucleation in Metal Vapors. 5. A Self-Consistent Kinetic Model — J. Chem. Phys., V.81, No.10, 1977. P. 1015-1024.

А. А. Горбунов, С. І. Іголкин

Розподіл кластерів за розмірами в суміші азоту та парів води

АНОТАЦІЯ

Проведено розрахунки функцій розподілу за розмірами кластерів та крапель води в термінах дискретної моделі конденсації. Враховано особливості окремих кінетичних реакцій та ефекти зіткнень між зв'язаними частинками. Виявлене існування максимуму є наслідком росту кластерів при їх взаємних зіткненнях. Величина, положення максимуму, а також найбільше число молекул у зв'язаних частинках визначається ступінню насичення пари.

Gorbunov A. A., Igolkin S. I.

Size Distribution of the Clusters in the Water Steam and Nitrogen Mixture

SUMMARY

The computations of distribution functions on the water clusters and drops sizes in the terms of discrete model of condensation are carried out. The features of separate kinetic reactions and effects of collisions between the particles are taken into account. The existence of a maximum of particles concentration of rather large size is revealed. The occurrence of this maximum is a consequence of drops growth at their mutual collisions. The size, location of a maximum, and also limiting number of molecules in the connected particles is defined by a degree of vapor saturation.

В. В. Дубровский*, **А. М. Подвысоцкий***, **А. И. Баштовой***,
С. Е. Кидалюк**, **М. В. Довгопол****

**Институт общей энергетики НАН Украины, г. Киев*

***ООО "Реал", Киев,*

Устройство для анализа дисперсного состава распыленной жидкости

Для определения размеров капель было разработано и изготовлено устройство для экспресс-анализа дисперсного состава ансамбля капель. Принцип работы этого устройства основан на счетно-импульсном методе Вика — Даклера. Суть этого метода состоит в измерении скорости счета замыканий распыленными каплями торцов иглоок-электродов при известном расстоянии между ними. Управление устройством происходит с помощью персонального компьютера. Во время измерений определяется зависимость частоты замыканий от расстояния между электродами, которое меняется. Эта информация является исходной для дальнейшего поиска функции распределения капель по размерам.

Многие технологические процессы в промышленности и энергетике сопровождаются распыливанием жидкости. В частности, в градирнях для получения развитой поверхности теплообмена используются новые принципы диспергирования циркуляционной жидкости, основанные на высокоэффективных устройствах распыливания [1, 2]. Анализ дисперсного состава образующихся капель, определение их размеров позволяет не только понять закономерности процесса диспергирования и влияния различных факторов на этот процесс, но и произвести различные тепловые расчеты. В настоящее время отсутствуют надежные математические модели, которые позволяют определять спектр размеров капель при распыливании. В связи с этим возникла необходимость в разработке и изготовлении компьютеризированного измерительно-диагностического комплекса, предназначенного для анализа дисперсного состава распыленной жидкости.

Для разработки анализатора дисперсного состава, который позволяет находить функции распределения капель по размерам непосредственно в диспергированной среде, был выбран счетно-импульсный метод, предложенный Виксом и Даклером [3]. Метод заключается в определении частоты замыканий каплями диаметром δ двух соосных игл-электродов при известном расстоянии s между ними (рис. 1). Метод может быть применен только для электропроводящих жидкостей. Движущиеся распыленные капли замыкают электрическую цепь и таким образом определяется количе-

ство замыканий (количество капель разного размера, замкнувших иглы на зазоре s) в единицу времени, начиная с первого шага, когда расстояние s между иглами минимально. Такая процедура измерений частоты замыканий повторяется на каждом последующем шаге. В процессе измерений расстояние между электродами все время увеличивается на установленный определенный шаг перемещений, начиная от практически нулевого зазора до определенного максимального зазора, когда расстояние s между иглами становится больше, чем максимальный размер распыленных капель, и замыканий не происходит. В результате экспериментально находится зависимость частоты замыканий $F(s)$ каплями игл-электродов от расстояния s между ними.

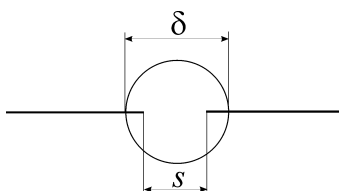


Рис. 1. Схема замыкания каплями игл-электродов.

Вначале был тщательно изучен предложенный авторами [3] счетно-импульсный метод измерения, проверены теоретические основы этого метода и математические зависимости, которые его описывают. Проанализирован также опыт использования этого метода разными исследователями, а также способы аналитического решения задачи при нахождении функции распределения капель по размерам [4 — 6].

Следует отметить, что в свое время этот метод не нашел широкого распространения по ряду причин. Во-первых, это трудоемкость проведения измерений, а во-вторых, — необходимость выполнения вычислений с помощью ЭВМ. На момент разработки счетно-импульсного метода персональные компьютеры еще не были широко распространены, что, вероятно, и ограничило его применение. В настоящее время на основе персональных компьютеров могут быть разработаны мобильные средства измерения дисперсного состава, и компьютеры способны выполнить весь комплекс первичных измерений и обработку данных непосредственно на объекте исследований.

Полученные функциональные зависимости частоты замыканий игл являются исходными для дальнейшего вычисления функций распределения капель по размерам путем решения интегрального уравнения [3]

$$F(s) = C \int_s^{\infty} \left[\delta^2 \arccos(s/\delta) - s (\delta^2 - s^2)^{0,5} \right] f_o(\delta) d\delta, \quad (1)$$

где C — некоторый множитель для согласования размерностей левой и правой частей уравнения, $f_0(\delta)$ — ненормированная функция распределения капель по размерам.

В работе [3] указано, что уравнение (1) не имеет аналитического решения, и поэтому функция $f_0(\delta)$ определялась численно. Однако решение обратных задач численным методом может приводить к большим ошибкам, если интегрировать функцию не до бесконечности, а до конечных значений. Для предотвращения ошибок надо было найти аналитическое решение уравнения (1) относительно функции $f_0(\delta)$. Для этого за основу был взят метод, предложенный в работе [5].

Предложенное аналитическое решение справедливо, если зависимость $F(s)$ подчиняется экспоненциальному закону. Из литературы [4, 6] известно, что для целого ряда случаев — диспергирование жидкости центробежными, струйно-центробежными, пневматическими форсунками, дисковыми распылителями и т.п., при дроблении пленки конденсата за решеткой направляющих лопаток паровой турбины, — экспериментальная зависимость $F(s)$ хорошо описывается экспонентой

$$F(s) = B \exp(-\beta s). \quad (2)$$

Аналитическое решение для подобного рода распыливания имеет вид

$$f_0(\delta) = (B/\pi) \beta^3 K_1(\beta\delta), \quad (3)$$

где K_1 — модифицированная функция Бесселя.

С целью проверки решений, приведенных в [5], численным и аналитическим методами была решена тестовая задача нахождения функции распределения капель по размерам и проведено сопоставление этих методов. Моделировался процесс распыливания жидкости центробежной форсункой, в котором измерения размеров капель проводились с шагом перемещения игл-электродов 0,5 мм. Расстояние между иглами анализатора дисперсного состава изменялось от нулевого зазора до момента, когда замыканий игл каплями уже не было. Максимальное расстояние между иглами при численной реализации метода брали с определенным запасом, когда несколько последовательных шагов приводили к нулевому количеству замыканий. Изменение частоты замыканий $F(s)$ в зависимости от расстояния s между электродами аппроксимировали экспонентой (2). Сопоставление полученных численным и аналитическим методами объемных функций распределения капель по размерам после нормирования дало практически одинаковый результат (расхождение не превышало 6 %). Таким образом, было получено подтверждение того, что аналитический метод, который более прост в реализации, чем численный, может быть использован при обработке экспериментальных данных.

На рис. 2 приведены зависимости объемных ненормированных функций $f_0(\delta)$ распределения капель по размерам, полученные для тестовой задачи. Функции отличаются между собой постоянным множителем.

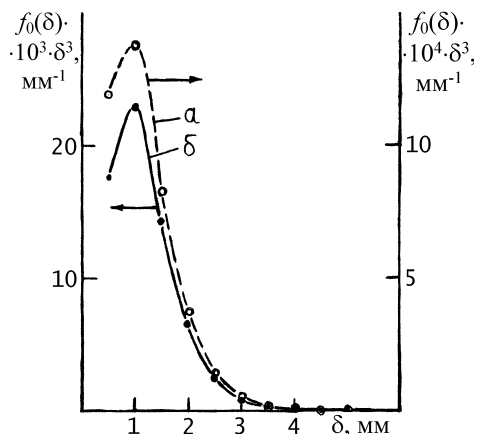


Рис. 2. Зависимость ненормированных функций распределения капель по размерам: а) при аналитическом решении; б) при численном решении.

Упрощенная схема датчика частоты замыканий анализатора дисперсного состава представлена на рис. 3. Конструктивно устройство выполнено в виде дугообразного кронштейна, на концах которого расположены две иглы-электрода, расстояние между которыми может меняться. Датчик состоит из шагового электродвигателя 1, соединительной муфты 2, ходового винта 3, гайки 4, устройства безлюфтового соединения 5, направляющих поступательного перемещения 6, подвижного штока 7 с иглой-электродом, кронштейна 8, неподвижной иглы 9, защитного водонепроницаемого кожуха 10 и электрического разъема 11.

В конструкции устройства использован шаговый электродвигатель ПБМГ-200-265-2 с большим числом шагов (200 / оборот). Вращательное движение вала двигателя 1 передается через муфту 2 ходовому винту 3 с шагом резьбы 0,5 мм. При помощи винтовой пары и двух направляющих 6 вращательное движение электродвигателя преобразуется в поступательное перемещение штока 7 с иглой-электродом. Использование шагового двигателя с большим числом шагов и ходового винта с малым шагом резьбы обеспечивает прецизионное регулирование расстояния между торцами двух рабочих игл-электродов: неподвижной 9 и подвижной на штоке 7. Винтовое соединение снабжено устройством 5, которое обеспечивает безлюфтовое перемещение пары ходовой винт — гайка. Датчик оборудован водонепроницаемым кожухом 10, специальными сальниками на подвижном штоке и герметич-

ным разъемом 11. Предусмотрен также специальный регулируемый электродоттакт, обеспечивающий нулевой (стартовый) зазор, который устанавливается между иглами в начале измерений. После проведения измерений осуществляется “парковка” устройства — подвижная игла-электрод возвращается в исходное состояние.

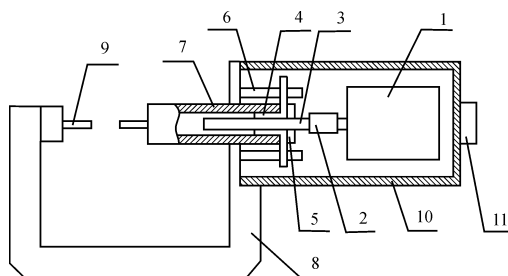


Рис. 3. Схема датчика частоты замыканий.

На рис. 4 приведена блок-схема анализатора дисперсного состава. Измерительно-диагностическое устройство состоит из датчика 1 частоты замыканий, усилителя 2, блока 3 управления шаговым двигателем, блока 4 питания устройства, соединительного кабеля 5, разъема 6 и персонального компьютера 7. Электрический сигнал, который возникает при замыкании каплей торцов игл датчика 1, через усилитель 2 поступает на разъем 6, который соединен с LPT-портом компьютера 7. Блок 3 обеспечивает электронную коммутацию обмоток двигателя по заданным командам от компьютера. Разработанный и изготовленный отдельно блок питания 4 представляет собой источник стабилизированного напряжения и обеспечивает два исходных напряжения: 5 В для питания усилителя датчика и 12 В для питания шагового двигателя. Соединительный кабель 5 позволяет размещать датчик частоты замыканий на достаточно большом расстоянии от компьютера непосредственно в факеле распыла жидкости.

Управление работой анализатора дисперсного состава осуществлялось при помощи разработанного программного обеспечения на алгоритмическом языке C++, которое работает в диалоговом режиме. Программа позволяет вводить исходную информацию для измерений (шаг перемещения иглы-электрода, время измерения на каждом шаге, максимальное расстояние между иглами), изменять расстояние между концами электродов по заданной программе, проводить измерение количества замыканий каплями на каждом шаге, обрабатывать результаты измерений и выводить полученные данные в файл. В дальнейшем файлы, которые отвечают каждому из измерений, могут быть непосредственно использованы для специализированных программ математической обработки и аппроксимации исходных данных, например, с помощью программы Curve Expert 1.3.

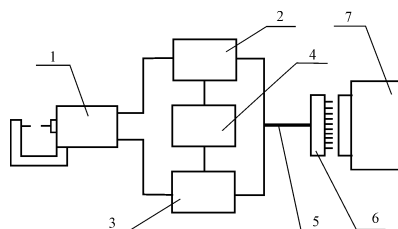


Рис. 4. Блок-схема анализатора дисперсного состава.

Методика измерений состоит в следующем. Сначала при помощи компьютера в диалоговом режиме задается максимальное расстояние между концами игл, шаг перемещения подвижной иглы и время измерений на каждом шаге. Потом по команде экспериментатора выполняются все необходимые измерения, и на экран монитора выводится полученная информация о количестве замыканий на каждом шаге. Эта информация служит основой для дальнейших вычислений функции распределения капель по размерам в данном эксперименте.

Работоспособность разработанного устройства для анализа дисперсного состава распыленной жидкости проверялась в процессе тестовых испытаний с центробежными форсунками, предназначенными для градирен. Работы велись с форсункой с диаметром камеры закручивания $D_k = 50$ мм, диаметром выходного отверстия $d_c = 20$ мм, давлением воды непосредственно перед форсункой $P = 0,8$ атм и расходом $Q = 0,89$ л/с. При проведении опытов датчик частоты замыканий устройства располагался в той части факела распыла жидкости из центробежной форсунки, где гарантированно завершалось разрушение конусообразной пленки на капли.

Опыты позволили установить, что зависимость частоты $F(s)$ замыканий каплями игл-электродов от расстояния s между ними хорошо описывается экспоненциальной зависимостью (2), рис. 5. Были найдены коэффициенты ($B = 28,75$ и $\beta = 1,437$). Дальнейшая обработка данных аналитическим методом позволила получить ненормированную функцию объемного распределения капель по размерам

$$f_v(\delta) = C^{-1} B (\beta\delta)^3 K_1(\beta\delta) / 6 \quad (4)$$

На рис. 6 показана нормированная функция объемного распределения капель по размерам для тестовой задачи. Она позволяет не только определить максимальный размер распыленных капель, но и долю капель различных фракций. Из рисунка видно, что максимум функции распределения для данных условий распыла соответствует каплям с диаметром 1,6 мм.

При отработке методики измерений была проведена оценка влияния времени измерения количества замыканий (при заданном расстоянии между

иглами) на полученные результаты. Было определено, что для всех проведенных опытов средняя частота замыканий на каждом шаге оставалась практически неизменной при 5 и более секундах. В экспериментах время измерений устанавливалось не менее 10 секунд. Рис. 7 иллюстрирует нормированные функции распределения капель по объему для различных значений времени измерения количества замыканий на каждом шаге ($D_k = 50$ мм, $d_c = 15$ мм, $P = 1$ атм, $Q = 0,52$ л/с).

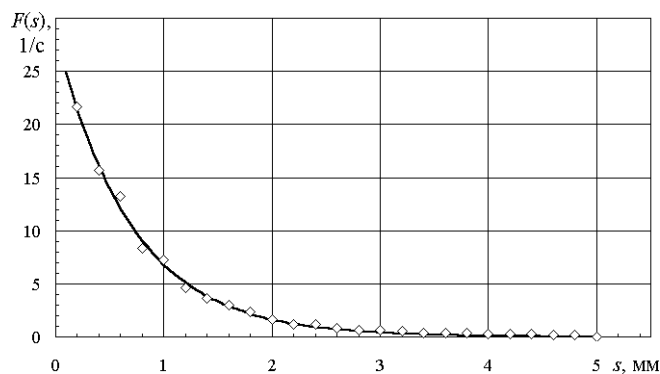


Рис. 5. Зависимость частоты замыканий игл-электродов от расстояния между ними.

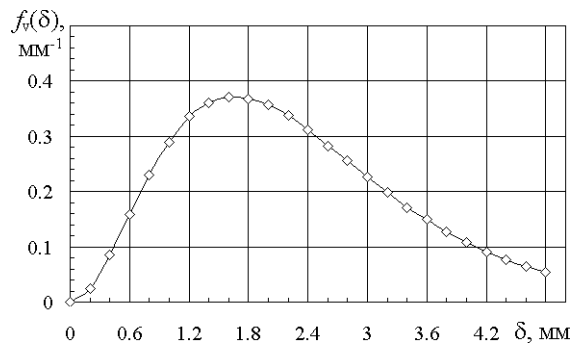


Рис. 6. Нормированная функция объемного распределения капель по размерам.

Разработанное устройство для анализа дисперсного состава распыленной жидкости может работать автономно и мобильно в комплексе с персональным компьютером, что позволяет проводить экспресс-анализ непосредственно в реальных технологических процессах, и может найти применение при диагностике и анализе работы многих процессов, в которых требуется определение размеров капель диспергированной жидкости.

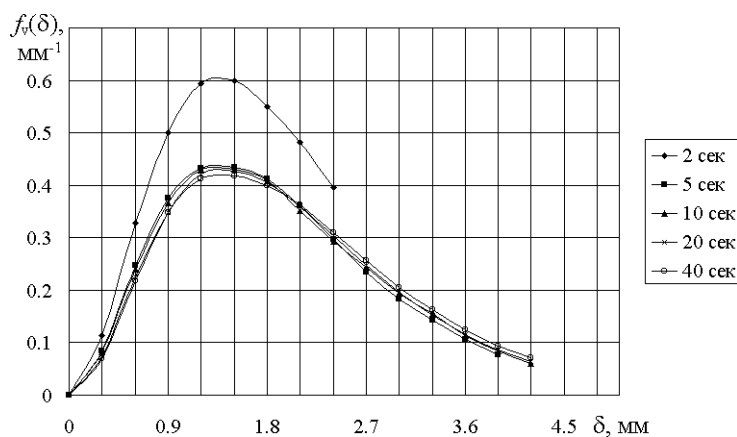


Рис. 7. Влияние времени измерения на функцию распределения.

Литература

1. Патент України UA № 27667. Пристрій для розподілу води у градирні / С. Є. Кидалюк, В. І. Довгопол. — 1996.
2. Подвысоцкий А. М., Дубровский В. В., Кидалюк С. Е., Довгопол М. В. Энергоэффективное устройство для распыливания воды центробежными форсунками низкого давления // Проблемы загальної енергетики. — 2001. — № 4. — С. 54 — 57.
3. Wicks M., Dukler A. In situ measurements of drop size distribution in two-phase flow — A new method for electrically conducting liquids / Proceedings of the Third International Heat Transfer Conference. — Vol. V. — New York, 1966. — P. 39 — 49.
4. Братута Э. Г., Переселков А. Р. Счетно-импульсный метод исследования распределения капель по размерам в дисперсных потоках. — Сб. “Энергет. машиностроение”, Вып. 16. Харьков, 1973, с. 72 — 78.
5. Братута Э. Г., Переселков А. Р. К вопросу о новом методе измерения размеров капель. — Сб. “Энергет. машиностроение.” Вып. 18. Харьков, 1974, с. 130 — 136.
6. Палатник И. Б. Пылеуловители с трубами-коагуляторами Вентури. “Наука”, Алма-Ата. — 1981. — 208 с.

*В. В. Дубровський, О. М. Підвисоцький, А. І. Баштовий,
С. Є. Кидальок, М. В. Довгопол*

Пристрій для аналізу дисперсного складу розпиленої рідини

АНОТАЦІЯ

Для визначення розмірів крапель був розроблений та виготовлений пристрій для експрес-аналізу дисперсного складу ансамбля крапель. Принцип роботи цього пристрою оснований на лічильно-імпульсному методі Вікса — Даклера. Цей метод полягає у вимірюванні швидкості лічби замикань розпиленими краплями торців голок-електродів при відомій відстані між ними. Керування пристроєм відбувається за допомогою персонального комп'ютера. Під час вимірювань визначається залежність частоти замикань від відстані між електродами, яка змінюється. Ця інформація є вихідною для подальшого знаходження функції розподілу крапель за розмірами.

*Dubrovskyy V. V., Podvysotsky A. M., Bashtovyy A. I.,
Kyalyuk S. E., Dvopol M. V.*

Instrument for the analysis of disperse composition of a sprayed liquid

SUMMARY

To determine the drops' sizes of sprayed liquid, we have developed and manufactured an instrument for the express-analysis of disperse composition of a drop ensemble. The principle of operation of this instrument is based on the well-known Wicks — Dukler counting-pulse method. This method consists of measuring the rate of counting of electric current pulses at the moments of shorting of the pointed ends of needles-electrodes by drops for different known distances between the needles. The instrument is controlled with the help of a personal computer. In the course of measurements, the distance between the electrodes changes, and the dependence of frequency of shortings on this distance is determined. This information is initial for the subsequent calculation of distribution functions of drops by sizes.

A. V. Glushkov, G. P. Prepelitsa, Yu. Ya. Bunyakova and T. V. Solonko
Odessa National Polytechnical University

Air pollution field structure in the atmosphere: Stochasticity and effects of chaos in distribution of the CO component

A new scheme for sensing temporal and spatial structure of the air pollution fields in the aerosol atmosphere is considered and applied to an analysis of the aerosol component data on example of the CO distribution. Effects of stochasticity and chaotic features in the CO distribution are discovered on the basis of the correlation dimension approach to empirical data.

One of the actual problems of modern aerosol atmosphere physics is carrying out new, effective schemes for sensing air pollution field structure in aerosol atmosphere (c.f.[1-15]). A great number of different experimental methods are used in studying the atmosphere pollution. Besides standard physical-chemical analysis, in last years a great interest attracts using laser emission analysis schemes. They are based on using different linear and non-linear optical phenomena. In particular, an effect of the low threshold laser clamp on the solid ingredients of the disperse medium [1,2]. This effect is technically realized in real atmosphere on the distances of hundred meters from emitter. As emitters the pulsed laser (CO₂, HF, DF etc.) are used. Generating the optical emission spectra, electric and magnetic pulses and also acoustical emission follows the distant laser clamp. Within scheme of the distant spectral chemical analysis laser source must provide evaporation of the aerosol component (soil particles, products of the metallurgical and other productions, organic substances etc.) and exciting intensive emission spectra in the corresponding vapours simultaneously. Here it is arisen a class of tasks, connected with studying the key features of the corresponding aerosol components. In last years it has been shown that the aerosol particles are created in many natural processes (coagulation of the smoke particles, clusters in the clouds, ceramic materials etc.) and possessed by the fractal structure (c.f.[2]).

This paper goes on our work on development of the new, effective theoretically optimal technological schemes for sensing temporal and spatial structure of the air pollution fields in the industrial city's atmosphere and creation of the corresponding laser emission analysis methodises. The first task is to carry out studying the key features of the air pollution fields in the aerosol atmosphere. The next problem is connected with searching optimal laser emission spectrum analysis methodises. Here we present new theoretical approach to sensing temporal and spatial structure of the air pollution fields in the aerosol atmosphere and applied to an analysis of the Odessa atmosphere aerosol component data. On the basis of the correlation dimension ap-

proach to empirical data we have discovered the effects of stochasticity and fractal features in the CO distribution field structure.

Further let us note that the atmosphere as many other physical, geophysical, biological systems (and the dynamics of their key characteristics fluctuations) can be described as a mechanical dissipative multi-level system, which are fundamentally non-linear (c.f.[2-12]). It is well known that the similar dynamical dissipative systems very often have parameter ranges, in which the dynamics is chaotic. Non-linear systems typically have a long-term behaviour, which is described by an attractor in phase space. At the same the chaotic dynamics in details is often unknown. It is well known that an attractor is called strange attractor if its dimension is non-integer, i.e. fractal [12]. Non-linear systems of fractal objects like interfaces or time-series is their scaling property related to invariance under magnification. For uniform fractals one-fractal exponents, the so-called fractal dimension, uniquely describe the scaling. For non-uniform fractals one must say about multi fractal dimension spectrum. This phenomenon was discovered in many systems (c.f.[12]). Here we will find it in the temporal and spatial structure of the dusty air pollution fields in the industrial city atmosphere. The presence of chaos in the CO concentration field is investigated by employing the correlation dimension method (c.f.[3]). Earlier it was carried out the successful studying the stochastic effects in the atmosphere dusty distribution and other aerosol components (c.f.[13-17]). The correlation dimension is a representation of the variability or irregularity of a process and furnishes information on the number of dominant variables present in the evolution of the corresponding dynamical system. It can indicate not only the existence of chaos in the air pollution variability process, if any, but also reveal whether the process is deterministic or stochastic, if not chaotic.

The correlation dimension method uses the correlation integral (or function) to distinguish chaotic and stochastic systems. The Grassberger-Procaccia algorithm [3] employed in the present study for estimating the correlation dimension of the dusty air pollution series, uses the concept of phase-space reconstruction. For a scalar time series X_i , where $i = 1, 2, \dots, N$, the phase-space can be reconstructed using the method of delays, according to (e.g. Takens, 1981):

$$Y_j = (X_j, X_{j+t}, X_{j+2t}, \dots, X_{j+(m-1)t}) \quad (1)$$

where $j = 1, 2, \dots, N-(m-1)t/Dt$; m is the dimension of the vector Y_j , also called the embedding dimension; and t is a delay time. For an m -dimensional phase-space, the correlation function $C(r)$ is given by

$$C(r) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{2}{N(N-1)} \sum_{i,j} H(r - |Y_i - Y_j|) \quad (2)$$

Here H is the Heaviside step function, with $H(u) = 1$ for $u > 0$, and $H(u) = 0$ for $u \leq 0$, where $u = r - |Y_i - Y_j|$; r is the radius of sphere centred on Y_i or Y_j and $1 < i < j < N$. If the time series is characterised by an attractor (a geometric object which characterises the long-term behaviour of a system in the phase-space) then, for positive values of r ,

the correlation function $C(r)$ is related to the radius r by: $C(r) \sim ar^n$, where a is constant and n is the correlation exponent or the slope of the $\log C(r)$ versus $\log r$ plot given by

$$v = \lim_{r \rightarrow 0, N \rightarrow A} \frac{\log C(r)}{\log r} \quad (3)$$

The slope is generally estimated by a least-squares fit of a straight line over a certain range of r , called the scaling region. The presence/absence of chaos can be identified using the correlation exponent versus embedding dimension plot. If the correlation exponent saturates and the saturation value is low, then the system is generally considered to exhibit low-dimensional chaos. The saturation value of the correlation exponent is defined as the correlation dimension of the attractor. The nearest integer above the saturation value provides the minimum number of variables necessary to model the dynamics of the attractor. On the other hand, if the correlation exponent increases without bound with increase in the embedding dimension, the system under investigation is generally considered as stochastic.

Further we present the results of the applying correlation dimension method to an analysis of the Odessa atmosphere aerosol (the CO component) pollution data and sensing the effects of stochasticity and fractal features in the air pollution field structure. As a first step, the present study investigates the dusty air pollution variability series of different (temporal) scales. Data of four different temporal scales, i.e. daily, 1-week, 0,5-month, and 1-month, over a period of about 20 years observed at the Odessa city are analysed (independently) to investigate the existence of stochasticity (chaos). The underlying assumption is that the individual behaviour of the dynamics of the processes at these scales provides important information about the dynamics of the CO distribution transformation between these scales. More specifically, if the CO distribution variability processes at different scales exhibit chaotic behaviour, then the dynamics of the transformation between them may also be chaotic.

Figure 1 shows the variation of the CO component concentration series at the Odessa city from 1982 till 2003 years. Statistics of the Odessa dusty air pollution data is as follows: Statistics of signal $\langle CO \rangle$: number of data points: 252; sample distance: 1CO; min.value 1 at 26CO, and max.value 9 at 217CO; mean: 2.94722; median: 3; standard dev.: 1.13945; mean abs. dev.: 0.817262; variance: 1.29835²; skewness: 1.74518; Kurtosis: 5.43925; center of mass: 134.168CO; integral: 742.7CO; absolute integral: 742.7CO; linear regression: y-offset: 2.34139 slope: 0.00482737CO.

The correlation functions and the exponents are computed for the four series. The delay time, t , for the phase-space reconstruction is computed using the auto correlation function method and is taken as the lag time at which the auto correlation function first crosses the zero line.

For the daily CO distribution concentration series, figure 2 shows the relationship between the correlation integral, $C(r)$, and the radius, r , for embedding dimensions, m , from 1 to 10. For all the series, the correlation exponent value increases with the embedding dimension up to a certain dimension, beyond which it is saturated; this is

an indication of the existence of deterministic dynamics. The saturation values of the correlation exponent (or correlation dimension) for the four daily CO concentration series are respectively, 2.78, 3.54, 4.27, and 6.03. The finite correlation dimensions obtained for the four series indicate that they all exhibit chaotic behaviour. The presence of chaos at each of these four scales suggests that the dynamics of transformation of the CO component between these scales may also exhibit chaotic behaviour. This, in turn, may imply the applicability (or suitability) of a chaotic approach for transformation of the CO distribution data from one scale to another (see [13-17]).

Discovered features allow making conclusion about fractal properties of the CO concentration distribution series, as it was indicated in ref.[16]. How to use this effect in the modern laser emission sensor technologies, we consider in the next paper. Here we only note that obtained information about dynamics and structure of the CO concentration field may be very useful and important under searching optimal laser emission spectrum analysis methodises. Naturally this is regarding further technological realizations for laser emission technologies of the aerosol field structure in an atmosphere.

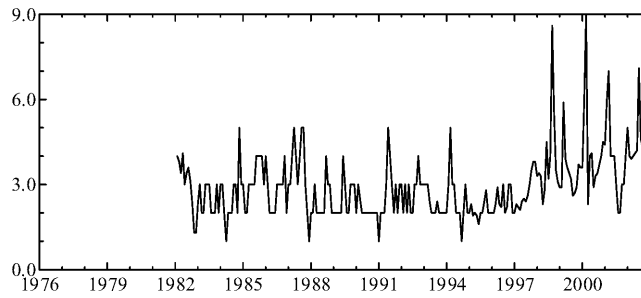


Figure 1. The variation of the CO component series at the Odessa city

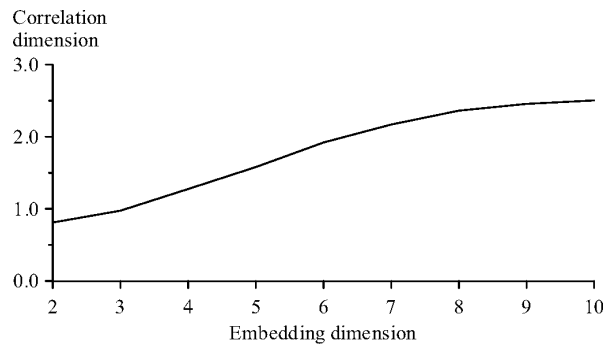


Figure 2. Relationship between correlation dimension and embedding dimension for daily series (CO component)

References

1. Zuev V.E., Zemlyanov A.A., Kopytin Yu.D., Nonlinear Optics of Atmosphere. — L., 1989.
2. Emets E.P., Novoselova A.E., Poluektov P.P., In situ determination of fractal dimension of the aerosol particles// *Usp.Phys.Nauk.* — 1994. — Vol.164,N9. — P.959-967.
3. Grassberger, P. and Procaccia, I., 1983. Measuring the strangeness of strange attractors// *Physica D.* — 1983. — Vol.9. — P.189–208.
4. Havstad, J.W. and Ehlers, C.L., 1989. Attractor dimension of nonstationary dynamical systems from small data sets//*Phys. Rev. A.* — 1989. — Vol.39. — P.845–853.
5. Berndtsson, R., Jinno, K., Kawamura, A., Olsson, J. and Xu, S., Dynamical systems theory applied to long-term temperature and precipitation time series// *Trends in Hydrol.* — 1994. — Vol.1. — P.291–297.
6. Barnston A.G., Livezey R.E. Classification, seasonality and persistence of low-frequency atmospheric circulation patterns // *Mon. Wea. Rev.* — 1987. — Vol. 115. — P. 1083-1126.
7. Morlet J., Arens G., etal, Wave propagation and sampling theory // *Geophysics.* — 1982. — Vol. 47. — P. 203-236.
8. Nason G., von Sachs R., Kroisand G. Wavelet processes and adaptive estimation of the evolutionary wavelet spectrum // *J. Royal Stat. Soc.* — 2000. — Vol. B-62. — P. 271-292.
9. Loboda N.S. , Stochastic statistical modelling of the irrigation and man-made effects on hydrological systems. Environmental and ecological consequences // *Environmental Informatics Arch.* — 2003. — Vol.1. — P.267-273.
10. Glushkov A.V., Khokhlov V.N., Tsenenko I.A. Atmospheric teleconnection patterns and eddy kinetic energy content: wavelet analysis// *Nonlinear Processes in Geophysics.* — 2004. — V.11,N3. — P.285-293
11. Glushkov A.V., Khokhlov V.N., Loboda N.S., Ponomarenko E.L., Computer Modelling the Global Cycle of Carbon Dioxide in System of Atmosphere-Ocean and Environmental Consequences of Climate Change// *Environmental Informatics Arch.* — 2003. — Vol.1. — P.125-130
12. Mandelbrot B.B., *Fractal Geometry of Nature.* — N. — Y., W.H. Freeman, 1982.
13. Glushkov A.V., Khokhlov V.N., Prepelitsa G.P., Tsenenko I.A. Temporal changing of the atmosphere methane content: an influence of the NAO// *Optics of atmosphere and ocean.* — 2004. — Vol.4,N7. — C.593-598.
14. Glushkov A.V., Khokhlov V.N., Bunyakova Yu.Ya., Renorm-group approach to studying spectrum of the turbulence in atmosphere// *Meteor.Climat.Hydrol.* — 2004. — №48. — C.286-292.
15. Bunyakova Yu.Ya., Glushkov A.V. Laser emission analysis of the fractal dusty atmosphere parameters// *Preprint of the I.I.Mechnikov Odessa Nat.Univ., NIIF., N4.* — Odessa, 2004.

16. Bunyakova Y.Y., Khokhlov V.N., Prepelitsa G.P., Tsenenko I.A., Sensing air pollution field structure in the city's atmosphere: stochasticity&effects of chaos//Sensor Electr. and Microsyst. Technol. — 2004. — N3. — P.81-88.
17. Loboda N.S., Glushkov A.V., Rusov V.N., Multi-fractal modeling of nonlinear hydrological systems: annual run-off time series and fractal dimension//Physics of Aerodisp. Systems. — 2002. — N39. — P.297-294.

А. В. Глушков, Ю. Я. Бунякова, Г. П. Препелица, Т. В. Солонко

Структура поля забруднення атмосфери: Стохастичність і ефекти хаосу у розподілі компоненти СО

АНОТАЦІЯ

Розглянуто нову схему детектування просторово-часової структури полів забруднення повітря в атмосфері. Схему протестовано на даних по аерозольному пилу в атмосфері м.Одесси. На підставі аналізу емпіричних даних в межах методу кореляційної розмірності виявлені стохастичність та ефекти хаосу у динаміці і структурі поля концентрації СО в атмосфері.

А. В. Глушков, Ю. Я. Бунякова, Г. П. Препелица, Т. В. Солонко

Структура поля загрязнения атмосферы: Стохастичность и эффекты хаоса в распределении компоненты СО

АНОТАЦИЯ

Рассмотрена теоретическая схема детектирования пространственно-временной структуры полей загрязнения атмосферы. Схема протестирована на данных по аэрозольным взвешам в атмосфере г. Одессы. На основе анализа эмпирических данных в рамках метода корреляционной размерности обнаружены стохастичность и эффекты хаоса в динамике и структуре поля концентрации СО атмосфере.

О. Л. Котляров*, В. П. Яценко*, С. В. Петров**

**Институт общей энергетики НАН Украины,*

***ООО “ТОПАС”, г. Киев*

К математическому моделированию рабочего процесса в плазмоструйной пылеугольной горелке

Рассматриваются особенности моделирования движения и расширения двухфазной струи в канале плазменного устройства, предназначенного для розжига и стабилизации пылеугольного факела. Исследуется влияние задержки вдува вторичного воздуха на эффективность рабочего процесса в канале плазменной горелки. Приводятся результаты расчетов характеристик процесса.

Традиционная схема использования плазмы для розжига и стабилизации горения низкорекреационных углей (типа донецкого антрацитового штыба (АШ)) предполагает использование плазмотронов с электрической мощностью в несколько сот киловатт (обычно 300 — 400кВт) [1]. Из-за высокой мощности такие плазмотроны обладают невысоким ресурсом непрерывной работы электродов.

В [2] описана более экономичная схема, для реализации которой можно использовать плазмотроны с мощностью на порядок меньшей и, по этой причине, с заметно большим ресурсом электродов. Начальным звеном в этой схеме является плазмоструйная пылеугольная горелка (см. рис. 1), играющая роль множителя тепловой мощности потока (энтальпия пылеугольного факела на выходе из горелки в 10 — 20 и более раз превосходит энтальпию поджигающей его плазменной струи). Основными элементами горелки являются плазмотрон 1, канал 2, образованный огнеупорной трубой 3 и муфелем 4, а также патрубки 5 для подачи пылеугольной смеси.

На большей части длины канала поток рабочей смеси имеет вид двухфазной спутной турбулентной струи. Рабочая смесь образуется при смешении воздушной плазменной струи, подаваемой соосно из плазмотрона 1 в канал 2 плазменной горелки, и угольной пыли, которая вдувается в плазму потоком транспортирующего воздуха через патрубки 5 радиально либо под небольшим углом к радиусу канала (в виде нескольких симметрично расположенных струй). Спутно к двухфазной струе (далее просто струя) с коэффициентом избытка α_r подается поток вторичного воздуха, необходимого для достаточно полного сгорания угля (на рис. 1 показан стрелками).

Как показали предварительные численные исследования, при математическом моделировании рабочего процесса в горелке поток рабочей смеси нельзя считать одномерным в той его части, где он имеет вид струи. Уста-

новлено, что форма границ струи и степень ее раскрытия вдоль канала оказывают существенное влияние на эффективность рабочего процесса. В свою очередь геометрия струи в значительной степени определяется параметрами спутного потока. Это объясняется, прежде всего, тем, что масса вторичного воздуха намного превосходит массу всех остальных компонентов двухфазного потока. Вторичный воздух не только поддерживает горение в струе, но и тормозит его своим захлаживающим влиянием при подмешивании в струю. Кроме того, спутный поток увеличивает скорость движения вещества в струе, из-за чего уменьшается время пребывания угля в горелке и, как результат, падает степень умножения тепловой мощности основного потока.

Сказанное выше говорит о необходимости достаточно полного моделирования струи с учетом происходящих в ней физических и химических процессов, а также параметров спутного потока. В [2] расчет струи производился в два этапа: сначала с использованием упрощающих допущений оценивалось положение границ струи, а затем в пределах этих границ рассчитывался одномерный двухфазный поток рабочей смеси. При расчете двухфазного потока учитывались: обратное влияние частиц на несущий газовый поток, радиационный теплообмен, фазовые переходы в частицах, выход летучих из угля, горение углерода и горючих компонентов газа, переход расплавленной золы из частиц в газовый поток. Границы струи считались прямолинейными и находились на основе некоторого обобщения (учитывающего наличие спутного потока и неизотермичность основного потока) аналитических выражений из [3] для начального участка двухфазной струи в предположении равенства скоростей частиц и газа. При расчете расположения границ струи радиационный перенос, а также все физико-химические процессы в струе игнорировались.

Данная работа отличается от [2] более корректным определением границ струи. Для этого используется дифференциальное уравнение распространения струи, которое решается пошагово совместно с уравнениями химической кинетики, динамики и теплообмена частиц и газа. Таким образом, в данной работе на каждом расчетном шагу определяется локальный угол раскрытия струи во взаимосвязи со всеми воздействующими на него процессами в струе. Кроме того, дополнительно к [2] в данной работе исследуется влияние задержки вдува вторичного воздуха на эффективность рабочего процесса. Дело в том, что, как легко видеть, до тех пор, пока в струе горение еще не началось, подавать в нее вторичный воздух нет смысла из-за оказываемого им захлаживающего эффекта. Поэтому можно ожидать, что если вдувать вторичный воздух не в начало струи, а с некоторым сдвигом x_E вдоль потока, то эффективность рабочего процесса будет возрастать.

Основные допущения рассматриваемой математической модели следующие.

- 1) При попадании угольно-воздушной смеси в плазму происходит мгновенно

венное перемешивание газовой фазы при неизменных параметрах частиц, после чего газовый поток начинает ускорять и нагревать частицы угля.

2) Профили скорости газа и концентрации примеси (частиц) в струе такие же, как в основном участке турбулентной струи [3].

3) Скорость и температура спутного потока постоянны.

4) Радиационный теплообмен каждой конкретной частицы с остальными частицами и стенкой рассчитывается по схеме [4], в которой “все остальное”, кроме данной частицы, считается неким эффективным источником (сточком) теплового излучения с температурой, задаваемой на основе физических соображений.

Допущение 2) обосновывается следующими соображениями. Область смешения нескольких струй, находящаяся в начале струи рабочей смеси, сильно турбулизована. Поэтому, учитывая высокую интенсивность процессов переноса вдоль радиуса струи в этой области, можно считать, что начальный участок с характерным для него потенциальным ядром отсутствует, а профили параметров струи с самого начала такие же, как на основном участке. Теплофизические свойства газовой фазы берутся из соответствующих таблиц для воздуха в [5].

Геометрическими параметрами струи являются начальный R_0 и текущий $R(x)$ радиусы, а также длина струи L_w . Последняя определяется как расстояние от начала струи до сечения, в котором радиус $R(x)$ равен радиусу канала. При заданных массовых расходах плазмы $G_{пл}$ и транспортирующего воздуха $G_{тр}$, а также при соответствующих им значениях скорости $u_{пл}$, $u_{тр}$ и удельной энтальпии плазмы $h_{пл}$ начальный радиус струи определяется из выражения

$$R_0 = \left[(G_{пл} + G_{тр}) / (\rho \bar{u}_{g0} \bar{\rho}_{g0}) \right]^{1/2}.$$

Здесь \bar{u}_{g0} , $\bar{\rho}_{g0}$ — начальные (сразу после смешения) средние по сечению значения скорости и плотности газового потока, выражения для вычисления которых имеют вид

$$\bar{u}_{g0} = (G_{пл} u_{пл} + G_{тр} u_{тр}) / (G_{пл} + G_{тр});$$

$$\bar{\rho}_{g0} = \rho_v(\bar{h}_{g0}),$$

где \bar{h}_{g0} — начальное среднее значение его удельной энтальпии, $\bar{h}_{g0} = G_{пл} h_{пл} / (G_{пл} + G_{тр})$; индекс “в” относится к воздушной компоненте.

Уравнение распространения струи имеет вид [3]

$$\frac{dR}{dx} = c (u_m - u_E) / u_c,$$

где u_m — скорость двухфазного потока на оси струи; u_E — скорость спутного потока; u_c — характерная скорость двухфазного потока в данном сечении струи. Скорости u_m, u_c определяются как взвешенные средние

$$u_m = \left(\sum_l u_{lm} g_{lm} + u_{gm} g_{gm} \right) / \left(\sum_l g_{lm} + g_{gm} \right);$$

$$u_c = \left(\sum_l u_{lm} g_{lm} + u_{gm} g_{gm} + u_E g_E \right) / \left(\sum_l g_{lm} + g_{gm} + g_E \right).$$

Здесь g — удельный массовый расход, $g = \rho u$; l — номер фракции частиц; индексы m и E указывают на ось и на спутный поток, соответственно.

Для отыскания скорости u_{gm} и удельных расходов g_{gm}, g_{lm} используются профили скорости и удельной энтальпии газа в струе [3]. Скорости u_{lm} находим посредством решения уравнения движения для соответствующих фракций на оси струи. Параметры спутного потока (как и в [3], они считаются неизменными вдоль струи): удельный расход $g_E = G_E / \rho(R_c^2 - R_0^2)$, где R_c — радиус канала; скорость $u_E = g_E / \rho_E$; плотность $\rho_E = \rho_v(T_E)$. Массовый расход вторичного воздуха G_E и температуру T_E спутного потока считаем заданными.

Численные исследования проводились при следующих параметрах процесса: температура плазмы $T_{пл} = 3000 — 7000$ К; тепловая мощность плазменной струи $P_{пл} = 10 — 30$ кВт; начальная скорость плазменной струи $u_{пл} = 200 — 500$ м/с; исходный массовый расход угля $G_y = 1 — 50$ г/с (остальные параметры, а также характеристики угля те же, что и в [2]). Как и в [2], считалось, что фракционный состав исходной угольной пыли описывается распределением Розина-Раммлера с максимальным размером $\delta_{max} = 100$ мкм.

На рис. 2 — 4 в качестве примера приведены некоторые результаты расчетов, полученные при $G_{пл} = 1,2$ г/с; $G_y = 10$ г/с; $G_{сп} = 1,3$ г/с; $r = 0,0045$ м; $R_c = 0,05$ м; $T_{пл} = 5000$ К; $T_w = 1773$ К; $\alpha_T = 1$. Здесь T_w — средняя по длине температура стенки канала.

Эффективность рабочего процесса в плазменной горелке характеризуется двумя параметрами: коэффициентом умножения тепловой мощности $\epsilon = H / H_0$, где H, H_0 — текущая и начальная энтальпии струи; коэффициентом конверсии углерода $\alpha_c = (G_{c0} - G_c) / G_{c0}$, где G_c, G_{c0} — текущее и начальное значения массового расхода углерода, находящегося в частицах. Анализ результатов расчетов показал, что в данной модели значения коэффициента ϵ заметно отличаются от [2]. Типичные кривые роста коэффициента ϵ вдоль канала приведены на рис. 2.

Исследования влияния задержки вдува вторичного воздуха выявили наличие оптимальных для каждого режима значений координаты вдува x_{Em} ,

при которых коэффициент ϵ максимален. Дальнейшее увеличение задержки x_E приводит сначала к снижению величины ϵ (см. рис 3, где $x_{Em} \approx 0,04$ м), а далее к остановке программы расчета.

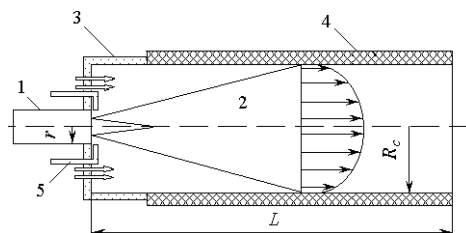


Рис. 1. Схема плазмоструйной горелки

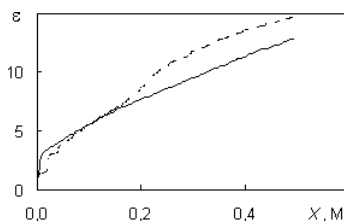


Рис. 2. Зависимость $\epsilon(x)$ при $x_E = 0$: сплошная линия - расчет геометрии струи по методу [2]; штриховая линия - расчет по данной модели.

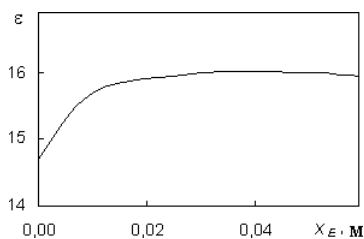


Рис. 3. Зависимость $\epsilon(x_E)$

Это можно объяснить действием нескольких факторов. Во-первых, если слишком задержать вдув дополнительного воздуха, то может закончиться первичный (т.е. тот, что был в плазме и в транспортирующем воздухе) кислород, и горение, которое уже началось в струе, гаснет. Во-вторых, становятся отрицательными некоторые определяющие расчетные параметры струи, которые по своему физическому смыслу должны быть положительными. Это обусловлено тем, что при увеличении координаты x_E из-за суже-

ния зазора между струей и стенкой канала, в который попадает при вдуве вторичный воздух, скорость спутного потока возрастает. Поэтому когда становится справедливым неравенство $u_E > u_g$, исходные допущения модели утрачивают силу.

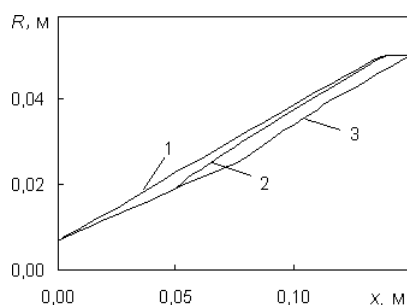


Рис. 4. Зависимость $R(x)$ для различных x_E :
1 – $x_E = 0$ м; 2 – $x_E = 0,05$ м; 3 – $x_E = 0,076$ м

Целесообразность введения задержки вдува вторичного воздуха становится особенно очевидной, если стремиться к наиболее эффективному сжиганию некоторой конкретной порции угля за счет максимального снижения энтальпии поджигающей этот уголь плазменной струи при неизменных значениях прочих параметров процесса. Обозначим соответствующее значение коэффициента умножения тепловой мощности струи на выходе плазменной горелки через ϵ_0 . В качестве примера рассмотрим режим с расходами $G_y = 2$ г/с, $G_{тр} = 20$ г/с и температурой плазмы 5000 К. Будем уменьшать энтальпию плазменной струи посредством уменьшения расхода плазмы $G_{пл}$ до некоторого минимального зажигающего значения $G_{зак}$. При $x_E = 0$ $G_{зак} = 2,3$ г/с и $\epsilon_0 = 12,7$; если же $x_E = 0,05$ м, то $G_{зак} = 1,4$ г/с и $\epsilon_0 = 23$.

Результаты расчетов границ струи (рис. 4) интересны в том отношении, что глобально, т.е. без учета мелких локальных колебаний, границы струи оказались практически прямолинейными (точки излома на кривых 2 и 3 совпадают с точками вдува вторичного воздуха)

Литература

1. Плазменная безмазутная растопка котлов и стабилизация горения пылеугольного факела / М. Ф. Жуков, Е. И. Карпенко, В. С. Перегудов и др. — Новосибирск: Наука. — 1995. — 295 с.
2. Петров С. В., Сааков А. Г., Котляров О. Л., Яценко В. П. К проблеме снижения энергозатрат на плазменный розжиг и стабилизацию горения пылеугольного факела // Технічна електродинаміка. — 2004. — № 3. — С. 84 — 87.

3. Абрамович Г.Н. Теория турбулентных струй. М.: Физматгиз, 1960. 715 с.
4. Бабий В. И., Куваев Ю. Ф. Горение угольной пыли и расчет пылеугольного факела. — Энергоатомиздат, 1986. — 208 с.
5. Теория столба электрической дуги /В.С. Энгельшт, В.Ц. Гурович, Г.А. Десятков и др. — Новосибирск: Наука СО, 1990. — 376 с.

О. Л. Котляров, В. П. Яценко, С. В. Петров

**До математичного моделювання робочого процесу
в плазмоструменевому пиловугільному пальнику**

АНОТАЦІЯ

Розглядаються особливості моделювання руху і розширення двофазового струменя в каналі плазмового пристрою, призначеного для розпалювання і стабілізації пиловугільного факела. Досліджується вплив затримки вдуву вторинного повітря на ефективність робочого процесу в каналі плазмового пальника. Наводяться результати розрахунків характеристик процесу.

Kotlyarov O. L., Yatsenko V. P., Petrov S. V.

**On the mathematical modelling of working process
in plasma-jet dust-coal burner**

SUMMARY

We study some features of modelling of the motion and expansion of a two-phase jet in the channel of the plasma-jet dust-coal device for ignition and stabilization of the dust-coal flame. We investigate the influence of the delay secondary air feed on the efficiency of the working process in the channel of a plasma burner. Results of computations of the characteristics of the process under consideration are given.

А. Г. Гирин

Одесский национальный университет им. И. И. Мечникова

Численная схема для расчёта двухфазных дисперсных течений

Предлагается методика для расчёта одномерных неустановившихся течений двухфазной смеси с относительно небольшой объёмной концентрацией дисперсной фазы, когда в качестве первого приближения для газовой фазы можно взять значения её параметров, вычисленные при отсутствии действия со стороны частиц, с последующим учётом влияния дисперсной фазы. Применяются консервативные разностные схемы для уравнений механики гетерогенных сред в почти дивергентной форме. Для нахождения первого приближения параметров газовой фазы на новом временном слое применяется схема Годунова, позволяющая производить выделение лагранжевых ячеек в газовой фазе, а также выделение фронта ударной волны.

Введение

Воздействия ударных и детонационных волн на гетерогенные смеси являются сильными и вызывают течения, которые в значительной степени осложняются протеканием физико-химических процессов, вызванных интенсивными взаимодействиями между фазами — механическим разрушением частиц дисперсной фазы, испарением жидких капелек, смешением паров с газообразной несущей фазой и протеканием возможных химических реакций. Проблема расчёта таких течений связана с применением адекватных математических моделей и численных методов, способных отразить все основные особенности этих процессов. Имеется сравнительно небольшое количество работ, посвящённых построению численных схем для расчёта двухфазных течений. Чаще всего используются конечно-разностные схемы общего характера, применяемые и к уравнениям движения гомогенных сред, например, конечно-разностные [1], в том числе схемы Лакса — Вендроффа и Мак-Кормака [2], метод крупных частиц [3,4]. В то же время очевидно, что это оправдано только в случае простейших двухскоростных течений, не осложнённых интенсивными межфазными переходами, как в случае течений с твёрдыми частичками в соплах [1, 2]. В работе [4] метод крупных частиц был модифицирован применительно к расчёту двухфазных течений и применён к расчёту одномерных неустановившихся течений газа с твёрдыми частичками. Дальнейшее развитие этой модификации для течений с интенсивными межфазными взаимодействиями, сопровождающихся дроблением частиц,

испарением капелек, смешением компонент и наличием химических реакций в газовой фазе не проводилось.

В настоящей работе предлагается методика для расчёта одномерных неустановившихся течений двухфазной смеси с небольшой объёмной концентрацией дисперсной фазы, когда в качестве первого приближения для газовой фазы можно взять значения её параметров, вычисленные при замороженном воздействии со стороны дисперсной, с последующим учётом влияния дисперсной фазы. Применяются консервативные разностные схемы для системы уравнений механики гетерогенных сред в почти дивергентной форме [3, стр. 349]:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial(\rho_1 x^{v-1})}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_1 V_1 x^{v-1})}{\partial x} = -n \dot{J}_{12} x^{v-1}; \\ \frac{\partial(\rho_1 V_1 x^{v-1})}{\partial x} + \frac{\partial((\rho_1 V_1^2 + p)x^{v-1})}{\partial x} - (v-1) p x^{v-2} = F_1 x^{v-1} + \frac{3}{2} \alpha_2 x^{v-1} \frac{\partial p}{\partial x}; \\ \frac{\partial(\rho_1 E_1 x^{v-1})}{\partial t} + \frac{\partial((\rho_1 V_1 E_1 + p V_1)x^{v-1})}{\partial x} = -Q_2 x^{v-1} - V_2 F_2 x^{v-1} + \\ + \frac{3}{2} \alpha_2 x^{v-1} V_2 \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial(\alpha_2 p (V_1 - V_2)x^{v-1})}{\partial x} + \frac{1}{2} n V_2^2 \dot{J}_{12} x^{v-1}; \end{array} \right. \quad (1)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial(\rho_2 x^{v-1})}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_2 V_2 x^{v-1})}{\partial x} = n \dot{J}_{12} x^{v-1}; \\ \frac{\partial(\rho_2 V_2 x^{v-1})}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_2 V_2^2 x^{v-1})}{\partial x} = F_2 x^{v-1} - \frac{3}{2} \alpha_2 x^{v-1} \frac{\partial p}{\partial x}; \\ \frac{\partial(\rho_2 u_2 x^{v-1})}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_2 u_2 V_2 x^{v-1})}{\partial x} = Q_2 x^{v-1}; \\ \frac{\partial(n x^{v-1})}{\partial t} + \frac{\partial(n V_2 x^{v-1})}{\partial x} = -\dot{N} x^{v-1}; \end{array} \right. \quad (2)$$

$$F_1 = -F_2 = -(1-1,5\alpha_2) n f'_\mu - n \dot{J}_{12} V_1 + (1-1,5\alpha_2) n \dot{J}_{12} (V_1 - V_2); \quad Q_2 = n(q + \dot{J}_{12} u_2).$$

Здесь ρ, V, u, E, p — среднеобъёмная плотность, скорость, внутренняя энергия, полная энергия и давление; $i = 1, 2$ относится к газовой (несущей) и дисперсной фазам; α_2, n — объёмная концентрация и количество частичек в единице объёма; \dot{J}_{12} — масса, переходящая из первой во вторую фазу в результате фазовых переходов для одной частички в еди-

ницу времени; F_i — сила, действующая на i -ю фазу со стороны другой фазы в единице объёма; f_μ — сила трения, действующая на частичку со стороны газа, Q_2 — энергия, передаваемая частичкам в результате фазового перехода и теплопередачи q ; \dot{N}_{21} — количество частичек, исчезающих в единице объёма в единицу времени, $\nu = 1, 2, 3$ — параметр симметрии одномерного течения.

Эти уравнения описывают движение смеси на уровне макромасштаба — масштаба, большего по сравнению с размерами частичек и малого по сравнению с характерным размером задачи в целом. На этом уровне каждая фаза считается сплошной средой. Для описания межфазных взаимодействий необходимо перейти на уровень микромасштаба, на котором происходят взаимодействия несущей фазы с каждой индивидуальной частичкой и который имеет характерный размер порядка нескольких диаметров частичек. Именно на уровне микромасштаба производится расчёт функций взаимодействия фаз J_{12} , f_μ , q , \dot{N}_{21} . В случае, когда таковые интенсивны и имеется довольно большая масса горючего, переходящая в газовую фазу, необходимость вычисления кинетики процессов между компонентами в газовой фазе делает удобным применение лагранжевого подхода в описании движения газовой фазы, проводя счёт с выделением лагранжевых частичек в газовой фазе, которые удобно отождествить со счётными ячейками. Для этого при счёте в эйлеровых переменных необходимо в каждый момент времени совмещать каждую границу счётной ячейки с контактным разрывом в газовой фазе. Естественным образом такое выделение позволяет сделать, например, метод Годунова, в котором траектория контактного разрыва определяется в результате решения задачи о распаде произвольного разрыва на границе каждой ячейки. Применение метода Годунова оправдано ещё тем, что он даёт возможность проводить выделение фронта ведущей ударной волны, что позволяет более точно определить параметры газовой фазы непосредственно за фронтом, в области наиболее интенсивной неравновесности и фазовых взаимодействий, где решается вопрос о существовании гетерогенной детонационной волны. Целесообразность применения метода Годунова связана с его достаточной устойчивостью и монотонностью разностной схемы, что является важным в случае протекания разнообразных физико-химических превращений, ведущих к появлению интенсивных возмущений в газовой фазе в каждой счётной ячейке. Наличие таких возмущений заставляет отдать предпочтение грубым схемам первого порядка аппроксимации, при этом надо учесть, что сама кинетика указанных процессов моделируется обычно достаточно грубо, в первом приближении.

Однако, как известно, решение задачи о распаде произвольного разрыва в двухфазной среде неавтоматически, что не позволяет прямо применить метод Годунова к системе уравнений (1,2). Поэтому в настоящей работе пред-

лагается методика расчёта, сочетающая возможности метода Годунова для газовой фазы и простых консервативных схем для уравнений дисперсной фазы. Расчёт проводится в три этапа.

Первый этап

На первом этапе по схеме Годунова [5] производится расчёт параметров только газовой (несущей) фазы при замороженном воздействии дисперсной, т.е. решается подсистема уравнений для газовой фазы (1) без правых частей. В результате этого определяются предварительные значения параметров газовой фазы f_m^* в m -й счётной ячейке на новом временном слое (рис. 1) и положения границ ячеек (рассматриваемых как лагранжевы частицы газовой фазы) x_m^* в новый момент времени $t = t_0 + \tau$, а также средние между двумя временными слоями значения параметров газа в центре каждой ячейки S , необходимые для определения правых частей уравнений (1,2). Счётная ячейка подвижной сетки является единой для обеих фаз.

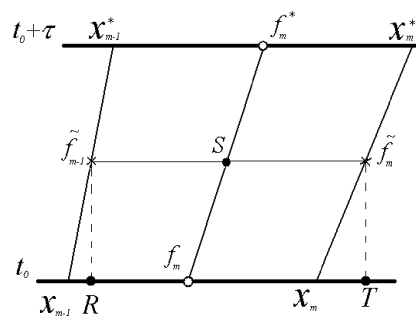


Рис. 1. Шаблон расчётной схемы

Для определения вспомогательных значений на боковых сторонах ячеек (в “крестиках”, рис. 1) на шаге “предиктор” используется решение задачи о распаде произвольного разрыва, возникающего на каждом временном слое t_0 на каждой границе x_m между m -й и $m+1$ -й ячейками (рис. 1). Для выделения m -й лагранжевой ячейки достаточно её границу $x_m \longrightarrow x_m^*$ двигать со скоростью контактной поверхности, которая определяется при решении задачи о распаде разрыва в m -м узле. На этапе “корректор” используется консервативная схема, порождаемая уравнениями (1).

Второй этап

На втором этапе рассчитываются значения параметров дисперсной фазы, т.е. решается подсистема уравнений (2), каждое уравнение которой можно в общем виде записать так:

$$\frac{\partial a}{\partial t} + \frac{\partial b}{\partial x} = c, \quad (3)$$

где a, b, c — функции решения. Уравнение (3), записанное в “почти” дивергентной форме, на гладких решениях эквивалентно “закону сохранения”

$$\oint_{\Gamma} (-a \, dx + b \, dt) = \iint_D c \, dx dt \quad (4)$$

где Γ — контур, замыкающий область D в плоскости $x-t$. Применительно к счётной ячейке, изображённой на рис. 1, это соотношение можно записать так:

$$\begin{aligned} & a_m^* (x_m^* - x_{m-1}^*) - a_m (x_m - x_{m-1}) - \tilde{a}_m (x_m^* - x_m) + \\ & + \tilde{a}_{m-1} (x_{m-1}^* - x_{m-1}) + (\tilde{b}_m - \tilde{b}_{m-1}) \tau = c_S \frac{x_m - x_{m-1} + x_m^* - x_{m-1}^*}{2} \tau \end{aligned} \quad (5)$$

где значения величин считаются постоянными вдоль каждой стороны ячейки, а тильдой отмечены значения в “крестиках”. Соотношения (5) представляют собой расчётные формулы для вычисления решения a_m^* на втором шаге “корректор” консервативной схемы. Средние значения величин c_S , стоящих в правых частях уравнений (1,2), рассчитываются по уравнениям процессов межфазного взаимодействия и относятся к середине ячейки (т. S). Поэтому для вычисления средних по ячейке значений параметров состояния газовой фазы используется полученное на первом этапе методом Годунова первое приближение для значений на новом слое $t = t_0 + \tau$, а дисперсной фазы — значения в “крестиках”.

Поскольку счётная ячейка движется произвольно по отношению к дисперсной фазе и положение “крестиков” произвольно по отношению к серединем ячеек, где хранятся значения решения, для определения вспомогательных значений на боковых её сторонах (первый шаг “предиктор”) используется простейшая явная конечно-разностная аппроксимация дифференциальных уравнений (2), с использованием интерполяции на известном слое t_0 для вычисления значений во вспомогательных точках R и T :

$$\frac{\tilde{a}_m - (l_{m+1} a_m + l_m a_{m+1}) / (l_m + l_{m+1})}{\tau / 2} + \frac{b_{m+1} - b_m}{(x_{m+1} - x_{m-1}) / 2} = \frac{c_{m+1} l_m + c_m l_{m+1}}{l_m + l_{m+1}}, \quad (6)$$

где $l_m = (x_m^* + x_m) / 2 - (x_m + x_{m-1}) / 2$, $l_{m+1} = (x_{m+1} + x_m) / 2 - (x_m^* + x_m) / 2$ — расстояния от середин ячеек, где хранятся значения неизвестных функций на “старом” слое t_0 , до точки T , в которой аппроксимируется частная про-

изводная по t . Явный характер конечно-разностной схемы, применяемой для расчёта параметров дисперсной фазы (уравнения (6)) ведёт к появлению небольших осцилляций плотности дисперсной фазы. Для их подавления было достаточно простейшего трёхточечного сглаживания со значением весового коэффициента в опорном узле, равным 0,99.

Третий этап

На третьем этапе по вычисленным значениям функций межфазного взаимодействия для середин ячеек определяются правые части уравнений (1) и добавочные значения для потоков массы, импульса и энергии, по которым производится уточнение значений параметров газовой фазы, а также положения контактных поверхностей в новый момент времени. При этом такое уточнение не требует дополнительно решения трудоёмкой задачи о распаде произвольного разрыва.

Тестирование

Эта методика была протестирована на примере задачи о распаде плоского ($\nu = 1$) произвольного разрыва в двухфазной среде, причём из-за её неавтономности сравнение проводилось с известным численным решением, полученным модифицированным методом крупных частиц [3, стр. 351]. В расчётах производилось выделение ведущей ударной волны (которая и служила правой границей расчётной области), контактной поверхности между гомогенной средой и газовой фазой дисперсной смеси, а также выделение лагранжевых ячеек в газовой фазе. Последнее потребовало алгоритма добавления новых ячеек, по мере увеличения массы газа, вовлечённого в движение ударной волной, в результате количество ячеек увеличилось со 100 в начале счёта до 165, когда фронт волны прошёл расстояние 3,23 м. Выделение границы двухфазной среды не проводилось.

Пусть при $t = 0$ в области $0 < x < 1$, ограниченной слева жёсткой стенкой, находится сжатый покоящийся воздух с параметрами: $p_0 = 5 \cdot 10^5 \text{ Па}$, $\rho_{10} = 5,95 \text{ кг/м}^3$, $T_0 = 293,12^\circ \text{ К}$, $\gamma = 1,4$, а область $x > 1$ занимает монодисперсная смесь воздуха с частицами кварцевого песка: $p_0 = 10^5 \text{ Па}$, $\rho_{10} = 1,19 \text{ кг/м}^3$, $\rho_{20} = 2,499 \text{ кг/м}^3$, $\rho_2^0 = 2500 \text{ кг/м}^3$, $\alpha_{20} = 0,001$. При $t = 0$ диафрагма, разделявшая воздух и двухфазную смесь, убирается, и начинается взаимодействие сред. Предположим, что обмен массой между фазами отсутствует ($\dot{J}_{12} = 0$), частички не разрушаются и их радиус $a = 3 \cdot 10^{-5} \text{ м}$ неизменен. Несущая фаза считается идеальным нетеплопроводным совершенным газом, а эффекты неидеальности учитываются только при его взаимодействии с частичками. В частности, для силы вязкого межфазного трения f_μ и интенсивности теплообмена q использовались выражения:

$$f_{\mu} = \pi a^2 C_d \rho_1^0 (V_1 - V_2) |V_1 - V_2| / 2, \quad q = 2\pi a \text{Nu} \lambda_1 (T_1 - T_2), \quad (7)$$

где C_d — коэффициент аэродинамического сопротивления для частичек, Nu — число Нуссельта, T — температура. Зависимость коэффициентов сопротивления и теплообмена от режима обтекания частичек даётся эмпирическими соотношениями [4]:

$$C_d = \begin{cases} \frac{24}{\text{Re}} + \frac{4}{(\text{Re})^{0,33}}, & 0 < \text{Re} < 700; \\ \frac{4,3}{(\lg \text{Re})^2}, & 700 < \text{Re} < 2000; \end{cases} \quad \text{Nu} = 2 + 0,6\text{Re}^{0,5} \text{Pr}^{0,33}, \quad (8)$$

где $\text{Re} = 2a\rho_1^0 |V_1 - V_2| / \mu_1$ — число Рейнольдса относительного движения фаз, $\text{Pr} = c_{p1}\mu_1 / \lambda_1$ — число Прандтля. Для коэффициентов вязкости и теплопроводности воздуха были использованы значения: $\mu_1 = 1,85 \cdot 10^{-5} \text{ кг} / \text{ м} \cdot \text{ сек}$, $\lambda_1 = 0,025 \text{ кг} \cdot \text{ м} / \text{ сек}^3 \cdot \text{ град}$, для коэффициентов теплоёмкости фаз — $c_{v1} = 716 \text{ м}^2 / \text{ сек}^2 \cdot \text{ град}$, $c_2 = 710 \text{ м}^2 / \text{ сек}^2 \cdot \text{ град}$.

С газодинамической точки зрения в начальный момент времени в положении $x = 1$ имеем произвольный разрыв [6], который в силу своей неэволюционности распадается, образуя ударную волну, распространяющуюся в дисперсную смесь, и волну разрежения, идущую в сжатый воздух. Действие частичек на газовую фазу приводит к её непрерывному торможению за фронтом и довольно сильному затуханию ударной волны, скорость фронта которой стремится к скорости звука в невозмущённой смеси (рис. 2, аналогично выглядит график давления на фронте), а также к искажению распределений искоемых функций, по сравнению с автомоделными [6].

Сравнение полученных по предложенной методике распределений параметров показало их хорошее качественное согласование с результатами работы [3]. К примеру на рис. 3–6 приведены распределения давления, температур, скоростей и плотностей фаз, соответствующие моменту времени $t = 8 \text{ msec}$. Наибольшие отличия полученных распределений от таковых работы [3] имеют место вблизи границы двухфазной среды, которая при $t = 8 \text{ msec}$ занимает положение $x \approx 1,78 \text{ м}$. Эти отличия связаны с тем, что выделение указанной границы в данных расчётах не проводилось и она размывалась счётной схемой.

В то же время распределение среднеобъёмной плотности дисперсной фазы, в отличие от результатов работы [3], отличается немонотонностью (кривая 1, рис. 6), которая не имеет осцилляционной природы, в частности, эта кривая мало меняется при изменении значения коэффициента сглаживания в

диапазоне $0,900 \div 0,995$, и на протяжении всего времени счёта не меняет своего характера (ср. с рис. 10).

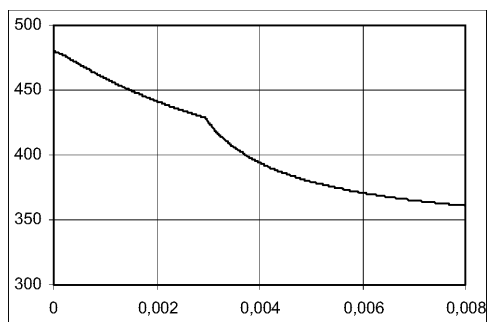


Рис. 2. Зависимость скорости фронта ударной волны D (м/сек) от времени t (сек).

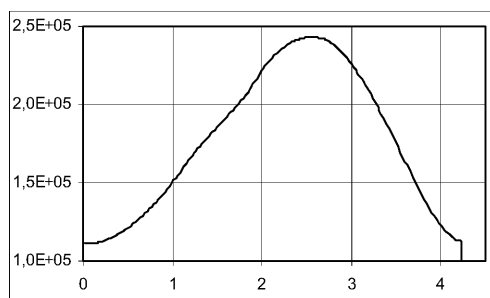


Рис. 3. Распределение давления в области движения (p — в Па, x — в м).

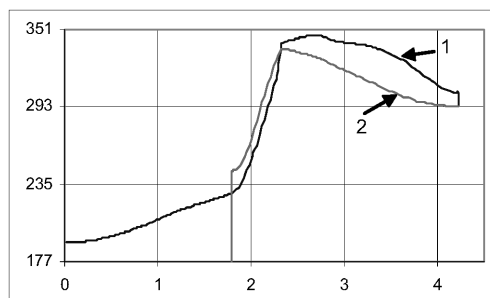


Рис. 4. Распределения температур газа (кривая 1) и частичек (кривая 2); T — в $^{\circ}K$, x — в м.

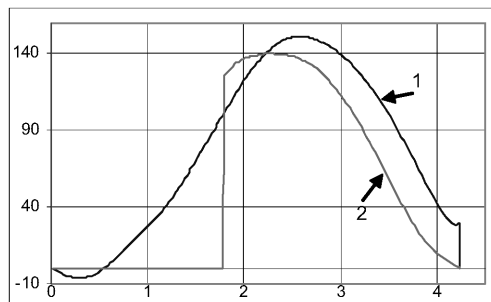


Рис. 5. Распределения скоростей (в m/sec) несущей (кривая 1) и дисперсионной (кривая 2) фаз.

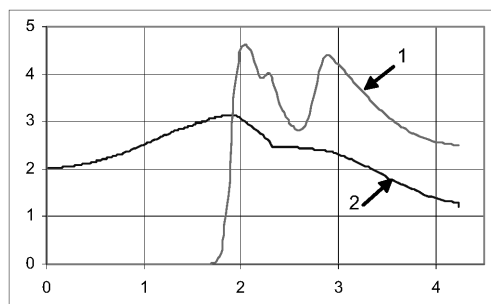


Рис. 6. Распределения плотностей дисперсионной (кривая 1) и несущей (кривая 2) фаз (в kg/m^3).

В дальнейшем распределения несколько видоизменяются. Ударная волна отделяется от области наиболее интенсивного движения, и поэтому, потеряв поддержку сзади, вырождается в звуковое возмущение и перестаёт быть причиной движения. Течение напоминает уединённую волну, движение в которой затухает вследствие диссипативных процессов межфазного взаимодействия (трение, теплообмен), аналогично распаду вихревого слоя в вязкой жидкости. Его импульс и энергия сосредоточены в расширяющейся области, где распределения имеют холмообразный вид. Распределения параметров при $t = 30,7 msec$, иллюстрирующие эту заключительную стадию движения, приведены на рис. 7-10.

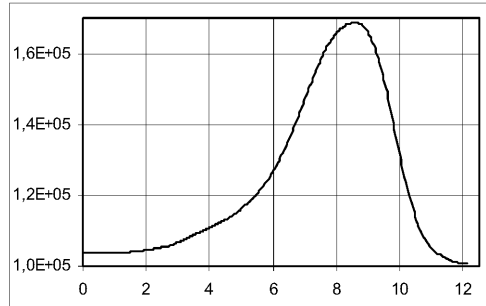


Рис. 7. Распределение давления в области движения (p — в Па, x — в м).

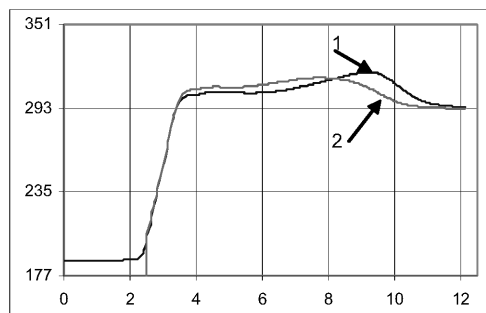


Рис. 8. Распределения температур газа (кривая 1) и частичек (кривая 2);
 T — в $^{\circ}K$, x — в м.

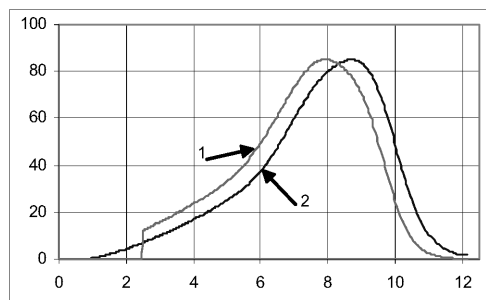


Рис. 9. Распределения скоростей (в м/сек) дисперсионной (кривая 1) и несущей (кривая 2) фаз.

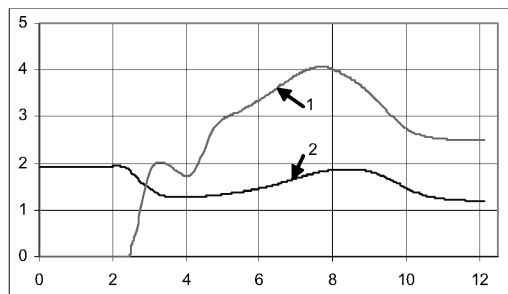


Рис. 10. Распределения плотностей дисперсионной (кривая 1) и несущей (кривая 2) фаз (в $кг/м^3$).

Выводы

Тестирование расчётной программы показывает достаточно хорошее согласование результатов с известным численным решением. Возможности данной методики связываются с дальнейшим учётом процессов межфазного обмена массой, испарения, смешения различных компонент в газовой фазе, протекания химических реакций.

Литература.

1. Дэш С.М., Торп Р.Д. Метод сквозного счёта для одно- и двухфазных течений в сверхзвуковых выхлопных струях. // Ракетн. техн. и косм. 1981. т. 19, № 9. Стр. 12 — 25.
2. Чэнг Иши. Трёхмерные двухфазные сверхзвуковые течения в соплах. // Аэрокосмическая техника. Т. 2, № 2, Стр. 39-48, 1984.
3. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. Ч. 1. — М.: Наука. 1987. — 464 с.
4. Губайдуллин А.А., Ивандаев А.И., Нигматулин Р.И. Некоторые результаты численного исследования нестационарных волн в газозвесах. // Изв. АН СССР. Сер. МЖГ. 1976, № 5. Стр. 64 — 69.
5. Годунов С. К. и др. Численное решение многомерных задач газовой динамики. М.: Наука. 1976. — 400 с.
6. Овсянников Л.В. Лекции по основам газовой динамики. М.: Наука. 1981. — 368 с.

О. Г. Грін

Чисельна схема для розрахунку двофазових дисперсних течій

АНОТАЦІЯ

Пропонується методика для розрахунку одновимірних неусталених рухів двофазової суміші з відносно невеликою об'ємною концентрацією дисперсної фази, коли у якості першого наближення для газової фази можна взяти значення її параметрів, обчислені за відсутності впливу з боку частинок, з наступним урахуванням впливу дисперсної фази. Застосовуються консервативні різницеві схеми для рівнянь механіки гетерогенних середовищ у майже дивергентній формі. Для обчислення першого наближення параметрів газової фази на новому часовому шарі застосовується схема Годунова, що дозволяє робити виділення лагранжових комірок у газовій фазі, а також виділення фронту ударної хвилі.

Girin A. G.

Computational routine for the calculation of two-phase dispersed flows.

SUMMARY

The routine is proposed for computation of 1-D non-stationary flows of two-phase mixtures with relatively low volume concentration of dispersed phase, when the values of gas phase parameters, which are calculated without particles action, may be taken as first-order approximation, with further account for influence of dispersed phase. The conservative finite-difference schemes are used for equations of motion of heterogeneous media in an almost divergent form. To find the first-order approximation for gas-phase parameters on new time level the Godunov method is used, which allows to distinguish the lagrangian grid in gas phase, as well as to fit front of the shock wave.

А. И. Стручаев*, Н. И. Стручаев**

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

***Таврическая государственная агротехническая академия, г. Мелитополь*

Гомогенизация молока противоточно-струйным диспергированием: анализ условий и эксперимент

Механизм диспергирования капель при встречном соударении проанализирован с позиций двухасимптотической модели дробления жидкой поверхности вязкой гидродинамической неустойчивостью. Экспериментально найдены оптимальные условия дробления жировых шариков цельного молока и подтверждена эффективность предложенного способа гомогенизации (эмульгирования)

Введение

Гомогенизация многих продуктов питания, находящихся в жидком и пастообразном состоянии, становится в настоящее время одним из основных видов обработки при их массовом производстве, предотвращая расслаивание конечного продукта при длительном хранении или транспортировке без утраты им качества. Другие виды обработки, как правило, аналогичного качественного эффекта не дают. Гомогенизацией молока принято называть процесс дробления находящихся в нём жировых шариков на более мелкие в ходе диспергирования и последующее равномерное распределение их по всему объему готового продукта.

Молоко представляет многокомпонентную гетерогенную полидисперсную систему, составные части которой находятся в тонкоколлоидном и молекулярно-дисперсном состоянии: жир присутствует в виде эмульсии, белки — в коллоидном состоянии, лактоза — в молекулярно-дисперсной форме, образуя истинный раствор. Химический состав молока довольно сложный [1, 2] (см. Таблицу). Он включает более 100 различных компонентов: воду, белки (казеин, сывороточные белки), молочные жиры, молочный сахар (лактозу), витамины, ферменты, гормоны, иммунные тела, сухое вещество (минеральные вещества, в том числе макро- и микроэлементы) и газы. В сухое вещество входят жир, белок, макро- и микроэлементы, витамины, ферменты и др.

Рассмотрим некоторые физико-химические свойства наиболее характерных компонентов сборного цельного молока [3] с целью выяснения их влияния на процесс гомогенизации и роли при диспергировании

Как известно, *жиры* (триглицериды) — это полные сложные эфиры глицерина и одноосновных неразветвленных высших жирных кислот с четным

числом атомов углерода (C_{14} - C_{24}), относящиеся к нейтральным липидам. Их химические и физические свойства определяются наличием в молекулах как полярных группировок ($-COOH$, $-OH$ и др.), так и неполярных углеводородных цепей. Благодаря такому строению липиды молока — это ПАВ'ы с выраженными гидрофобными свойствами.

Таблица

Физико-химический состав молока коровы [1]

Компоненты	Плотность, ρ (г/см ³)	Колебания плотности	Среднее содержание (%)	Колебания состава
Вода	1,0		87,5	82,7 - 90,7
Сухое вещество:	1,373	1,296-1,450	12,5	9,3 - 17,3
Жир	0,9225	0,918-0,927	3,8	2,7-7,0
Белки (в том числе):	1,3908	1,334-1,448	3,3	2,0-5,0
казеин			2,7	1,8-4,5
альбумин			0,5	0,2-0,7
глобулин			0,1	0,05-0,15
другие белки			0,1	0,05-0,2
Небелковые соединения			0,05	0,02-0,08
Молочный сахар (лактоза)	1,6103	1,593-1,612	4,7	4,0-5,3
Минеральные вещества (зола)			0,7	0,5-1,0
Соли неорганических кислот	2,857	2,617-3,088	0,65	0,5-0,9
Соли неорганических кислот			0,3	0,1-0,5

Белки (протеины) — высокомолекулярные органические соединения, построенные из остатков аминокислот и проявляющие гидрофильность, т.к. способны к гидратации — присоединению молекулами белков молекул воды. Другим словами, белки — гидрофильные коллоиды, имеющие большое сродство с водой.

Лактоза (молочный сахар) — дисахарид, образованный остатками D-галактозы и D-глюкозы и имеющий хорошую растворимость благодаря способности гидроксильных групп к образованию водородных связей с молекулами воды. Это, вообще говоря, характерно для любых соединений, содержащих много полярных групп — все они хорошо растворяются в воде и не ассоциируют.

В плазме же цельного молока, состоящей преимущественно из воды, неполярные группы проявляют гидрофобное взаимодействие, т.е. стремятся ассоциировать, обеспечивая существование жировых шариков.

Исходя из существующих представлений о строении жиров и белков, можно ожидать, что те компоненты молока, которые являются ПАВ'ами, в большей или меньшей степени проявляют гидрофильность (из-за преобладания полярных групп остатков аминокислот) или гидрофобность (благодаря избытку углеводородных цепей).

Для смешивания, эмульгирования и гомогенизации взаимно нераство-

римых составляющих молока применяют преимущественно клапанные и центробежные гомогенизаторы в диапазоне давлений 0,2 ... 6,0 МПа. С увеличением производства заменителей цельного молока, учитывая недостатки используемых гомогенизаторов (эмульсоров) [1, 2], все чаще применяют конструктивно более простые струйные аппараты, в которых диспергирование происходит в гидродинамическом потоке [4]. Как показывает анализ, начало дробления инициируется в эмульгирующем канале (выпускном сопле распыляющей форсунки) в результате развития интенсивных турбулентных пульсаций, а завершается при выпуске в окружающую среду. В механических форсунках дробление жидкости на капли осуществляется за счет энергии струи жидкости при давлении 0,5 ... 5,5 МПа. Однако их достоинства (высокая экономичность распыливания, простота подбора угла раскрытия факела) зачастую перекрываются недостатками (более грубый распыл, чем у пневмофорсунок, ограниченные возможности регулирования производительности дросселированием жидкости, необходимость в высоконапорных насосах).

В представленной работе предлагается использовать основные преимущества гидродинамического способа дробления капель для гомогенизации молока в противоточно-струйных факелах.

Анализ процесса дробления жировых капель

Распыливание жидкости, как известно [5], происходит наиболее эффективно, если форма жидкой поверхности обеспечивает максимально возможную поверхностную энергию. Это делает такую поверхность неустойчивой, подверженной быстрому распаду, т.е. распыливание жидкости обусловлено потерей устойчивости поверхности струй, пленок или капель при возникновении неустойчивых волн на поверхности раздела жидкости и газа.

В рассматриваемом способе гомогенизации молока процессе дробления жировых капель происходит в два этапа. На первом этапе происходит первичное диспергирование струи молока, истекающей из распылительной форсунки в неподвижную газовую среду, с последующим образованием полидисперсного факела, т.е. двухфазной струи, содержащей "первичные" капли различного диаметра. На втором этапе при встречном столкновении образовавшиеся капли испытывают "вторичное" дробление, в результате которого устанавливается их окончательное распределение в образовавшейся эмульсии.

Для оценки размера жировых шариков, образующихся в гомогенизированном молоке в результате диспергирования, воспользуемся известной двухасимптотической моделью Асланова (ДАМА-модель) [6, 7], описывающей дробление капель вязкой жидкости гидродинамической неустойчивостью поверхности для ТР-случая (при $j=1$). Причем, дробление других компонентов молока не рассматриваются, поскольку устойчивость гомогенизированного молока как эмульсии определяется размером шариков жира и их способностью к агрегации. Наличие же плазмы влияет на отделение жировых

шариков, т.к. с точки зрения её лиофильности (или лиофобности) средство к окружающей жидкости проводит к усилению роли межфазного поверхностного натяжения в образовании отдельных шариков жира, распределенных в такой жидкости (плазме).

Условие разрушения жидкой сферической капли (жирового шарика) определяется комбинацией характерных параметров, дающих число Вебера

$$We = \rho' U_0^2 d_0 / \sigma$$

где ρ' — плотность окружающей среды (воздуха); σ — поверхностное натяжение молока; d_0 — диаметр исходной капли; U_0 — начальная скорость капли.

Следует, однако, иметь ввиду, что скорость капель в момент столкновения не равна начальной скорости истечения струи из сопла. Согласно анализу Харша и Абрамовича [8] уже на малых расстояниях от сопла осевая скорость турбулентной струи заметно упадет, а на периферии факела и того более, поскольку:

$$\frac{u(x, y)}{u_{j,0}} = f \left[\frac{(y-R)}{b(x)} \right] = f \left\{ \frac{[(y/R)-1]}{(\eta_1 - \eta_2)} \cdot \frac{R}{x} \right\} \text{ причем, } f(0)=1; f(1)=0.$$

Здесь: $u_{j,0}$ — начальная скорость струи; $u(x, y)$ — местная скорость; y — радиальная координата; R — радиус струи; $b(x)$ — ширина слоя перемешивания, определяемая законом $b(x) = (\eta_1 - \eta_2)x$, причем, из решения уравнения для прямолинейных границ $\alpha\eta_1 = 0,981$, $\alpha\eta_2 = -2,04$ ($\alpha = 11,8$), что дает $b(x) = 0,225x$.

Скорость u_j истечения жидкости из форсунки с учетом сужения струи за счет вязкого трения рассчитывали по среднемассовой скорости диспергирования G_m из уравнения массового расхода, пользуясь представлениями подхода гомогенной модели, согласно которой поток рассматривается как однородная жидкость с некоторой плотностью и общей средней скоростью

$$\frac{d}{dt}(m) = G_m, \quad G_m = \rho_0 u_{j,0} S_j, \quad S_j = \varepsilon S_0 = \frac{\varepsilon}{4} \pi D_0^2, \quad \varphi = \frac{\mu}{\varepsilon}$$

В таком приближении, принимая во внимание, что начальная скорость капли U_0 в момент ее отрыва от дробящейся поверхности струи молока равной скорости истекающей струи, т.е. $U_0 \cong u_j$, можно считать, что

$$U_0 = u_{j,0} \cong \varphi \sqrt{2\rho^{-1} \Delta p};$$

Здесь Δp — давление перед форсункой, Па; ρ — плотность молока, $кг/м^3$; $u_{j,0}$ и S_j — скорость ($м/с$) и поперечное сечение ($м^2$) струи на выходе; D_0 —

диаметр выходного сопла, m ; μ , ε , φ — коэффициенты расхода, сужения и изменения скорости истечения струи. При числах Рейнольдса для струи $Re_j > 5 \cdot 10^4$ с учетом вида и формы выпускного насадка принятые значения коэффициентов: $\varepsilon=0,63$; $\zeta=0,06$, $\mu=0,592+5,5 \cdot Re_j^{-0,5}$ и $\varphi=(1+\zeta)^{-0,5}$.

Заметим, что условие дробления в гидродинамическом потоке обязательно реализуется только в случае, если выполняется условие

$$We \gg We_*$$

причем, критическое число Вебера We_* разрушения капли определяется как $We_* \approx (1+0,02\rho_0/\rho')$ [9].

В случае дробления исходных жировых шариков, критическое число Вебера $We_* \approx 17$, что довольно близко к значениям, полученным в экспериментах с углеводородами схожих физико-химических свойств, для которых $10,5 \leq We_* \leq 15,0$. Числа Вебера для капель молока “первичной” дисперсии при истечении в виде факела $0,18 \leq We = \rho' u^2 d_0 / \sigma \leq 1,69$ свидетельствуют о невозможности дальнейшего их дробления гидродинамическим напором воздуха, т.к. критических значений We_* число Вебера не достигает ($We_0 \leq 1,7 \ll We_*$). Это дает основания полагать, что силы аэродинамического торможения, действующие на капли в факеле, не в состоянии спровоцировать “вторичное” дробление, поскольку лишь незначительно превосходят силы поверхностного натяжения.

Другое дело — возможность дробления при столкновении капель во встречных факелах при противоточно-струйном распылении жидкости. В этом случае при соударении двух капель (жировых шариков) характеристикой разрушения жирового шарика будет число Вебера $We(II)$, определяемое как соотношение дестабилизирующего действия гидродинамического напора жидкости и стабилизирующей роли поверхностного натяжения

$$We(II) = \rho_0 U_0^2 d_0 / \sigma = (2\varphi^2) \Delta p d_0 / \sigma$$

Величина чисел Вебера $We(II)$ сталкивающихся капель ($We_{II} > 75 \gg We_*$) свидетельствует о большой вероятности дробления при столкновении жировых шариков. (Учитывая, что процесс “столкновительного” дробления происходит быстрее, чем успевает выдавливаться газовая прослойка между каплями, при расчетах числа $We(II)$ величину поверхностного натяжения нужно принимать на границе “газ — жидкость”.)

При таком способе дроблении капель (т.е. в момент их соударения) требование преобладания сил инерции над силами поверхностного натяжения безусловно выполняется. В этом случае число Бонда, характеризующее дробление капель в условиях ускоренного движения,

$$Bo = \Delta p d_0^2 w / \sigma$$

должно быть заведомо больше единицы, т.е. $Bo > 1$ (здесь

$$\Delta\rho = \rho_0 - \rho', \quad w = |\vec{a}| = U/2\Delta d, \quad U = 2u(x, y).$$

Необходимо заметить, что приведенные рассуждения относятся непосредственно к моменту столкновения капель, поэтому все характеристики процесса — скорость движения капель, угол раскрытия факела и ускорение — должны быть приведены к геометрическому месту, где это столкновение происходит, т.е. иметь местные характеристики с учетом расстояния от форсунки и закона изменения этих характеристик в пространстве.

Оценка ускорений, возникающих в момент соударения жировых шариков, проведена, исходя из известного факта о предельной деформации капель перед разрушением [9], согласно которому $\Delta d = d_0 - h_{\text{деформ}} = 0,9d_0$ ($h_{\text{деформ}}$ — толщина предельно деформированной капли). Диапазон достигаемых ускорений ($3 \cdot 10^6 \text{ м/с}^2 < w < 5 \cdot 10^7 \text{ м/с}^2$) вполне достаточен для образования “вторичного” спектра капель, имеющих средние диаметры в интервале 0,1 ... 1,0 мкм.

Иерархия характерных времен развития основных процессов при дроблении капель во встречных факелах свидетельствует в пользу реализации столкновительного дробления, т.к. при их сравнении становится ясно, что последовательность протекания процессов позволяет гарантированно осуществить главный из них — дробление за счет вязкой неустойчивости жидкой поверхности, поскольку

$$\tau_4 < \tau_2 < \tau_3 < \tau_1$$

где $\tau_1 = 4d_0/(3c_x\gamma u_0)$, $\tau_2 = d_0/\gamma u_0$, $\tau_3 = 3d_0/(2\gamma u_0)$, $\tau_4 = 0,36d_0/\gamma u_0$, $\gamma = \rho'/\rho_0$ — характерные времена ускорения развития гидродинамической неустойчивости жидкой поверхности по Тейлору, развития критической деформации, установления погранслоя на поверхности капли и приведенная плотность соответственно.

Ожидаемый же средний размер капель “вторичной” дисперсии при столкновительном дроблении исходного (“первичного”) спектра крупных капель за счет гидродинамической неустойчивости их поверхности можно оценить с позиций ДАМА(СК)-анализа [7].

Существует альтернативная возможность оценить размер “вторичных” капель, образующихся в условиях критического дробления, воспользовавшись “критическим” числом Вебера We_c , которое определяет границу разрушения жировых шариков скоростным напором тормозящейся жидкости в момент деформации при столкновении встречных факелов.

Оставляя за рамками рассмотрения сложную стадию “первичного” дробления струи на капли за счет внутренних и внешних причин напомним, что в рамках модели тангенциального разрыва (ТР-модель) для случая $j=1$ с учетом волнового числа “дробящей” волны, полученной ранее [6],

$$k_j = \frac{\rho\gamma U_0^2}{2\sigma} + \sqrt{\left(\frac{\rho\gamma U_0^2}{2\sigma}\right)^2 + \frac{\rho w}{\sigma}} = \frac{We_0}{2d_0} [j + (1 + \Delta)^{1/2}]$$

и требований асимптотик используемой теории (для $\beta \ll 1$ или $\beta \gg 1$) связь среднего размера d_{II} вторичной дисперсии с размером d_0 “первичных” капель будет

$$\frac{d_0}{d_{II}} = \frac{3}{2\pi} We_0 [j + (1 + \Delta)^{1/2}] \approx We_0, \quad \Delta = 4Bo / (We_0)^2$$

Сравнение расчетного среднего размера “вторичной” дисперсии и среднего размера жировых шариков в гомогенизированном молоке дает хорошее совпадение в широком диапазоне изменения параметров гомогенизации и служит подтверждением ДАМА-теории, разработанной ранее [6, 7].

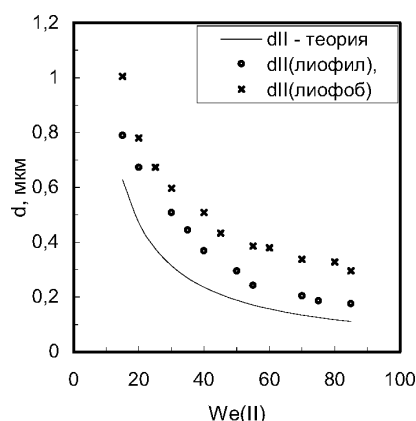


Рис. 1. Влияние режима дробления (число Вебера $We(II)$) на средний размер жировых шариков: 1 — расчет по ДАМА(СК)-теории [6, 7]; O и X — оценка по методике [10].

Качественный ход зависимости изменения размеров жировых шариков в гомогенизированном молоке от режима дробления совпадает с предсказаниями ДАМА-теории. Завышение экспериментальных результатов, наблюдаемое на рисунке 1, вызвано, скорее всего, систематической ошибкой, присутствующей при оценке [10] среднего размера шариков, из-за различного характера взаимодействия компонентов молока с лиофильной или лиофобной поверхностью подложки. При этом замечено, что определение среднего размера шариков на лиофобной поверхности дает меньшую относительную ошибку в сравнении с их размером на лиофильной поверхности (18% против 26% соответственно).

Экспериментальная часть

Эксперименты по изучению влияния условий противоточно-струйного дробления на качество гомогенизации сборного цельного молока были проведены в ТГАТА на установке, показанной на рисунке 2. Конструктивно установка состояла из двух основных блоков — подготовительного и рабочего.

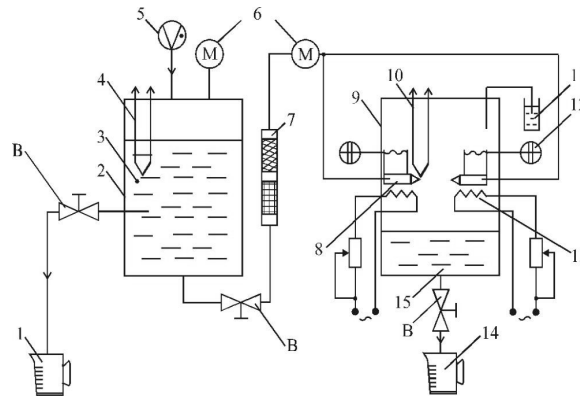


Рис. 2. Схема установки для гомогенизации молока: 1, 14 — мерные емкости для отбора проб; 2 — напорный бак; 3 — охлажденное молоко; 4, 10 — термопары; 5 — насос; 6 — манометры (М); 7 — фильтры механической очистки; 8 — распылительные форсунки; 9 — камера гомогенизации; 11 — моностаб; 12 — регулировочные винты; 13 — нагреватели; 15 — гомогенизированное молоко; В — вентили.

Подготовительный блок включал в себя напорный бак 2, в котором при температуре 14 ... 16 °С находилось сборное цельное молоко 3. Его температуру регистрировали термопарой 4, а давление в баке, создаваемое насосом 5, определяли при помощи манометра 6. Через вентиль В молоко из бака попадало на фильтры механической очистки 7, откуда направлялось в рабочий блок. Пробу для анализа молока и определения исходного дисперсного состава жировых шариков отбирали через вентиль В в мерную емкость 1.

Основным узлом рабочего блока являлась камера гомогенизации 9, в которой соосно друг против друга были установлены две калиброванные распылительные форсунки 8, взаимное расположение которых при необходимости можно было изменять регулировочными винтами 12. Распыление подаваемого молока осуществлялось с помощью форсунок под давлением, которое измерялось вторым манометром 6. Для поддержания постоянного давления в рабочей камере и сглаживания возможных пульсаций использовали моностабильный элемент 11. После распыления струи молока происходило вторичное дробление капель при столкновении встречных факелов. С целью улучшения условий дробления и для повышения дисперсности жирового компонен-

та температуру распыляемого молока повышали непосредственно перед форсунками при помощи нагревательных элементов регулируемой мощности 13. Температуру истекающего молока измеряли термопарой 10 и регистрировали самопишущим потенциометром ЭПП-09М (на схеме не показан). Тепловую мощность нагревателей подбирали, исходя из расхода молока. Их расположение, после ряда пробных экспериментов, признали оптимальным при установке на распылительные форсунки и часть примыкающего к ним молокопровода. Гомогенизированное молоко 15 собиралось в нижней части камеры, из которой затем отбирали пробы 14 для анализа качества гомогенизации.

Принятые рабочие параметры (диапазон изменения давлений в канале эмульсора $0,15 \text{ МПа} \leq \Delta p \leq 0,8 \text{ МПа}$ и диаметр канала сопла эмульсора $d_c \approx 5 \cdot 10^{-4} \text{ м}$) и физико-химические свойства цельного молока коров, определяемые при температуре 293 К [1] задают диапазоны характерных чисел Рейнольдса и Вебера. Так, для канала форсунки $1,65 \cdot 10^4 \leq Re_c = v_1^{-1} u \cdot d_c \leq 4,05 \cdot 10^4$, из чего ясно видно, что в канале сопла достигается значительная начальная турбулизации струи, способствующая дроблению её на капли при выходе из сопла. Для истекающей в воздух струи $5,50 \cdot 10^3 \leq Re_j = \rho \eta^{-1} u d_c \leq 1,35 \cdot 10^4$ и $36 \leq We_j = \rho u^2 d_c / \sigma \leq 216$, а для “первичной” фракции капель со средним размером d_o , определяемым начальной стадией инициированного дробления струи, т.е. $d_o/d_c \sim 1/\sqrt{Re_c}$, диапазон чисел Вебера $0,2 \leq We_o = \rho u^2 d_o / \sigma \leq 1,7$.

Средние физико-химические характеристики сырого цельного молока приняты с учетом их возможных колебаний. Плотность взята в пределах $1,019 \cdot 10^3 \dots 1,034 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$, причем, её увеличение при отстое объясняется удалением углекислого газа из объема, переходом жира в твердое состояние и идущей гидратацией белков. Динамическая вязкость молока, обусловленная фазовым состоянием его составных частей, размером и формой их частиц, в большей степени — жировых шариков, для сборного продукта $1,3 \cdot 10^{-3} \leq \eta, \text{ Па} \cdot \text{с} \leq 2,2 \cdot 10^{-3}$. Ее возрастание у гомогенизированного молока объясняется увеличением суммарной поверхности частиц при дроблении и присоединением мицелл казеина после диспергирования. При нагревании молока до 338 К его вязкость уменьшается вследствие разрушения конгломератов жировых шариков. При дальнейшем повышении температуры она продолжает снижаться из-за коагуляции сывороточных белков, осаждения солей и изменения структуры других белков. Поверхностное натяжение цельного молока колеблется в пределах $45,0 \leq \sigma, 10^{-3} \text{ Н/м} \leq 60,0$ (обычно принимается $\sigma \approx 49,0 \cdot 10^{-3} \text{ Н/м}$, но может сильно зависеть от концентрации составляющих в каждой серии исследуемого молока). У обезжиренного молока его величина $52,0 \leq \sigma, 10^{-3} \text{ Н/м} \leq 53,5$, у сычужной сыворотки — $51,0 \leq \sigma, 10^{-3} \text{ Н/м} \leq 52,0$, пахты — $39,0 \leq \sigma, 10^{-3} \text{ Н/м} \leq 40,0$, что свидетельствует о заметном влиянии жира и сывороточных белков на средний показатель поверхностного натяжения. Заметное снижение поверхностного натяжения, наблюдаемое в цельном молоке, объясняется наличием в молекулах липидов как по-

лярных группировок (-COOH, -OH и др.), так и неполярных углеводородных цепей, что делает их малорастворимыми в воде.

Эффективность гомогенизации определяли по методике [11].

Обсуждение результатов эксперимента

Результаты исследований гомогенизации с цельного сборного молока коров путем его диспергирования, представлены на рисунке 3, где представлены экспериментальные гистограммы распределения частиц по размерам, из которых видно, что гомогенизация молока путем дробления его жировых шариков противоточно-струйным способом чувствительна к динамическим условиям процесса. (избыточное давление на форсунке) и геометрии взаимного расположения распылительных форсунок в гомогенизаторе (расстояние между ними и соосность). Весьма показательным является сравнение распределения по размерам жировых шариков в исходном продукте и в гомогенизированном.

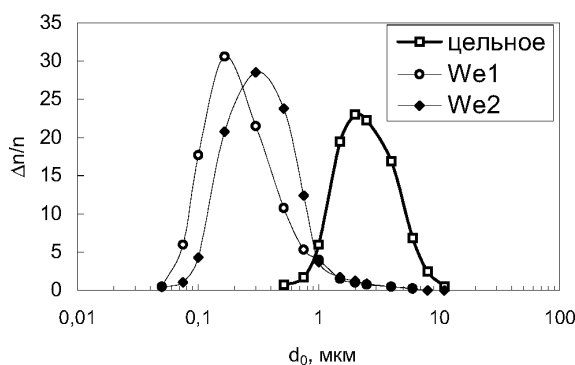


Рис. 3. Зависимость распределения по размерам жировых шариков от динамических условий распыления в цельном сборном (- -) и гомогенизированном молоке (-o- — при $We_1=162$, -♦- — при $We_2=74$)

Возрастание числа Вебера ведет к уменьшению среднего размера жировых шариков и, как следствие, к повышению коллоидной устойчивости полученной эмульсии, что неизбежно должно сказаться на повышении качества продукта. Полидисперсность ($\chi = \sigma / \langle d \rangle \geq 3.6$) жировых шариков в образовавшейся суспензии гомогенизированного молока свидетельствует о нестационарности условий дробления. Это может быть вызвано, по крайней мере, тем, что начало “вторичного” дробления определяется временем τ_w развития торможения, которое в условиях широты спектра “первичных” капель и различия локальных ускорений в любом мгновенном сечении двухфазного факела приводит к различным значениям волновых чисел неустойчивости для “первичных” капель даже одного размера.

Необходимо отметить, что за время τ_w нарастания неустойчивости, вызванной торможением, на каплях “первичного” спектра гарантировано реализуется “волновое” диспергирование, т.к. время τ_l развития тейлоровской неустойчивости заведомо меньше, т.е. $\tau_w/\tau_l \gg 1$. Это указывает на то, что лимитирующим механизмом процесса дробления будет неустойчивость, вызванная торможением при столкновении капель. Иными словами, любая исходная фракция первичных капель диспергируется при столкновении, как только для неё реализуется диапазон неустойчивых волновых чисел. Неограниченному “растягиванию” вторичного спектра капель препятствует, скорее, то, что реализуемый диапазон ускорений “выключает” из процесса дробления те сталкивающиеся капли, для которых условие неустойчивых волновых чисел не может реализоваться.

Выводы

В экспериментах получено, что качество гомогенизации молока, определяемое отстаиванием жира, существенно зависит от среднего размера жировых шариков в нем, и в значительной мере обусловлено величиной давления при распылении, диаметром форсунок и расстоянием между ними. Причем, найдено, что при малой производительности гомогенизатора уменьшать размер жировых шариков энергетически выгоднее за счет уменьшения диаметра сопла форсунки, а не повышения давления распыления.

Результаты дисперсного анализа показали, что средний размер жировых шариков в гомогенизированном молоке уменьшается в отдельных сериях экспериментов в 3,5 ... 7 раз по сравнению с исходным (0,56 мкм $<r_2 < 1,28$ мкм против 2,00 мкм $<r_0 < 7,85$ мкм) при незначительном уширении “гомогенизированного” спектра.

При этом показано, что при удачном выборе расстояния между распылительными форсунками (влияющего, кроме прочего, на угол раскрытия струй), средние размеры жировых шариков могут быть предсказаны в рамках ДАМА-модели для ТР-случая [6], что ранее было подтверждено экспериментально на ряде углеводов в широком диапазоне изменения их физико-химических свойств [7].

Литература

1. Барабанщиков Н.В. Молочное дело — М.: Колос, 1989. — 413 с.
2. Гордизиани В.С. Производство заменителей цельного молока. — М.: Агропромиздат, 1990. — 272 с.
3. Мецлер Д. Биохимия / в 3-х томах, пер. с англ. Т.1. — М.: Мир, 1980. — 408 с.
4. Луканина К. А. Протитечійно-струменева гомогенізація молока. // Харчова і переробна промисловість. — 1998, №8. — С. 34 — 37.
5. Дитятин Ю.Ф., Клячко Л.А., Новиков Б.В., Ягодкин В.И. Распыливание жидкостей. — М.: Машиностроение, 1977. — 208 с.

6. Асланов С. К. Кинетика дробления жидких частиц в потоке газа и теория детонации аэрозоля. — Киев: Ин-т геофиз. НАН Украины. Препринт. — 1996. — 41 с.
7. Aslanov S.K., Stroutchayev A.I., Kopyt N.Kh. Mechanism of Breaking Drops due to Viscous Hydrodynamic Instability // 7th European Symposium Particle Characterization “PARTEC’98”, Nuremberg-Germany, 10 — 12 March 1998 / Preprint III. — P. 889 -898.
8. Абрамович Г.Н. Теория турбулентных струй. — М.: Физматгиз, 1988. — 612 с.
9. Гонор А.Л., Рывкинд В.Я. Динамика капли. — М.: ВИНТИ, 1982 / Итоги науки и техники. Сер. Механика жидкости и газа. Т. 17. — С. 86 — 146.
10. Стручаев А.И., Стручаев Н.И. Оценка среднего размера жировых шариков гомогенизированного молока // Дисперсные системы. XX научн. конференция стран СНГ, 23-27 сент. 2002 г., Одесса, Украина / Тез. докл. — Одесса: Астропринт, 2002. — С.252 — 253
11. Стручаев А.И., Стручаев Н.И., Савенко Г.И., Копыт Н.Х. Оптимизация условий диспергирования молока при гомогенизации // *Оптимизация производственных процессов*, 2000. — Вып. 5. — С. 208 — 219.

О. І. Стручаєв, М. І. Стручаєв

**Диспергування молока при гомогенізації:
аналіз умов та експеримент**

АНОТАЦІЯ

Механізм диспергування крапель проаналізовано з позицій двоасимптотичної моделі подрібнення рідкої поверхні в'язкою гідродинамічною нестійкістю. Експериментально знайдено оптимальні умови подрібнення жирових крапель незбираного молока і підтверджена ефективність запропонованого способу гомогенізації.

Stroutchayev A. I., Stroutchayev N. I.

**A milk spraying at homogenization:
the analysis of conditions and experiment**

SUMMARY

The spraying mechanism of drops from positions biasymptotic model of dispersion of a liquid surface by viscous hydrodynamic instability is analyzed. The optimum conditions of splitting of drops of milk are experimentally found and the efficiency of the offered way of homogenization is confirmed.

В. М. Маренок, В. И. Склабинский

Сумский государственный университет

Вихревой псевдооживленный слой и его практическое применение

Приведено описание псевдооживленного вихревого слоя, возможной области его применения в современной химической промышленности для производства гранулированных продуктов из растворов. Рассмотрено несколько конструкций грануляторов, в которых применяется технология гранулирования в псевдооживленном вихревом слое. Приведены расчёты гидродинамики газового потока внутри аппарата при различных конструктивных особенностях газораспределительных устройств.

В современной химической, нефтехимической и других смежных отраслях промышленности всё большее распространение получают технологические процессы с применением псевдооживленного слоя сыпучего материала. К таким процессам можно отнести: сушку сыпучих материалов, процесс получения гранулированных продуктов из растворов и пульпы, проведение химических реакций между твёрдой и газовой фазой, между твердой и жидкой фазами и многое другое. В сравнении с аналогичным оборудованием аппараты псевдооживленного слоя имеют неоспоримые преимущества, такие как меньшая материалоемкость, большая интенсивность протекающих в них процессов массо и теплообмена, меньшие габариты, сравнительно низкие затраты на изготовление и эксплуатацию и т.д. [1,2]. Эти факторы делают использование аппаратов с псевдооживленным слоем в малотоннажных производствах особо привлекательным.

Рассмотрим применение аппаратов с псевдооживленным слоем для получения гранулированных продуктов. В настоящее время украинские предприятия химической промышленности, производящие гранулированные продукты из растворов, в основной своей массе используют грануляционные башни. Характерными чертами грануляционного оборудования башенного типа является: высокая стоимость и сложность изготовления и обслуживания, большие габариты, сравнительно низкая удельная производительность [1,2]. Строительство новых малотоннажных предприятий по производству гранулированных продуктов с применением грануляторов псевдооживленного слоя, а также капитальный ремонт и модернизация уже существующих производств, с заменой отработавших свой ресурс грануляционных башен грануляторами псевдооживленного слоя, позволит снизить затраты на изготовление оборудования, его эксплуатацию, ремонт и утилизацию.

Одним из недостатков аппаратов с псевдооживленным слоем является низкая стабильность самого слоя в широком диапазоне изменения нагрузок по жидкой, твёрдой и газовой фазам, что соответственно ведёт к сложности управления и регулировки этих аппаратов [3-5]. Частично эти проблемы возможно решить при применении аппаратов с вихревым псевдооживленным слоем. Закрутка газового потока внутри корпуса аппарата позволяет повысить стабильность псевдокипящего слоя, упростить управление и регулировку такого аппарата в сравнении с обычным аппаратом псевдооживленного слоя. Это происходит за счёт того, что на частицы, находящиеся во взвешенном состоянии, действует поле центробежных сил, что в свою очередь приводит к уменьшению влияния факторов, дестабилизирующих псевдокипящий слой. К таким факторам относятся локальные перепады давления, и локальные изменения порозности слоя, возникновение воздушных пузырей и т.д.

Возможно также применение аппаратов с вихревым псевдооживленным слоем для получения гранулированных продуктов с особыми свойствами, таких как пористая аммиачная селитра. В сравнении со способом получения пористой аммиачной селитры в грануляционных башнях, применение аппаратов с вихревым псевдооживленным слоем позволяет получать гранулы продукта с достаточными гигроскопическими и механическими свойствами без применения специальных добавок, которые снижают потребительские качества пористой аммиачной селитры.

Разработана конструкция вихревого гранулятора [6], в котором применён закрученный осесимметричный псевдооживленный слой. Также особенностью данного аппарата является организация внутренней циркуляции ретур. Принципиальная схема аппарата приведена на рисунке 1.

Гранулятор представляет собой аппарат цилиндрической формы с коническим днищем. Внутри цилиндрического корпуса установлен, так называемый, внутренний конус, который и является рабочей зоной аппарата. Между корпусом и внутренним конусом образовывается кольцевое пространство. Для введения раствора в аппарат применяется пневматическая форсунка с дефлектором, который служит для оптимизации формы и размеров факела распыла. В штуцер А подаётся подогретый воздух, являющийся оживляющим и одновременно сушащим агентом. Воздух проходя по воздуховоду попадает под распределительное устройство, необходимое для выравнивания газового потока и его закрутки. Отработанный воздух отводится через патрубок Ж. Раствор подаётся в штуцер Г и при помощи сжатого воздуха, подаваемого в штуцер В, распыляется в рабочую зону аппарата, где газовым потоком ему сообщается вихревое движение. Раствор попадает на ретур и кристаллизуется. Гранулы, достигшие необходимого размера, под действием силы тяжести опускаются вниз и отводятся через разгрузочное устройство Д. Мелкие гранулы газовым потоком выносятся из рабочей зоны и попадают в сепарационное пространство, откуда. Там они под действием

центробежных сил относятся к стенке корпуса и под действием сил тяжести сползают по кольцевому пространству в днище гранулятора. В нижней части днища аппарата установлен инжектор И, служащий для возвращения мелких гранул в рабочую зону гранулятора по центральной трубе.

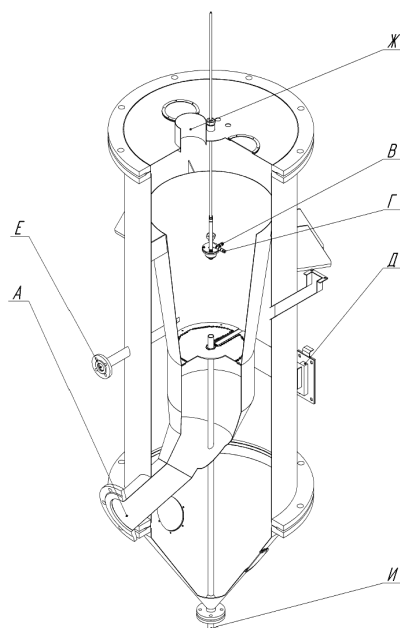


Рис. 1. Вихревой гранулятор

В Сумском государственном университете, на кафедре “Процессы и оборудование химических и нефтехимических производств” разработан и изготовлен опытный образец вихревого гранулятора. На этом образце вихревого гранулятора предусмотрено применение нескольких способов организации закрутки газового потока: за счёт специальной конструкции газораспределительного устройства, за счёт тангенциального ввода воздуха в рабочую зону через патрубок Е.

Исследование гидродинамики газового потока внутреннего пространства вихревого гранулятора представляет не только научный, но и практический интерес. Расчёт гидродинамики газового потока является весьма сложной задачей, но можно произвести расчёт отдельных элементов вихревого гранулятора, что позволяет определить необходимые геометрические параметры внутреннего конуса гранулятора, сепарационного пространства, а также выбрать оптимальную конструкцию завихрителя.

Анализ теоретических и экспериментальных данных позволил сделать выводы, что для описания гидродинамики рабочего пространства вихревого гранулятора можно применить математическую модель, в основе которой лежит уравнение Навье-Стокса для сжимаемых жидкостей при дозвуковых скоростях газового потока и любом изменении плотности [7-9]. Решение этого уравнения производится конечно-объёмным методом при использовании прямоугольной адаптивной сетки с локальным измельчением. Алгоритм решения такой задачи реализован в программном продукте FlowVision2003 demo. Для моделирования гидродинамики внутреннего конуса вихревого гранулятора были проведены предварительные расчёты для определения граничных условий на стенке, входе и выходе с расчётной области, была создана твёрдотельная трёхмерная модель рабочего пространства гранулятора для различных вариантов газораспределительных устройств.

Трёхмерная твёрдотельная модель, задающая геометрию течения внутри конуса приведена на рисунке 2

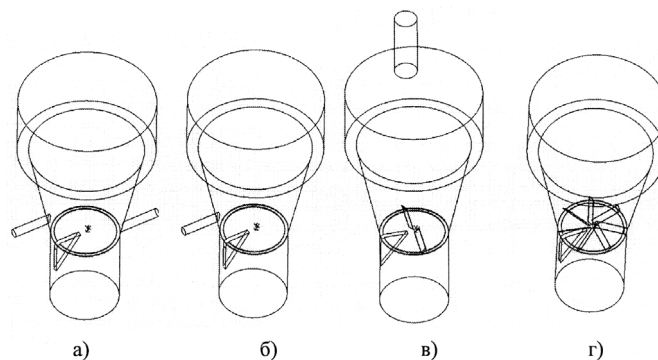


Рис. 2. Расчётная область вихревого гранулятора

С учётом результатов проведённых расчётов был произведён анализ различных вариантов устройств обеспечивающих закрутку потока: тангенциальный подвод воздуха через два патрубка (рисунок 2 а); тангенциальный подвод воздуха через один патрубок (рисунок 2 б); закрутка потока газораспределительным устройством с двумя наклонными лопатками (рисунок 2 в); закрутка потока газораспределительным устройством с 7 наклонными лопатками.

Наиболее объективно характеризует работу устройства для закрутки воздушного потока окружная скорость воздуха в поперечном сечении аппарата. Окружная скорость газового потока в поперечном сечении аппарата для варианта с тангенциальным подводом воздуха через один и два патрубка приведена на рисунке 3 в виде векторного поля.

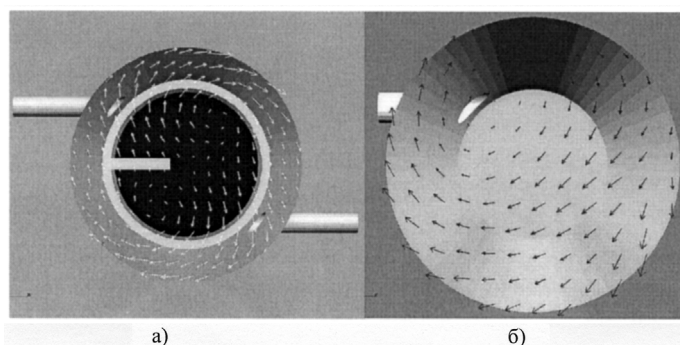


Рис. 3. Векторное поле окружной скорости газового потока в поперечном сечении вихревого гранулятора.
 а) с двумя тангенциальными вводами воздуха на закрутку;
 б) с одним тангенциальным вводом.

Как видно из рисунка 3а, при одном тангенциальном патрубке для ввода воздуха на закрутку псевдооживленного слоя наблюдается асимметричность потока. Такая структура потока внутри рабочей области вихревого гранулятора приводит к асимметричности псевдооживленного слоя, что в свою очередь ведёт к неравномерному распределению твёрдых частиц внутри рабочего конуса. Это негативно сказывается на стабильности слоя, и приводит к неравномерному распределению распыляемого раствора на ретур, что снижает качество получаемого продукта. Увеличение числа тангенциальных патрубков до двух приводит к более равномерному, с точки зрения симметричности потока, течению (рисунок 3 б), но происходит образование двух вихрей в центральной области рабочей зоны гранулятора. При таком способе закрутки псевдооживленный слой становится более стабильным на периферии, и менее стабильный в центральной области рабочего конуса. Такое воздействие ухудшает равномерность распределения ретура, который подаётся по центральной трубе, что приводит к снижению качества получаемого продукта.

Векторное поле для окружных скоростей газового потока, при применении газораспределительных устройств, закручивающих воздушный поток, приведена на рисунке 4

Рассмотрев результаты расчетов, для различных способов закрутки псевдооживленного слоя, можно сделать вывод, что наиболее равномерная закрутка вихревого слоя, без образования асимметричных вихрей, получается при применении завихрителя с лопатками (рисунок 4). Вариант завихрителя с двумя наклонными лопатками даёт неравномерное поле окружной скорости по сечению аппарата (рисунок 4а). Применение такого завихрителя даёт неустой-

чивый псевдокипящий слой. Наиболее равномерное поле окружных скоростей получается при установке завихрителя с несколькими наклонными лопатками (рисунок 4б). Причём, равномерность окружной скорости потока увеличивается при увеличении числа наклонных лопаток завихрителя.

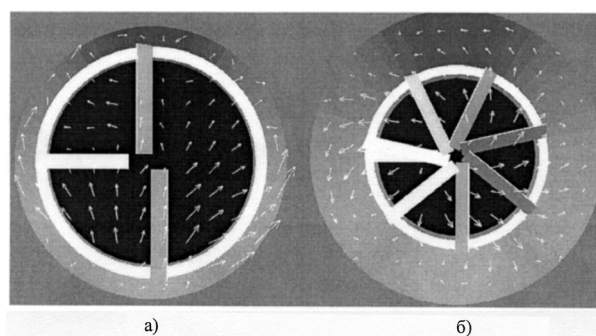


Рис. 4. Векторное поле окружной скорости газового потока в поперечном сечении вихревого гранулятора при применении завихрителей.
 а) с двумя наклонными лопатками;
 б) с семью наклонными лопатками.

Также на основе вышеуказанной математической модели можно получить результаты расчёта гидродинамики других частей вихревого гранулятора, что позволяет определить оптимальную конфигурацию и размеры сепарационной зоны, газоведа и других параметров гранулятора такой конструкции.

Литература

1. Генералов М.Б., Классен П.В., Степанова А.Р., Шомин И.П. Расчёт оборудования для гранулирования минеральных удобрений М.:Машиностроение, 1984. — 192 с., ил.
2. Кочетков В. Н. Гранулирование минеральных удобрений. М.: Химия, 1975. — 244 с.
3. Разумов И.М. Псевдооживление и пневмотранспорт сыпучих материалов М.: Химия, 1972. — 240с.
4. Гельперин Н.И., Айнштейн В.Г., Кваша В.Б. Основы техники псевдооживления М.: Химия, 1967. — 664с.
5. Псевдооживление . под ред. И. Девидсона и Д. Харрисона. Пер. с англ.. В.Г. Айнштейна, Э.Н.Гельперина, В.Л.Новобратского под ред.. проф. Н.И. Гель перина. М.: Химия 1974. — 728с.
6. Деклараційний патент на винахід №2003109471 Спосіб гранулювання рідкого матеріалу і пристрій для його здійснення/ Склабінський В.І., Маренок В.М., Кочергин М.О.

7. Андерсон Д., Таннехилл Дж., Плетчер Р. Вычислительная гидромеханика и теплообмен: В 2х томах: Пер. с англ. — М.: Мир, 1990.
8. Флетчер К. Вычислительные методы в динамике жидкостей: В 2х томах: Пер. с англ. — М.: Мир, 1991.
9. Kochevsky A. N. Numerical Investigation of Swirling Flow in Annular Diffusers With a Rotating Hub Installed at the Exit of Hydraulic Machines // Transactions of the ASME, Journal of Fluids Engineering — September 2001. — Vol. 123, Issue 3. — P.484-489

В. М. Маренок, В. И. Склабинский

Вихревой псевдооживленный слой и его практическое применение

АНОТАЦІЯ

Наведено опис псевдозрідженого вихрового шару, можливої області його застосування в сучасній хімічній промисловості для виробництва гранульованих продуктів з розчинів. Розглянуто кілька конструкцій грануляторів у яких застосовується технологія гранулювання у псевдозрідженому вихровому шарі. Наведені розрахунки гідродинаміки газового потоку усередині апарата при різних конструктивних особливостях газорозподільних пристроїв.

В. М. Маренок, В. И. Склабинский

Вихревой псевдооживленный слой и его практическое применение

SUMMARY

The description false boiling a vortex band, possible area of its application in the state-of-the-art chemical industry for manufacture of the grained products from solutions is instanced. Some designs of grain mills in which surveyed is applied production engineering of a graining in a false boiling vortex band. Paper contains also calculations of fluid dynamics of a gas stream inside the apparatus at various design features of devices of distribution of gas.

С. С. Михайловский*, **М. В. Опря****,
А. А. Эннан**, **С. М. Контущ*****

**Одесский государственный экологический университет*

***Физико-химический институт защиты окружающей среды и человека,
г. Одесса*

****Одесская государственная академия холода*

Исследование коагуляции сварочного аэрозоля в газовой транспортной среде

Представлены результаты экспериментального исследования динамики формирования твердой составляющей сварочного аэрозоля в транспортной среде. Проведено исследование влияния на процессы коагуляции различных режимов горения сварочной дуги. Впервые обнаружены и проанализированы особенности динамики дисперсного состава сварочного аэрозоля.

Введение

В процессе сгорания электродов в сварочной дуге в окружающую атмосферу интенсивно поступают выбросы в твердом и газообразном состоянии. Твердая составляющая сварочного аэрозоля (ТССА) исследовалась в различных работах в двух направлениях, а именно, проводился анализ первичных твердых частиц, образованных непосредственно в сварочной дуге. [1] или рассматривалась агломерация ТССА на различных фильтрующих устройствах [2]. При этом частицы ТССА, взятые для исследования, в данных двух случаях отличаются физическими свойствами.

Так, согласно работам [1,2], физико-химические процессы, ответственные за формирования первичных частиц, реализуются в окружении сварочной дуги по радиусу не более 15-20 см. Из данной области возникает поток полидисперсных первичных твердых частиц различного состава. Из окружающей атмосферы первичные частицы интенсивно адсорбируют молекулы газов и водяной пар. При наличии перемешивания в потоках в дальнейшем формировании частиц ТССА доминирующая роль принадлежит инерционным механизмам взаимодействия и коагуляции. При этом, чем больше различия в размерах исходных частиц и чем выше их относительные скорости, тем выше скорости коагуляции [3]. В потоках полидисперсных первичных частиц существуют как металлические дендриты, так и оксидные образования, обладающие развитой поверхностью для взаимодействия. В процессе коагуляции и объединения изменяются не только дисперсный состав среды, но и определенные физические характеристики новых образований.

Например, в случае, когда металлические дендриты объединяются с частицами оксидов, образуются аэрозольные частицы с новыми характеристиками, в частности, по плотности и свойствам электропроводности.

Таким образом, в отличие от явлений формирования пылевых образований или дымов, частицы сварочного аэрозоля обладают особенностями динамики формирования первичных выбросов в частицы ТССА в газоходах и последующей агломерацией их на фильтрах.

Целью данной работы является исследование особенностей процессов коагуляции сварочного аэрозоля в газовой транспортной среде и влияние на них параметров сварочного процесса. Для этого была разработана специальная экспериментальная методика оценок параметров частиц ТССА. На основе репрезентативных проб аэрозоля, взятых одновременно в двух точках потока, при помощи сравнительного анализа были выделены процессы, связанные с коагуляцией частиц ТССА в газовых потоках.

1. Методика эксперимента

Методически подход к исследованию аэрозольных частиц состоит из двух этапов:

1. получения репрезентативных проб
2. анализ препарата пробы в измерительном объеме соответствующих приборов.

Пробы частиц ТССА, взятые для исследования посредством осаждения на фильтрах после процесса агломерации, не пригодны для изучения явления коагуляции аэрозольных частиц в газовых потоках. Кроме того, при установлении репрезентативности проб ТССА необходимо также учитывать, что анализируемые состояния твердых частиц не должны подвергаться изменению в процессе исследования. В данном случае к таким состояниям относятся физический состав отдельно взятых частиц, дисперсный состав массива частиц, а также свойства, связанные с адсорбированием на поверхностях ионов газовой среды (свободных зарядов). Для достижения неизменности и стабильности указанных свойств частицы ТССА в пробе должны быть изолированы от взаимодействия с окружающей газовой средой, а также от механического инерционного взаимодействия между собой. В работе [5] предложен и описан метод получения пробы ТССА, удовлетворяющей перечисленным выше требованиям. Эта методика использовалась в настоящей работе.

Независимо от времени и места отбора пробы ТССА, препараты, взятые для исследования, в исходном состоянии представляют собой однородную систему твердых частиц, взвешенных в масляной среде, или гидрозоль. Масляная среда обеспечивает эффект “капсуляции” или изоляции индивидуальных свойств каждой частицы с момента взятия пробы ТССА. Соотношение удельных плотностей твердых частиц и масла таково, что в экспериментах прослеживается седиментация частиц в широком диапазоне размеров от величин менее 1 мкм до 100 мкм .

Согласно закону Стокса [6] при седиментации в случае установившегося равномерного движения, а также в известном приближении малой длины свободного пробега молекул в среде масла, между скоростью и параметрами системы гидрозоля существует следующая зависимость:

$$V_s = \frac{2r^2 g \gamma}{9\eta} \quad (1)$$

где $V_s(r, \gamma)$ — скорость равномерного движения под действием силы тяжести, g — ускорение; r — эффективный гидродинамический размер частицы; η — параметр вязкости среды; γ — разность между удельными плотностями твердых частиц и жидкой среды.

Соотношение Стокса применяется во многих случаях для количественного анализа дисперсности состава частиц по размерам. При анализе частиц гидрозоля и использовании формулы (1) в данной работе необходимо учесть, что в исследуемых пробах ТССА частицы могут обладать различными удельными плотностями — от плотности металла сварочных электродов до плотности различных оксидов и их агрегатов. Кроме того, в пробах ТССА реализованы случайные наборы частиц с различными размерами. Случайный процесс формирования размера частиц является стохастически независимым от случайного процесса распределения состава или плотности частиц. Это означает, что величина γ в формуле (1) случайная величина, статистически независимая от случайной величины размера r . В итоге результат совместного процесса установления скорости равномерного движения $V_s(r, \gamma)$ можно оценить как суперпозицию двух одновременных независимых случайных величин, характеризующих размер r и плотность исследуемого массива частиц. Поэтому, для функции распределения плотности вероятности экспериментально измеряемой случайной величины $V_s(r, \gamma)$ следует ожидать особенностей, например, мультимодальности.

В данной работе также используется метод качественной оценки наличия в исследованных пробах ТССА частиц нескольких сортов, например, металлов и оксидов. Разделение двух сортов частиц основывалось на различии электрических свойств проводников (металлических частиц) и диэлектриков (частиц окислов).

Известно, что во внешнем электрическом поле частицы, не обладающие электрическим зарядом, поляризуются, т.е. приобретают наведенный дипольный момент. Скорость дрейфа поляризованной аэрозольной частицы в неоднородном статическом электрическом поле зависит от величины наведенного дипольного момента и от степени неоднородности внешнего электрического поля. Когда электрическая сила, действующая на частицу, равна силе стоксовского сопротивления среды, наблюдается равномерное

движение дипольных частиц, скорость которого определяется следующим соотношением [7]

$$V_E = \chi \frac{2r_c^2}{3\eta} \cdot E \frac{dE}{dx}, \quad (2)$$

где $E(x)$ — напряженность внешнего электрического поля вдоль направления движения x , χ — коэффициент, зависящий от формы и от диэлектрической проницаемости вещества частицы; r_c — стоксовский гидродинамический размер обтекания частицы в среде с вязкостью η . Причем, в случае проводящих несферических аэрозольных частиц из-за наличия индуцированных поверхностных свободных зарядов этот размер в формуле (2) соответствует минимальному геометрическому размеру частицы, а для диэлектрических частиц он совпадает с размером в формуле (1). По этой причине и из-за различия коэффициентов χ величины скоростей движения проводящих и непроводящих частиц будут отличаться друг от друга. Отметим, что выражение (2) записано для электрического поля, направленном ортогонально полю тяжести, поэтому скорость движения не зависит от удельной плотности частиц.

Для иллюстрации развитых выше представлений были проведены модельные эксперименты.

2. Обсуждение результатов модельных экспериментов.

Модельные эксперименты были проведены на образцах частиц, свойства которых априори известны, и поведение которых в седиментационной камере и в неоднородном электростатическом поле можно было бы качественно предсказать. Для модели взяты диэлектрические частицы латекса и проводящие частицы графита.

В исходном состоянии монодисперсные частицы латекса диаметром 0,25 мкм коагулируют, образуя агрегаты произвольных случайных размеров. Такие агрегаты латекса вводились в среду трансформаторного масла. Таким образом, механически создавались модельные пробы взвеси диэлектрических частиц с однородной удельной плотностью и разными размерами от 0,25 мкм и выше. Аналогичные операции проводились с порошком графита для изготовления проб гидрозоля с проводящими твердыми частицами разного размера.

Для модельных проб в отдельности проводились измерения скоростей седиментации частиц в среде масла $V_S(r, \gamma)$, а также измерения скорости дрейфа в неоднородном поле электростатической ячейки $V_E(r, \chi)$. Схема экспериментальной установки приведена в [5]. Статистическая обработка результатов измерений проводилась на массиве из независимых измерений

для числа частиц $N = 500$. Для анализа и сопоставления экспериментальных результатов измерений строились гистограммы. Величина шага гистограммы h ограничена погрешностью измерения, которая составляла порядка 0,5% от всего диапазона измеренных скоростей. По вертикали представлена нормированная частота появления частиц $f = n/N \cdot h$ где n число частиц со скоростью движения в интервале $V \pm 0,5h$. Скорость V соответствует обратному времени прохождения частицы между метками оптической системы и также является нормированной величиной. В методе построения гистограмм отображена оценка эмпирической дифференциальной функции распределения вероятности наблюдаемых случайных величин скоростей.

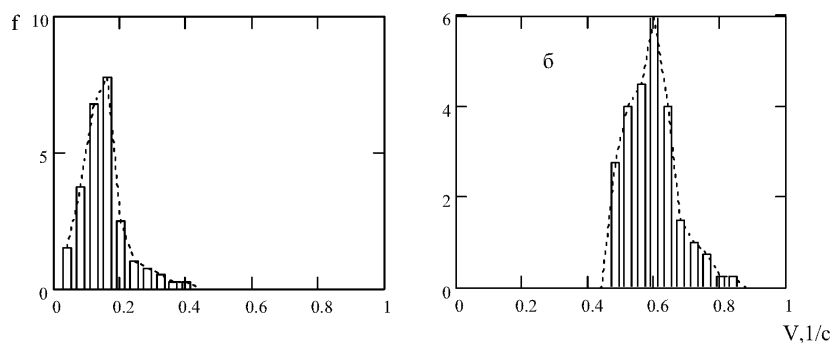


Рис. 1. Распределение частиц латекса (а) и графита (б) по скоростям в седиментационной камере

На рис.1,а,б представлены результаты измерений скоростей седиментации частиц для двух проб: рис.1,а — гистограмма для пробы с частицами латекса, рис.1,б — гистограмма для пробы с частицами графита. Из рисунков видно, что оба распределения идентичны, характеризуются некоторым наиболее вероятным значением скорости, которое позволяет найти по формуле (1) и наиболее вероятный размер частиц. Для этого нужно учесть значение \mathcal{U} , которое постоянно для всех частиц одной пробы и разное для латекса и графита. В результате спектр скоростей графита сдвинут в область больших скоростей.

Полученная методом интерполяции эмпирическая кривая распределения плотности вероятности для скорости седиментации (пунктирная линия на рис.1), сходна с лог-нормальным типом распределения плотности вероятности.

Далее были проведены измерения скоростей дрейфа частиц для двух модельных проб в неоднородном статическом электрическом поле. В конструкции электростатической ячейки предусмотрена электрическая изоляция электродов, чтобы исключить перезарядку частиц на электродах. Предва-

рительно проводились наблюдения за поведением частиц при изменении знака полюсов приложенного к электродам напряжения. Обнаружено, что изменение направления электрического поля в ячейке не приводит к изменениям направления и скорости дрейфа частиц, что свидетельствует о том, что частицы латекса и частицы графита в модельных пробах в состоянии гидрозоля не обладают электрическим зарядом или собственным дипольным моментом. В неоднородном электрическом поле электростатической ячейки модельные пробы частиц взвеси ведут себя подобно свободным индуцированным электрическим диполям различной формы. Результаты статистической обработки измерений скорости дрейфа частиц в неоднородном электростатическом поле представлены на рис.2,а,б.

Из сравнения рис.2,а и рис.2,б видно, что характер спектра распределения скоростей дрейфа в электрическом поле существенно различается для частиц латекса и частиц графита. Для диэлектрических частиц (рис.2,а) характерна форма компактной непрерывной кривой спектра, для которой можно указать наиболее вероятные осредненные значения скорости. Для случая проводящих частиц наблюдаются разряженные максимумы, где выделяются некоторые характерные значения скоростей (рис.2,б). Данное явление обусловлено существенно несимметричной формой проводящих частиц в отличие от шарообразных частиц латекса. В электростатическом поле проводящие частицы ориентируются в направлении градиента поля стороной с наибольшим дипольным моментом, т.е. наибольшей длины.

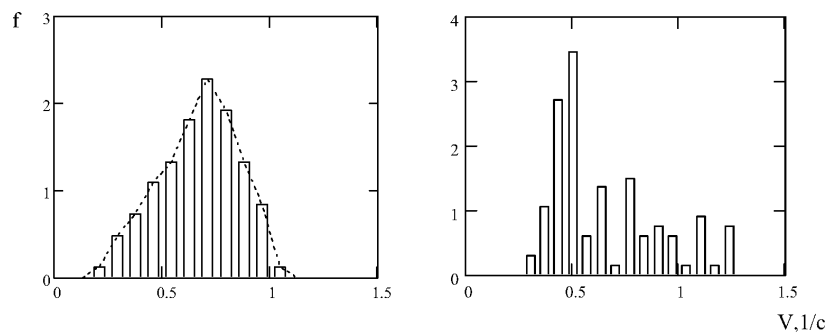


Рис. 2. Распределение частиц латекса (а) и графита (б) по скоростям в электростатической камере

Таким образом, для определенных групп частиц формируется характерный близкий гидродинамический параметр обтекания r_c .

Например, в случае пластинчатой или игольчатой формы частиц скорость дрейфа в данной группе мало отличается друг от друга. В результате, при статистической обработке измерений получаются гистограммы с отдельными выбросами и провалами.

Продоланный анализа модельных экспериментов позволяет объяснять результаты решения обратной задачи, когда исследуется априори неизвестный дисперсный состав разного сорта частиц, в том числе содержащих металлические и диэлектрические включения.

3. Обсуждение результатов исследований ТССА

3.1. При получении проб частиц ТССА поддерживались стационарные условия проведения эксперимента. Свойства первичных частиц сварочного аэрозоля зависят от тока в сварочной дуге, состава электрода и его скорости сгорания [1]. Во всех экспериментах поддерживалась одинаковой скорость эвакуации выбросов от источника в отводном канале. Одновременно на фиксированных расстояниях от источника в канале из потока газовой смеси ТССА берутся две пробы [5]. Для сравнительного анализа одна из проб принималась в качестве исходной или опорной, тогда как проба, полученная на удалении, отражает временные динамические процессы изменения ТССА.

3.2. На рис.3,а,б представлены экспериментальные результаты анализа дисперсии скоростей седиментации частиц в двух пробах ТССА при токе горения дуги $I=100\text{A}$. Опорная проба получена на расстоянии 50 см, а удаленная проба взята одновременно на расстоянии 150 см от сварочной дуги.

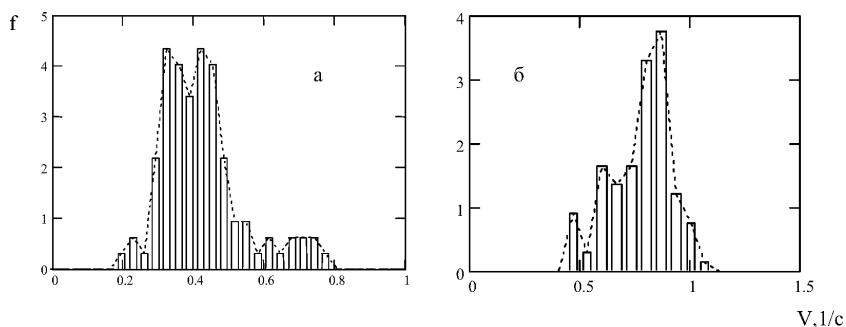


Рис. 3. Распределение частиц ТССА, по скоростям в седиментационной камере. (а) — расстояние от дуги 50 см, (б) —150 см. Ток 100А.

Из рис.3.а видно, что эмпирическая кривая распределения скоростей имеет два максимума, т.е. является бимодальной.

Относительно медианы спектр можно разделить на легкую компоненту с меньшей скоростью и на тяжелую компоненту с большей скоростью. Можно предположить, что более легкая компонента соответствует массе оксидных частиц, тогда как более тяжелая компонента соответствует преимущественно металлическим частицам или кристаллам металла.

В процессе движения данных частиц в воздушном потоке развиваются

процессы коагуляции ТССА. Можно предположить, что данные процессы протекают по разному для двух компонент ТССА. Например, оксидные частицы, благодаря развитой поверхности, при взаимодействии будут легче объединяться друг с другом или с захватом металлических дендритов, чем будет происходить объединение между игольчатыми кристаллами металла. Данное предположение подтверждается при анализе спектра скоростей для удаленной пробы (см. рис.3,б).

Сравнение рис.3,а и рис.3,б показывает, что в результате коагуляции в спектральном распределении изменилось соотношение между максимумами или массивами легкой и тяжелой компоненты в сторону уменьшения числа легких частиц. Как видно из рисунков, в результате коагуляции в массе ТССА средний размер частиц возрастает. Эмпирическая кривая спектра, полученная для удаленной пробы, смещена в большие значения скоростей по сравнению с аналогичной кривой для исходной пробы. Однако разделение массива на относительно легкую компоненту и тяжелую остается. Обе кривые имеют два максимума или бимодальны. Можно предположить, что тяжелую компоненту составляют частицы, содержащие металлические включения или захваченные дендриты металла. При этом в процессе коагуляции количество легких частиц, составленных из диэлектрических оксидов, уменьшается.

3.3 Для двух анализируемых выше проб ТССА проводились исследования дисперсии скоростей дрейфа в неоднородном электрическом поле. Полученные результаты представлены на рис.4.,а,б.

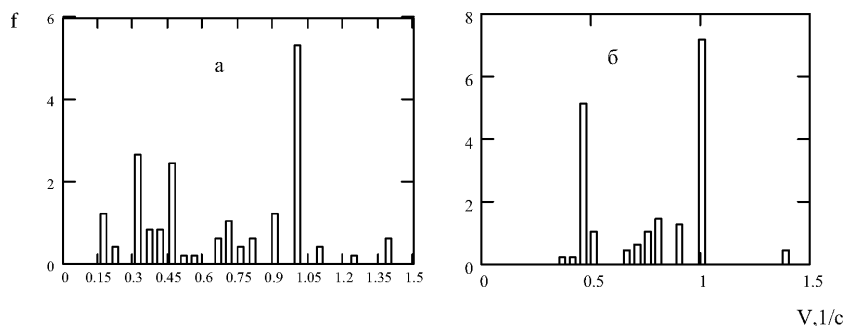


Рис. 4. Распределение частиц ТССА, по скоростям в электростатической камере. (а) — расстояние от дуги 50 см, (б) — 150 см. Ток 100А.

Видно, что характер эмпирических спектров скоростей относится к типу, наблюдаемому для проводящих частиц в модельном эксперименте (см. рис.2,б) В вязкой среде масла игольчатые металлические кристаллы и пластинчатые дендриты выстраиваются вдоль электрического поля наибольшими размерами. Образуется дискретный набор характерных форм-факторов

обтекания в соотношении (2). Поэтому в данной ситуации в эксперименте наблюдается прореженный вид гистограмм спектра скоростей дрейфа.

Проведем сравнительный анализ рис.4,а и рис.4,б. Процессы коагуляции в потоке создают предпосылки укрупнения частиц с металлическими включениями. При этом должно происходить выравнивание форм-факторов новых образований. Поэтому на рис.4,б наблюдается спектр гистограмм, содержащий меньше выбросов, чем на рис.4,а.

3.4. Экспериментально исследовалось влияние величины тока горения сварочной дуги на образование первичных выбросов и динамику коагуляции ТССА. Для это проводился сравнительный анализ исходных и удаленных проб ТССА для токов горения 100А и 300А при всех прочих неизменных условиях эксперимента. Следует ожидать, что изменение режима горения от 100А к току 300А приведет к изменению дисперсного состава частиц ТССА и смещению баланса между металлическими и оксидными компонентами. На рис.5,а,б представлены результаты обработки дисперсии скоростей седиментации частиц исходной и удаленной проб, полученных при токе горения 300А.

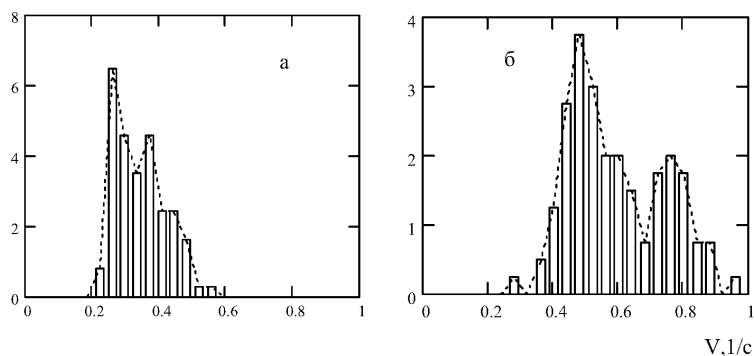


Рис. 5. Распределение частиц ТССА, по скоростям в седиментационной камере. (а) — расстояние от дуги 50 см, (б) — 150 см. Ток 300А.

Сравнительный анализ рис.5,а,б с рис.3,а,б показывает, что при увеличении тока сгорания электрода до 300А увеличивается выброс частиц малых размеров легкой составляющей массива. Поэтому спектр на рис.5,а смещен в область малых скоростей по сравнению с аналогичным спектром на рис.3,а (при токе 100А.). Эмпирическая кривая распределения спектра бимодальна. Согласно соотношению максимумов, наблюдается увеличение легкой компоненты по сравнению с тяжелой компонентой массива. Наблюдаемое разьединение мод спектра на рис.5,а в отличие от рис.3,а можно объяснить тем, что второй максимум в спектре на рис.5,а соответствует вкладу массива тяжелых металлических кристаллов. Анализ дрейфа в электричес-

ком поле показывает наличие металлической компоненты ТССА. Размер образованных первичных кристаллов и дендритов может быть таким же, как и в случае тока сгорания 100 А. Образование кристаллографической формы зависит только от природы вещества.

В случае увеличения температуры сгорания электрода количество сформированных кристаллов не может быть больше, тогда как число частиц окислов может увеличиться, а размер их уменьшиться при возрастании температуры и скорости протекания реакции при токе 300 А.

Результаты исследования удаленной пробы ТССА на рис.5,б представляют дальнейшее развитие процесса коагуляции частиц в потоке ТССА. Коагуляция происходит более интенсивно для тех частиц, которые содержат в себе металлические включения. По-видимому, кристаллы металла и дендриты укрепляют структуру агрегатов частиц, состоящих из двух сортов первичных образований.

Заключение

В данной работе развивается один из возможных подходов к экспериментальному исследованию дисперсных свойств аэрозольных твердых частиц, подверженных динамическим процессам коагуляции. В отличие от методов, основанных на анализах сильно разбавленных проб [1] или осадков на фильтрах [2], в данной работе используется метод “капсулирования” частичек неразбавленной пробы аэрозоля в вязкой смачивающей среде трансформаторного масла. Показано, что инструментом для исследования данных проб может быть классическая седиментационная камера, оснащенная современными средствами регистрации. Результат измерения в данной камере представляет собой спектр распределения скоростей седиментации частичек в среде пробы. При этом предлагается расширить информативность метода совместными измерениями спектров скоростей частичек, которые индуцируются в камере неоднородным электростатическим полем. Предлагаемая методика применена к исследованию твердых аэрозольных частиц сварочного аэрозоля. В результате были обнаружены и проанализированы особенности динамики дисперсных составов ТССА. Было показано, что в среде частиц ТССА необходимо различать диэлектрические и проводящие компоненты. Две системы статистически независимых первичных частиц совместно формируют массив с бимодальными статистическими характеристиками размеров коагулирующих агрегатов. Анализ дисперсионных кривых распределения скоростей седиментации и скоростей в электрическом поле позволяет получить информацию о влиянии условий образования первичных выбросов на образование системы частиц ТССА. Разработанная инструментальная и аналитическая методика может использоваться для исследования процессов улавливания и осаждения твердых аэрозольных частиц при различных методах фильтрации.

Литераура

1. **Zimmer A.T., Baron P.A., Bismas P.** The influence of operating parameters on number-weighted aerosol size distribution generated from a gas metal arc welding process //Journal of Aerosol Science. — 2002. — V. 33. — P. 519–531.
2. **Эннан А.А.** Физико-химические основы улавливания, нейтрализации и утилизации сварочных аэрозолей //Труды I Международной научно-практической конференции “Защита окружающей среды, здоровье, безопасность в сварочном производстве”. — 2002. г. Одесса. — с.10-37.
3. **Волощук В.М.** Кинетическая теория коагуляции. — Л. Гидрометеиздат, 1984. — 213 с.
4. **Voitkevich V.G.** Welding fumes formation, properties and biological effects. — Abington Publishing, 1995. — 111 p.
5. **Опря М.В., Эннан А.А., Михайловский С.С.** Методика отбора проб и исследования свойств ТССА // Труды I Международной научно-практической конференции “Защита окружающей среды, здоровье, безопасность в сварочном производстве”. — 2002. г. Одесса. — с.186-190.
6. **Лифшиц М.Н., Садовский Ф.Т.** Электронно-ионная очистка воздуха от пыли в промышленности строительных материалов. — М., 1987. — 153 с.

С. С. Михайловський, М. В. Опря, А. А. Эннан, С. М. Контуш

Дослідження коагуляції зварювального аерозолу в газовому транспортному середовищі

ЛІТЕРАТУРА

Розглянуто результати експериментального дослідження динаміки формування твердої складової зварювального аерозолу в транспортному середовищі. Проведено дослідження впливу різних режимів горіння зварювальної дуги на процеси коагуляції. Вперше знайдені та проаналізовані деякі особливості дисперсного складу зварювального аерозолу.

S. S. Mihailovsky, M. V. Oprya, A. A. Ennan, S. M. Kontush

Investigation of coagulation of welding fumes particles in gas transport ambience

SUMMARY

Results of experimental study of dynamics of formation of welding fume solid particles in the transport ambience are presented. Influence of various arc welding parameters on coagulation processes has been examined. Peculiarities of dynamic of arc welding disperse composition are first revealed and analysed.

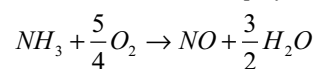
УДК 536.46: 662.612

*В. В. Калинин, Е. Р. Зямилев,
А. Н. Софронков, Ю. Б. Заднипрный*

Высокотемпературные и гистерезисные режимы окисления аммиака на платиновой проволоке

*Одесский национальный университет им. И.И. Мечникова
Университет Ополе, Польша*

Выявлен механизм высокотемпературных и гистерезисных режимов тепло-массообмена и гетерогенно-каталитических реакций окисления аммиака на платиновой проволоке в зависимости от силы тока и концентрации аммиака в воздухе. Установлено, что в высокотемпературном режиме её температура и напряжение на ней, определяется тепловыделением в результате химической реакции



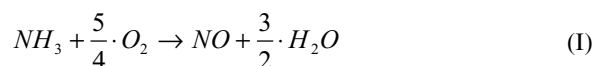
1. Введение

Актуальной проблемой в наше время является разработка надежных методов определения малых содержаний горючих газообразных веществ в воздухе. К таким методам относятся термохимические, основанные на определении и использовании мощности химического тепловыделения или температуры катализатора в зависимости от концентрации горючего вещества в воздухе. Важным также является проблема каталитического окисления аммиака, являющегося продуктом гниения органических отходов на свалках. Для разработки оптимальных режимов работы термохимических газоанализаторов и установок аэрозольного катализа, необходима детальная информация о механизме взаимовлияния кинетики гетерогенно-каталитических реакций окисления аммиака и теплообмена катализатора с газовой смесью.

Недостаточно изучен вопрос об устойчивых высокотемпературных и двузначных гистерезисных режимах кинетики гетерогенно-каталитической реакции окисления аммиака и теплообмена катализатора (платина) с воздушно-аммиачной смесью при малых содержаниях аммиака.

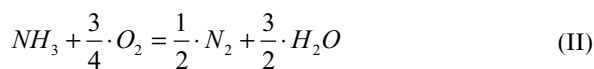
Известно, что окисление аммиака может происходить с образованием

окси азота. Реакция окисления аммиака в воздухе на платиновой нити катализатора может идти согласно уравнению [1]:



Тепловой эффект реакции (I), рассчитанный на единицу массы, равен $Q_{NH_3} = 13.3 \cdot 10^6 \frac{Дж}{кг NH_3}$.

Возможно более полное окисление аммиака с большим тепловым эффектом:



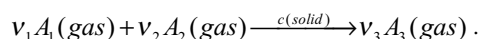
Тепловой эффект реакции (II), рассчитанный на единицу массы, равен $Q_{NH_3} = 18.62 \cdot 10^6 \frac{Дж}{кг NH_3}$ [2].

Вопросы о механизме высокотемпературного гетерогенного окисления NH_3 на поверхности твердого катализатора и о теплообмене излучением проволоки катализатора со стенками реакционной установки до сих пор изучены недостаточно [3].

Целью данной работы являлось выявление механизма высокотемпературных и гистерезисных режимов теплопереноса и кинетики гетерогенно-каталитических реакций на платиновой проволоке, а так же предположение схемы химической реакции, по которой идет окисление аммиака на платиновой проволоке и выяснение роли теплообмена излучением.

2. Нестационарный теплоперенос и кинетика гетерогенно-каталитических реакций на поверхности проволоочки (катализатор).

Пусть на поверхности твердого катализатора протекает гетерогенно-каталитическая окислительная реакция:



Плотность мощности химического тепловыделения определяется тепловым эффектом Q_a реакции и прямопропорциональна скорости химической реакции W_a ,

$$q_{ch}(T, C_a) = Q_a \cdot W_a(T, C_a), \quad (1)$$

где Q_a — тепловой эффект реакции, $\frac{Дж}{кг}$; W_a — скорость химической реак-

ции по активному компоненту, $\frac{\kappa\mathcal{E}}{\mathcal{M}^2 \cdot c}$; C_a — относительная массовая концентрация активного компонента (активным компонентом является аммиак), q_{ch} — плотность мощности химического тепловыделения, $\frac{Вт}{\mathcal{M}^2}$.

Скорость гетерогенной реакции по активному компоненту, находящемуся в недостатке, прямопропорциональна относительной массовой концентрации активного компонента (закон действующих масс):

$$W_a(T, C_a) = k(T) \cdot \rho_{gs}(T) \cdot C_{as}. \quad (2)$$

Константа скорости химической реакции увеличивается с ростом температуры по закону Аррениуса

$$k(T) = k_0 \cdot \exp\left(-\frac{E}{RT}\right). \quad (3)$$

Здесь k , k_0 — соответственно константа скорости химической реакции и предэкспоненциальный множитель, $\frac{\mathcal{M}}{c}$; E — энергия активации, $\frac{Дж}{\text{моль}}$;

$R = 8,31$ — универсальная газовая постоянная, $\frac{Дж}{\text{моль} \cdot K}$; T — температура поверхности катализатора, K .

Плотность газовой смеси в (3) берется при температуре катализатора

$$\rho_{gs}(T) = \rho_{g0} \left(\frac{T_0}{T}\right) \cdot \frac{P}{P_0},$$

ρ_{gs} , ρ_{g0} — плотность газовой смеси $\frac{\kappa\mathcal{E}}{\mathcal{M}^3}$; P — давление газовой смеси, $Па$, при $T_0 = 273,15K$, $P_0 = 1.013 \cdot 10^5 Па$.

Выражение для плотности массового потока активного компонента молекулярно-конвективным путем и путем термодиффузии на поверхности нити катализатора представим в виде:

$$j_a = \beta_a \cdot \rho_g \left[(C_a - C_{as}) + \frac{k_T}{T_*} (T - T_g) \cdot Lu^m \cdot \frac{M_a}{M_g} \right],$$

$$\rho_g = \rho_{g0} \cdot \left(\frac{T_0}{T_*}\right) \cdot \frac{P}{P_0}, \quad \beta_a = \frac{D_a \cdot Sh}{d}, \quad D_a = D_0 \left(\frac{T_*}{T_0}\right)^n \cdot \frac{P_0}{P},$$

$$Lu = \frac{D_a}{a_g}, T_* = \frac{T + T_g}{2} \quad [4, 8],$$

где d — диаметр нити катализатора, m ; V_g — кинематическая вязкость газа, $\frac{m^2}{c}$; a_g — коэффициент температуропроводности, $\frac{m^2}{c}$; β_a — коэффициент массообмена, $\frac{m}{c}$; M_a — молярная масса активного компонента, $\frac{кг}{моль}$; M_g — молярная масса газа, $\frac{кг}{моль}$; D_a, D_0 — соответственно коэффициент диффузии при T_* и T_0 , Lu — критерий Льюиса, k_T — термодиффузионное соотношение; Sh — критерий Шервуда.

Определим поверхностную относительную массовую концентрацию активного компонента. Для этого скорость химической реакции, протекающей на поверхности проволоки, приравняем плотности массового потока активного компонента, поступающего к этой поверхности:

$$W_a = j_a.$$

Используя (3) и (5) получим уравнение относительно C_{as} в виде:

$$k \cdot \rho_{gs} \cdot C_{as} = \beta_a \cdot \rho_g \left((C_a - C_{as}) + \frac{k_T}{T_*} (T - T_g) \cdot Lu^m \cdot \frac{M_a}{M_g} \right). \quad (4)$$

Решение уравнения (5) представим в виде:

$$C_{as} = (C_a + \Delta C_a) \left(1 + \frac{k \cdot \rho_{gs}}{\beta_a \cdot \rho_g} \right) = (C_{ag} + \Delta C_a) \cdot (1 + Se_s)^{-1}, \quad (5)$$

где $Se_{\beta,k}$ — число Семенова, которое называется диффузионно-кинетическим отношением,

$$Se_{\beta,k} = \frac{k \cdot \rho_{gs}}{\beta_a \cdot \rho_g}.$$

Подставляя C_{as} из (6) в (2), затем в (1), получим плотность химического тепловыделения в результате протекания гетерогенной каталитической реакции на поверхности нити катализатора:

$$q_{ch} = Q_a \cdot k \cdot \rho_{gs} (C_a + \Delta C_a) (Se_s + 1)^{-1}. \quad (6)$$

Температура катализатора в зависимости от времени в общем виде, определяется из решения задач теплопроводности, диффузии и химической кинетики.

Градиентом температуры по поперечному сечению нити катализатора можно пренебречь, так как оценка критерия Bi_0 дает $Bi_0 \ll 1$. В этом случае увеличение температуры проволоочки катализатора с течением времени определяется суммой плотности химического и джоулева тепловыделения. Уменьшение происходит в результате теплоотдачи окружающим телам (газу и стенкам реакционной установки). Пренебрегая распределением температуры по длине проволоки и по ее сечению, представим уравнение теплового баланса данной проволоки в виде:

$$\frac{1}{4} c_c \rho_c d \frac{dT}{dt} = q_{ef},$$

$$T(t=0) = T_b, \quad q_{ef} = q_{ch} - q_h, \quad (7)$$

где c_c — удельная теплоемкость нити катализатора, $\frac{Дж}{кг \cdot K}$; ρ_c — плотность нити катализатора, $\frac{кг}{м^3}$; d — диаметр нити катализатора, $м$; q_{ef} — эффективная плотность мощности, $\frac{Вт}{м^2}$; q_h — эффективная плотность теплового потока, включающая различные механизмы теплоотвода и подогрев катализатора за счет джоулева тепловыделения, $\frac{Вт}{м^2}$. Формально суммарную плотность теплового потока определим выражением:

$$q_h = q_g + q_w + q_t - q_l, \quad (8)$$

где q_g — плотность теплового потока, характеризующая теплообмен с газом, $\frac{Вт}{м^2}$; q_w — плотность теплового потока, характеризующая теплообмен со стенками реакционной установки, $\frac{Вт}{м^2}$.

Определим слагаемые входящие в (9). С учетом диффузионной теплопроводности выражение для q_g представляет закон Ньютона-Рихмана в виде:

$$q_g = \alpha \cdot (T - T_g) + \frac{P}{C_*} \cdot k_T \cdot \beta_a \cdot (C_a - C_{aS}),$$

$\alpha = \frac{\lambda_g \cdot Nu}{d}$ — коэффициент теплообмена нити катализатора с газом, $\frac{Bm}{M^2 K}$;

$C_* = \frac{C_a + C_{as}}{2}$ — среднеарифметическое значение концентрации, Nu — критерий Нуссельта. Как показывают оценки, вклад диффузионной теплопроводности мал. Поэтому в дальнейшем пренебрежем ее влиянием, будем использовать для q_g классическое выражение:

$$q_g = \alpha \cdot (T - T_g) = \frac{\lambda_g \cdot Nu}{d} \cdot (T - T_g). \quad (9)$$

Второе слагаемое в (8) характеризует плотность теплового потока излучением, описываемое совместными законами Кирхгофа и Стефана–Больцмана:

$$q_w = \varepsilon \cdot \sigma \cdot (T^4 - T_w^4), \quad (10)$$

где ε — интегральный коэффициент излучательной способности платины;

$\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8}$ — постоянная Стефана–Больцмана, $\frac{Bm}{M^2 K^4}$;

T_w — температура стенок реакционной установки, K . Коэффициент черноты ε для платины меняется в интервале $\varepsilon = 0,07 \div 0,18$ при изменении температуры $T = 473 \div 1648 K$ [5, 6].

В табл. 1 и 2 приведены значения силы тока, температуры, критерия Семенова и плотностей тепловыделения в критических точках. Из таблиц видно, что значение теплообмена излучением катализатора со стенками реакционной установки значительно меньше, чем теплообмен с газом, плотность мощности джоулева и химического тепловыделения. Следовательно, в формуле (8) и в дальнейших расчетах значением q_w можно пренебречь.

Таблица 1

$C_{ap} = 3,1\%$	I, A	T, K	$q_w, \frac{Bm}{M^2}$	$q_i, \frac{Bm}{M^2}$	$q_g, \frac{Bm}{M^2}$	$q_{ch}, \frac{Bm}{M^2}$	Se
i	0.67	459	315	30800	33850	3369	0.07
e	0.27	543	677	5861	55870	50690	16

Таблица 2

$C_{ap} = 5,2\%$	I, A	T, K	$q_w, Bm/M^2$	$q_j, Bm/M^2$	$q_g, Bm/M^2$	$q_{ch}, Bm/M^2$	Se
i	0.66	435	242	27780	28050	504	0.01
e	—	—	—	—	—	—	—

Графический анализ показал, что роль теплообмена излучением незначительна, и, поэтому, в дальнейших расчетах этим слагаемым можно пренебречь.

Плотность теплового потока, отводимого через концы нити катализатора q_l , определим его приближенно как:

$$q_l = \frac{3 \lambda_c (T - T_g)}{L} \left(\frac{d}{L} \right), \quad (11)$$

где λ_c — коэффициент теплопроводности нити катализатора, $\frac{Bm}{MK}$, L — длина проволоки, m .

Плотность джоулева тепловыделения в результате нагрева нити катализатора электрическим током:

$$q_j = \frac{P}{\pi \cdot d \cdot L}, \quad (12)$$

где $P = I^2 \cdot R_{el}(T)$ — мощность электрического тока, Bm ; I — сила тока протекающего по нити катализатора, A .

$$R_{el}(T) = \frac{4L}{\pi \cdot d^2} \cdot \eta(T), \quad (13)$$

$$\eta(T) = \eta_0 [1 + \Omega(T - T_0)], \quad (14)$$

где $R_{el}(T)$ — электрическое сопротивление нити катализатора, Om , η — удельное сопротивление, $Om \cdot m$, η_0 — удельное сопротивление при T_0 , Ω — температурный коэффициент, K^{-1} .

3. Анализ стационарных состояний и их устойчивости

Условие стационарности представляется в виде зависимости силы тока I , определяющей высокотемпературные и гистерезисные режимы ТМО, от стационарной температуры платиновой проволоки при постоянной концентрации аммиака (C_a) в воздухе (рис.1(a, b)).

Исследуем зависимость $I(T)$ при $C_a = \text{const}$. Из условия стационарности $q_{ef} = 0$ имеем:

$$I^2(T) = \frac{\pi^2 \cdot d^3}{4\eta(T)} \cdot \left[\frac{\lambda_g(T) \cdot Nu}{d} \cdot (T - T_g) + q_w(T) - q_{chm}(T) \cdot \frac{C_{ap}}{100} \cdot \frac{M_g}{M_a} \right], \quad (15)$$

где $q_{chm}(T) = Q_a \cdot \rho_{g,s}(T) \cdot k(T) \cdot (1 + Y_{td}) \cdot (1 + Se(T))^{-1}$, (16)

$$k(T) = k_0 \cdot \exp\left(-\frac{E_a}{R \cdot T}\right), \quad Se(T) = \frac{k(T) \cdot \rho_{gs}(T)}{\beta(T) \cdot \rho_g(T)}, \quad Y_{td} = \frac{\Delta C_a}{C_{a,g}},$$

$$Nu = Sh = 1.18(Gr, Pr)^{0.125}, \quad Gr = \frac{gd^3}{\nu^2} \cdot \frac{(T - T_g)}{T_0}, \quad Pr = \frac{\nu_g}{a_g}.$$

Где C_{ap} — процентная молярная концентрация активного компонента (аммиака), ν_g — коэффициент кинематической вязкости газовой смеси, $\frac{M^2}{c}$.

Для аммиака $Y_{td} = 0$.

Зависимости $q_{ef}(T)$, $I(T)$ анализировались для воздушно-аммиачных смесей с малым количеством аммиака. Расчеты проводились при следующих параметрах:

1) Физические свойства сухого воздуха определяются выражениями [6]:

$$\rho_g = \rho_{g0} \left(\frac{T_0}{T} \right) \left(\frac{P}{P_0} \right), \quad c_g = c_{g0} + 0,18(T_* - T_0), \quad \lambda_g = \lambda_{g0} \left(\frac{T_*}{T_0} \right)^{0.82},$$

где ρ_{g0} , c_{g0} , λ_{g0} — значения плотности, теплоемкости, коэффициента теплопроводности газа при температуре газовой смеси $T_0 = 273,15$ К и давлении $P_0 = 1$ атм.

$\rho_{g,0} = 1.293 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$; $c_{g,0} = 1005 \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$; $\lambda_{g,0} = 0.024 \frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}}$; для сухого воздуха;

2) $D_{a,0} = 0.188 \cdot 10^{-4} \frac{\text{м}^2}{\text{с}}$ — коэффициент диффузии аммиака в воздухе;

3) $E = 139000 \frac{\text{Дж}}{\text{моль}}$, $k_0 = 13,3 \cdot 10^{13} \frac{\text{М}}{\text{с}}$;

- 4) $Q_a = 13.3 \cdot 10^6 \frac{\text{Дж}}{\text{кгNH}_3}$ для реакции $\text{NH}_3 + \frac{5}{4} \cdot \text{O}_2 \rightarrow \text{NO} + \frac{3}{2} \cdot \text{H}_2\text{O}$
 $Q_a = 18.62 \cdot 10^6 \frac{\text{Дж}}{\text{кгNH}_3}$ для реакции $\text{NH}_3 + \frac{3}{4} \cdot \text{O}_2 \rightarrow \frac{1}{2} \cdot \text{N}_2 + \frac{3}{2} \cdot \text{H}_2\text{O}$;
 5) $\eta_0 = 9.81 \cdot 10^{-8} \text{ Ом} \cdot \text{м}$, $\Omega = 39.27 \cdot 10^{-4} \text{ К}^{-1}$;
 6) $L = 10.8 \cdot 10^{-3} \text{ м}$, $d = 10^{-4} \text{ м}$.

Из условия стационарности: $q_{ef}(T, I) = 0$, докажем, что максимум функции $I(T)$, характеризует критический переход на высокотемпературный режим, а минимум $I(T)$ — на режим низкотемпературного окисления. Пусть стационарные состояния образуются в результате изменения I , что приводит к изменению температуры катализатора.

Совокупность этих стационарных состояний описывается дифференциальным уравнением

$$\frac{\partial q_{ef}}{\partial T} \partial T + \frac{\partial q_{ef}}{\partial I} \partial I = 0. \quad (17)$$

Выделим из этих состояний неустойчивые, которые определяются касанием кривой $q_{ef}(T)$ и оси, на которой $q_{ef}(T) = 0$ (рис. 1 (а)):

$$q_{ef} = 0, \quad \left. \frac{\partial q_{ef}}{\partial T} \right|_{i,e} = 0, \quad \left. \frac{\partial^2 q_{ef}}{\partial T^2} \right|_i > 0, \quad \left. \frac{\partial^2 q_{ef}}{\partial T^2} \right|_e < 0. \quad (18)$$

Разделим (18) на ∂T , в результате получим

$$\frac{\partial q_{ef}}{\partial T} = - \frac{\partial q_{ef}}{\partial I} \cdot \frac{\partial I}{\partial T}, \quad (19)$$

где $\frac{\partial q_{ef}}{\partial I} = \frac{8 \cdot I \cdot \eta(T)}{\pi^2 \cdot d^3}$

Так как $\frac{\partial q_{ef}}{\partial I} \neq 0$ и $\frac{\partial q_{ef}}{\partial T} = 0$ то из (20) следует, что функция $I(T)$ в точке i имеет максимум и в точке e — минимум, то есть

$$\left. \frac{\partial I}{\partial T} \right|_{i,e} = 0 \text{ при } C_a = \text{const}.$$

Используя (19) и (20) нетрудно доказать, что

$$\left. \frac{\partial^2 I}{\partial T^2} \right|_i < 0 \quad \left. \frac{\partial^2 I}{\partial T^2} \right|_e > 0,$$

то есть т. *i* характеризует зажигание, а т. *e* — потухание.

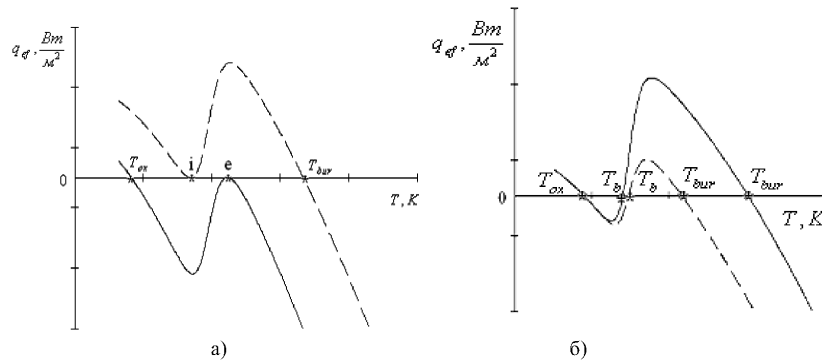


Рис. 1 (а). Зависимость $q_{ef}(T)$ при $Ca = 3.1\%$
 — — — — $I_i = 0.68 A$, т. *i* — точка зажигания, T_{bur} — температура горения. — — — — $I_e = 0.27 A$, т. *e* — точка потухания, T_{ox} — температура окисления.
 (б) Зависимость $q_{ef}(T)$ при $I = 0.47 A$, — — — — зависимость $q_{ef}(T)$ при $Ca = 5.2\%$, — — — — зависимость $q_{ef}(T)$ при $Ca = 3.1\%$.

В низко- и высокотемпературных режимах увеличение силы тока приводит к росту температуры. Выразим из уравнения (19) $\frac{\partial I}{\partial T}$, получим

$$\frac{\partial I}{\partial T} = - \frac{\frac{\partial q_{ef}}{\partial T}}{\frac{\partial q_{ef}}{\partial I}}.$$

Так как в точках окисления и горения $\frac{\partial q_{ef}}{\partial T} < 0$ и $\frac{\partial q_{ef}}{\partial I} > 0$, то $\frac{\partial I}{\partial T} > 0$, $\frac{\partial T}{\partial I} > 0$, следовательно, температура каталитического горения и окисления возрастает с увеличением силы тока (рис. 2(a,b)).

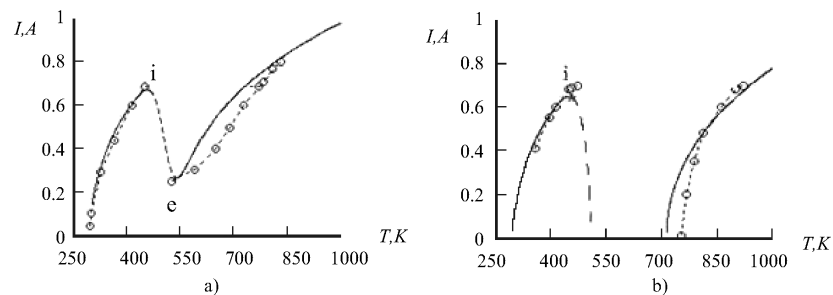


Рис. 2. Зависимость силы нагревающего тока от стационарной температуры платиновой проволоки ($d=0,1\text{мм}$; $L=108\text{ мм}$) при различных значениях концентрации аммиака в воздухе: -o-o-o-o-o- — экспериментальные точки [7], ————— — теоретическая кривая: а) при $C_a = 3.1\%$; б) при $C_a = 5.2\%$

Максимум на кривой $I(T)$ (т. **i**) — обозначает критический переход на высокотемпературный режим, минимум (т. **e**) — критический переход на низкотемпературный режим ТМО.

При значении силы тока, равном $I_i = 0.67\text{ A}$ (точка **i**), число Семёнова равно $Se_i = 0.07$, следовательно, реакция идет в кинетической области. При $I_e = 0.27\text{ A}$ (точка **e**) $Se_e = 16$, что соответствует диффузионной области протекания реакции. На ветви горения, при $I_b = 0.8\text{ A}$, $Se_b = 252460$, видно, что $Se_b \gg 1$ — это говорит о том, что после момента зажигания, процесс идет в диффузионной области.

Кривая, соединяющая точки **i** и **e**, является геометрическим местом точек определяющих критические значения начальной температуры катализатора. В интервалах: $U_e < U < U_i$ и $I_e < I < I_i$ зависимости стационарной температуры платиновой проволоки и напряжения на концах катализатора от концентрации аммиака и силы тока имеют гистерезисный характер при этом критические значения начальной температуры лежат в интервале: $T_i < T_b < T_e$. При разных тепловых эффектах реакций высокотемпературные ветви не совпадают. Ветвь высокотемпературного режима реакции (II) протекает в среднем на 200° K выше чем у реакции (I).

На рис. 3 (а, б) представлены ампер-вольтные характеристики платиновой проволоки при тех же условиях, что и на рис. 2.

Из рис. 3 (б) видно, что по достижению некоторого критического значения концентрации активного компонента, уже не будет осуществляться скачкообразный переход на низкотемпературный режим.

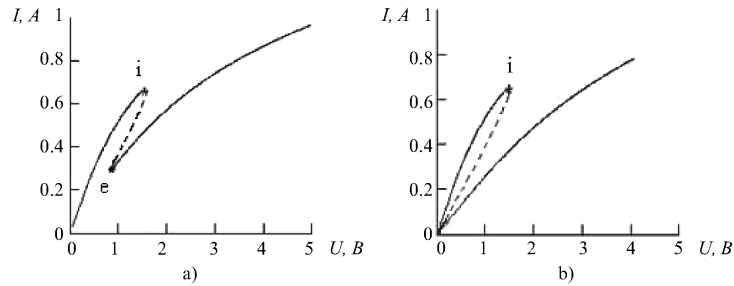
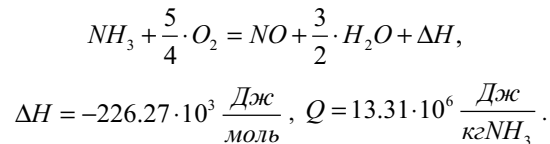


Рис. 3. Ампер-вольтовая зависимость платинового проводника при различных значениях концентрации аммиака в воздухе: а) при $C_a = 3.1\%$; б) при $C_a = 5.2\%$

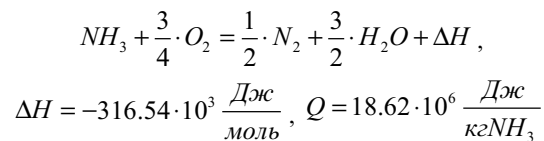
Выводы

1. Выявлен механизм высокотемпературных и гистерезисных режимов теплопереноса и кинетики гетерогенно-каталитических реакций на катализаторе в виде проволоки в зависимости от силы тока, нагревающего проволоку и концентрации активного компонента в газовой фазе.

2. Установлено, что высокотемпературный режим, который осуществляется независимо от начальной температуры катализатора, определяется массопереносом аммиака к поверхности катализатора. Сравнением с экспериментом доказано, что температурный уровень (температура каталитического горения) определяется тепловыделением химической реакции



Предположение о протекании реакции



дает завышенное по сравнению с экспериментом значение температуры каталитического горения аммиака на платиновой проволоке.

3. На основе сопоставления с экспериментальными данными по критическим режимам ТМО, определяемых критическими значениями силы тока

и концентрации аммиака в воздухе, предположена схема химической реакции, выходными продуктами которой являются окись азота и газообразная вода.

4. Разработана методика исследования высокотемпературных (горение) и гистерезисных режимов, основанная на анализе $q_{ef}(T)$ и $I(T)$ при $C_a = const$, T — стационарная температура, q_{ef} , I , C_a — соответственно эффективная плотность мощности, сила тока, концентрация активного компонента, определяющая устойчивые (“горение”, окисление) и критические (воспламенение, потухание) режимы тепломассообмена и кинетики гетерогенно-каталитических химических реакций на поверхности катализатора.

5. Доказано, что теплообменом излучением можно пренебречь.

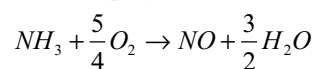
Литература:

1. Мэкстэд Э. Катализ и его промышленное применение. — М.: ОНТИ, 1936. — 576 с.
2. Исаченко В. П. и др. Теплопередача. — М.: Энергоиздат, 1981. — 416 с.
3. Прудникова Ю. В. Калинчук В. В. Критические режимы тепломассообмена и кинетики гетерогенно-каталитического окисления водорода на платине // Фізика аэродисперсних систем. — 1998. — Т. 37. — С. 114 — 118
4. Жукаускас А. А. Конвективный перенос в теплообменниках. — М.: Наука, 1982. — 472 с.
5. Кузнецов Н. Д., Чистяков В. С. Сборник задач и вопросов по тепло-техническим измерениям и приборам. — М.: Энергоатомиздат, 1985. — 328.
6. Блох А. Г. и др. Теплообмен излучением. М.: 1991. — 432 с.
7. Франк-Каменецкий Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. — М.: Наука, 1987. — 491 с.
8. Варгафтик Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. — М.: Наука, 1972. 720 с.

В. В. Калінчак, Е. Р. Зямілев, О. Н. Софронков, Ю. Б. Задніпряний
**Високотемпературні та гістерезисні режими окислення аміаку
на платиновому дротику**

АНОТАЦІЯ

Виявлено механізм високотемпературних і гістерезисних режимів ТМО та гетерогенно-каталітичних реакцій окислення аміаку на платиновому дротику в залежності від сили струму та концентрації аміаку в повітрі. Встановлено, що в високотемпературному режимі його температура та напруга визначається тепловиділенням в результаті хімічної реакції

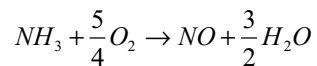


Kalinchak V. V., Zyamilev E. R., Sofronkov A. N., Zadnipyanyj J. B.

**High-temperature and hysterezis modes of oxidation
of ammonia on the platinum wire**

SUMMARY

The mechanism high-temperature both hysterezis modes TMT and heterogenous-catalytic reactions of oxidation of ammonia to a platinum wire is revealed depending of a current and concentration of ammonia in air. It is established, that in a high-temperature mode its temperature and a voltage is determined by a thermal emission as a result of chemical reaction.



E. P. Gurnitskaya

Odessa National Polytechnical University

Heavy ion storage ring experiment and theoretical determination of the lifetimes for the cobalt and nickel ion levels

A brief analysis of the heavy ion storage ring experiment on determination of the lifetimes for levels of the cobalt and nickel ion and corresponding results are given. New theoretical data, obtained within new quantum calculation scheme, are presented.

In last years it is of a great interest the experimental and theoretical studying the ion levels lifetimes and developing the new methods of their determination (c.f. [1-4]). Similar interest is also stimulated by importance of this information for correct determination of the characteristics for plasma in thermonuclear (tokamak) reactors, searching new mediums for X-ray range lasers. The X-ray laser problem has stimulated a great number of papers devoting to development of theoretical methods for the modelling the elementary processes in a collisionally pumped plasma. There is a hope to find lasing effects on the transitions in the Ne-, Cl- Ni-like plasma. Very shocking example is a scheme for accomplishing tabletop x-ray lasing in Li-like ion of Ne at 98 Å in an optically ionized plasma during recombination in the transient regime which was carried out in the Lawrence Livermore National Laboratory (University of California) [4]. Saturation effects and parametric heating processes by stimulated Raman scattering are analyzed and found to allow energy efficiencies in excess of 10^{-5} for a 100-fsec duration, 0.25- μm laser driver of intensity 10^{17} W/cm.

A great progress in development of laser technique, tokamaks and accelerators experiments resulted to a new class of problems. Recently an excellent experiment employed a heavy ion storage ring (TSR at Heidelberg) [1]. There are measured and theoretically calculated the lifetimes for some levels in the ions of Fe, Co, Ni, Cu. Here we give a brief analysis of the heavy ion storage ring determination of the lifetimes in the cobalt and nickel ions and present the results of our theoretical calculation within new scheme [8,9].

In ref.[1] it is given description of the heavy ion storage ring experiment. All ion beams were produced as negative ions from a sputter-type ion source. These ions were then accelerated in the first half of a tandem accelerator, stripped to the desired charge state in a foil stripper and accelerated further to final energies of about 83.5 MeV for Fe $9+$, 98 MeV for Co $10+$, 120 MeV for Ni $11+$ and 143 MeV for Cu $12+$, respectively. In all cases, only a selected-charge state ion beam was transported to and injected into the storage ring. Multiturn injection and stacking of the ions over

about 30 turns increased the number of stored ions, so that ion currents in the ring reached up to about 15 μA for $\text{Fe } 9^+$, and 80 to 120 μA for the other ion species. The ions were left coasting for 200 ms. Then the stored ion beam was dumped and the procedure repeated. A few-per cent fraction of the ion beam was expected to be in excited levels from the stripping and excitation processes that take place inside the injector. The ion beam travels about 100 m from the injector to the ion storage ring, which at these ion energies takes about 6 μs , that is, about twice the revolution time of the ions in the storage ring (circumference 55 m). Injection extended over .03 ms; the pulsed magnetic field used to deflect the ions settles down at .08 ms after the start of the injection. After the end of the settling time the ions are stored in stable orbits. The storage time constants (limited by collisional losses) depend on the background gas pressure (here a few times 10^{-11} mbar); they ranged from about 20 to 29 s for the presently studied ions. The actual ion beam current was monitored on-line by a beam profile monitor which detects rest gas ions that are collisionally produced by the circulating ion beam. In principle, the ion beam lifetime is important as a systematic correction of the apparent optical decay data, but in the present case this is mostly a 10^{-3} effect and thus almost negligible. Moreover, relativistic time dilation (with a γ factor near 1.002 for all our ions) is of the same magnitude, but of opposite sign. The full injection and settling time is faster than the shortest of the expected radiative lifetimes of present interest, but very long compared to all cascade transitions from higher lying levels except for those that involve some high- J 3d levels that dominantly decay via $M1 \rightarrow E2 \rightarrow M2$ transitions. The other details can be found in the original ref.[1].

One of the key theoretical problems is a highly accurate definition of the ion lifetimes, transition probabilities, rate coefficients. This is regarding necessity of development new adequate calculation schemes for defining the wavelengths, level populations. Despite of great number papers, devoting to solving cited problems (c.f. [1-12] and references in them), they are at present time quite far from final adequate solution. The most consistent approach to considered problems solving must base on the consistent quantum approach. In ref. [8,9] we develop a consistent quantum approach for calculation of the spectroscopic characteristics of the ions. Let us now describe the key moments of the method [8,9], which is based on the gauge invariant energy approach [10-12]. The wave functions zeroth basis is found from the Dirac equation solution with potential, which includes the core ab initio potential, electric, polarization potentials of nucleus (the gaussian form for charge distribution in the nucleus is used). All correlation corrections of the PT second and high orders (electrons screening, particle-hole interaction etc.) are accounted for. Formally one can solve the one-electron Dirac equations with potential:

$$V(r)=2V(r|core)+V(r|nlj)+V_{ex}+V(r|R). \quad (1)$$

This potential includes the electrical and polarization potentials of the nucleus. The core potential $V(r|core)$ has been chosen in the form of the Ivanov-Ivanova potential with one parameter, which is defined according to the procedure [10]. The part

V_{ex} accounts for exchange inter-electron interaction. The main exchange effect will be taken into account in the one-electron approximation. The rest of the exchange-correlation effects are accounted for in the first two PT orders by the total inter-electron interaction [9]. The core electron density is defined by iteration algorithm within gauge invariant QED procedure [10].

$$\text{Im}\Delta E(B) = -\frac{e^2}{4\pi} \sum_{\substack{\alpha > n > f \\ [\alpha < n \leq f]}} V_{\alpha n \alpha_n}^{|\omega_{\alpha n}|}, \quad (2)$$

where $\sum_{\alpha > n > f}$ – is for electron and $\sum_{\alpha < n \leq f}$ – for vacancy in the electron core of the ion (our case). The potential in (2) is as follows:

$$V_{ijkl}^{|\omega|} = \iint dr_1 dr_2 \Psi_i^*(r_1) \Psi_j^*(r_2) \frac{\sin|\omega|r_{12}}{r_{12}} (1 - \alpha_1 \alpha_2) \Psi_k^*(r_2) \Psi_l^*(r_1). \quad (3)$$

Separated members of sum in (2.1) are contributions of different radiative channels and a probability of the dipole transition is as follows:

$$\Gamma_{\alpha_n} = \frac{1}{4p} \cdot V_{\alpha_n \alpha_n}^{|\omega_{\alpha_n}|} \quad (4)$$

The oscillator strength of the corresponding transition is:

$$gf = \lambda_g^2 \cdot \Gamma_{\alpha_n} / 6.67 \cdot 10^{15} \quad (5)$$

where g is the degeneracy degree, λ is the wavelength of transition (in ?). The lifetime for the concrete level is directly connected with values of (4). Other details of the calculation procedure, including definition of the matrix elements (3) with effective account of the exchange-correlation effects can be found in ref. [8,9].

In table 1 we present the predicted and measured lifetimes τ for the $3s^2 3p^5 \ ^2P_{1/2}$ level in the cobalt and nickel ions. Of the available calculations only those which explicitly give transition rates have been cited. The measurement of the lifetimes has been performed in the above described heavy ion storage ring experiment (experiment of Trabert-Saathoff-Wolf; 2004). Details are given in ref.[1]. Analyses of presented data and carried out experiments show that the most reliable data are obtained by Huang *et al* and in the present paper.

Table 1.

Predicted and measured lifetimes t for the $3s^23p^5^2P_{1/2}$ level in CoXI, NiXII ions. Of the available calculations only those which explicitly give transition rates have been cited.

Ion	Wavelength (nm)	Lifetime (ms) Predicted	Lifetime (ms) Experiment
Co ¹⁰⁺	516.79 ^m	7.69 ^{bci}	7.62 ± 0.46 ^o
	516.78 ^p	8.67 ^h	
		7.64 ^p	
Ni ¹¹⁺	423.09 ^m	4.22 ^{bcdgi}	4.166 ± 0.060 ^o
	423.07 ^p	4.69 ^h	
		4.18 ^p	

Note to table (see details in ref.[1]): b Warner (1968); c Smith and Wiese (1973); d Kastner (1976); g Eidelsberg *et al* (1981); h Huang *et al* (1983); i Kaufman and Sugar (1986); m Martin *et al* (2003); o- Trabert-Saathoff-Wolf (2004); p — present paper

References

1. Trabert E., Saathoff G., Wolf A., M1/E2 decay rates in CoXI, NiXII, Cu XIII measured at a heavy-ion storage ring// *J.Phys.B. At. Mol. Opt. Phys.* 37(4),pp.945-952 (2004).
2. Rosmej F.B., Hoffman D.H., Geissel M. et al, Advanced X-ray diagnostics based on an observation of high-energy Rydberg transitions from autoionizing levels in dense laser-produced plasmas// *Phys. Rev.A.* 63,pp. 063409-063418 (2001).
3. Aglitsky E.V., Safronova U.I. Spectroscopy of autoionization states of atomic systems. — Moscow: Nauka, 2001.
4. Letokhov V.S, Laser Spectroscopy, Acad.Press, N. — Y. (2001).
5. Seely J.F., Ekberg J.O. Brown C.M. et al, Laser –Produced Spectra and QED Effects for Fe-, Co-, Cu-, Zn-like ions of Au, Pb, Bi, Th, and U// *Phys.Rev.Lett.* 230,pp.2924-2926 (1996).
6. Glushkov A.V., Ivanov L.N., Ivanova E.P. Radiation decay of Atomic States: generalized Energy Approach// *Autoionization Phenomena in Atoms.* — M.: Moscow State University. — 1986. — pp.58-160.
7. Glushkov A.V., Ivanov L.N. Radiation Decay of Atomic States: atomic residue and gauge noninvariant contributions // *Phys. Lett.A.* — 1992. — Vol.170,N1. — pp.33-37.
8. Glushkov A.V., Ivanov L.N. QED Theory of the radiation atomic lines shift and deformation in a laser emission field // *Proc. 3 Colloquium on Atomic Spectroscopy.* — Chernogolovka, ISP AS USSR, 1992. — pp.113-124.
9. Glushkov A.V., Ivanov L.N. DC Strong-Field Stark-Effect: consistent quantum-mechanical approach// *J.Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* — 1993. — Vol.26,N16. — pp.L379-L389.

10. Glushkov A.V., Ambrosov S.V., Svinarenko A.A. et al, QED calculation of the super heavy elements ions: energy levels and hyperfine structure for different nuclear models// *Nucl. Phys.A.* — 2004. — Vol.734. — pe.21-24.
11. Glushkov A.V., Malinovskaya S.V., Svinarenko A.A., Chernyakova Yu.G., QED Calculation of Electron Satellites Spectra in Intense Laser Field in Multicharged Ion//*Int.J.Quant.Chem.* — 2004. — Vol. 99(5). — pp.673-678.
12. Glushkov A.V., Gurnitskaya E.P., New QED approach to calculation of the superheavy ions // *Proc. of the International conference on Quantum Systems.* — Spetses, Greece (2004).
13. Gurnitskaya E.P., New QED approach to calculation of the superheavy ions // {Preprint of NIIF, I.I.Mechnikov National University, Odessa. №A-3 (2004).
14. Glushkov A.V., Gurnitskaya E.P., Khetselius O.Yu., Energy levels, Lamb shift, hyperfine structure of heavy Li-like ions within QED calculation approach// *Bulletin of University of Kiev. Ser.Phys.* — Math. 4, pp.381-385 (2004).
15. Glushkov A.V., Ivanov L.N. Radiation Decay of Atomic States: atomic residue and gauge non-invariant contributions // *Phys. Lett.A.* 170 (1),pp.33-37 (1992).
16. Glushkov A.V., Malinovskaya S.V., Svinarenko A.A., Chernyakova Yu.G., QED Calculation of Electron Satellites Spectra in Intense Laser Field in Multicharged Ion//*Int.J.Quant.Chem.* 99(5),pp. 673-678 (2004).
17. Glushkov A.V., Malinovskaya S.V., Co-operative laser nuclear processes: border lines effects// In: *New projects and new lines of research in nuclear physics.* Eds. G.Fazio and F.Hanappe, Singapore : World Scientific,pp. 242-250 (2003).

Е. П. Гурницкая

**Heavy ion storage ring эксперимент и теоретическое определение
времени жизни уровней иона кобальта и никеля**

АННОТАЦИЯ

Дан анализ “heavy ion storage ring” эксперимента по определению времен жизни уровней в ионах кобальта и никеля и приведены новые теоретические результаты, полученные на основе расчета в рамках нового квантово-механической подхода.

О. П. Гурницька

**Heavy ion storage ring експеримент и теоретическое определение
времени жизни уровней иона кобальта и никеля**

АНОТАЦІЯ

Дан аналіз “heavy ion storage ring” експерименту з визначення часу життя рівнів в іонах кобальта та нікелю і наведено нові теоретичні результати, одержані на підставі розрахунку у межах нового квантово-механічного підходу.

**Т. П. Садлий, Л. Г. Милова, Т. А. Баранова,
Ю. И. Жуков, С. В. Курятников**

Одесский национальный университет им. И. И. Мечникова

Кинетика тепловых и диффузионных процессов при растворении газов H_2 , N_2 в дисперсном титане

В работе приведены результаты экспериментальных исследований по кинетике растворения водорода, азота и кислорода в дисперсном титане. Предложена методика определения коэффициентов диффузии этих газов в титане по кинетическим кривым растворения.

Все металлы в той или иной степени растворяют газы и регулируемым внедрением газов можно изменять физические, химические и механические свойства металлов, которые могут эксплуатироваться в экстремальных условиях — при очень высоких, либо очень низких значениях температур, давлений, напряжений, радиационных и газовых потоков. Многие из соединений металлов с неметаллами (газами) — нитриды, гидриды, оксиды обладают высокой огнеупорностью, способностью переходить к сверхпроводимости при относительно высоких температурах, высокой химической устойчивостью в различных агрессивных средах. Актуальность исследований кинетики диффузионных процессов растворения газов в титане обусловлена применением титана, как конструкционного материала, обеспечением пожарозрывобезопасности при производствах порошковой металлургии, в связи с высокой растворимостью газов в титане.

В соответствии с этим решались конкретные вопросы:

- исследование кинетики растворения газов в дисперсном титане при различных температурах;
- определение коэффициента диффузии газов (H_2 , N_2 , O_2) в титане;
- изучение влияния диффузионных потоков газов на динамику тепловых процессов в титане при различных температурах.

Взаимодействие титана с газом может протекать в различных газовых средах при различных температурах. В результате такого взаимодействия образуются химические соединения, твердые растворы, что приводит к глубоким изменениям в металле и его строении, а также технологических и эксплуатационных свойств, параметров воспламенения частиц металла.

Растворение газов в титане происходит в следующей последовательности:

- первая стадия, предшествующая диффузии газа — хемосорбция газа поверхностью титана, сопровождаемая диссоциацией молекул газа на атомы;

– вторая стадия — диффузия газа через титан, предшествующая растворению газа в титане.

– третьей стадией является растворение газа в металле. Часть атомов газа, диффундирующих через металл, задерживается в его кристаллической решетке.

В кристаллической решетке металла (титана) отсутствуют такие дефекты, как вакансии ионов газа, поэтому диффузия газа в титан не может идти по вакансионному механизму, а только по механизму внедрения между атомами кристаллической решетки. Диффузия по механизму внедрения может происходить только в том случае, если размер внедряемого в кристаллическую решетку металла атома газа намного меньше расстояния между атомами кристаллической решетки металла. Межатомные расстояния у титана 2,84 — 2,95 Å, а диаметры атомов водорода, азота, кислорода 0,78; 0,75; 1,86Å соответственно. Следовательно, водород, азот и кислород способны диффундировать в титан.

Титан относится к группе металлов, образующих с атомами растворенного газа экзотермические металлоподобные химические соединения, в которых газ находится в виде положительного иона. Растворимость газа в таких металлах во много раз выше и снижается с повышением температуры.

В связи с тем, что предельные растворимости газов — водорода, азота и кислорода в титане велики, то скорость процесса растворения газов в титане ограничивается более медленными процессами — диффузией или диссоциацией молекул газа на поверхности частицы металла. Повышение температуры окружающей среды увеличивает скорость растворения газа в титане.

Для оценки режима растворения и определения коэффициента диффузии газа в титане служит критерий Фурье

$$Fo = \frac{D \cdot t}{\ell^2},$$

где D — коэффициент диффузии газа в металле, ℓ — толщина насыпного слоя металлических частиц, t — характерное время процесса, определяемое как промежуток времени, прошедший с момента начала растворения до момента предельного насыщения [1]. Предполагается, что засыпка титана настолько плотная, что промежутки между частицами отсутствуют. Таким образом, диффузия газа через насыпной слой предполагается такой же, как и через окисную пленку металла. В том случае, если $Fo \leq 0,3$ (случай малых времен, измеряемых минутами), для определения коэффициента диффузии можно ограничиться первым членом частного решения уравнения Фика и коэффициент диффузии определяется из соотношения

$$\frac{m - m_0}{m_{cp} - m_0} = \sqrt{Fo} = \frac{\sqrt{D}}{\ell} \sqrt{t},$$

где m_* — масса газа в реакционной кювете в момент времени t^* , m_0 — начальная масса газа, m_{cp} — определяется по формуле

$$m_{cp} = \frac{p_{газ} \cdot V \cdot M_{газ}}{RT},$$

$p_{газ}$ — парциальное давление газа, V — объем реакционной кюветы, $M_{газ}$ — молярная масса газа.

Для нахождения коэффициента диффузии строим график зависимости изменения массы образца от времени (\sqrt{t}), t — время растворения газа в титане.

По графику $\ln(1 - \frac{m}{m_n}) = f(t)$ находим

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\Delta m}{\sqrt{t}} = \frac{2\sqrt{D}}{\sqrt{\pi}l}$$

и определяем

$$D = \frac{\pi \Delta m^2 l^2}{4t}, [\text{M}^2/\text{c}]$$

Для примера приведем график зависимости $\ln(1 - \frac{m}{m_n}) = f(\tau)$ для расчета коэффициента диффузии азота в титане (рис.1).

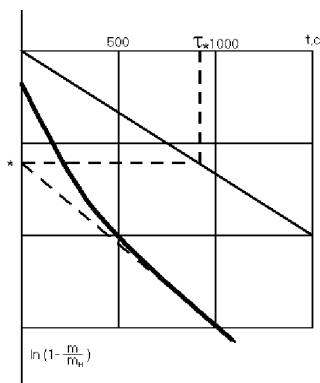


Рис. 1. Зависимость изменения массы образца титана при растворении в нем азота от времени

Параллельным переносом относим кривую в начало координат, для любого момента времени τ^* находим $\ln^* \left(1 - \frac{m}{m_u}\right)$ и подставляем в формулу

$$D = \frac{\ln^* \left(1 - \frac{m}{m_u}\right) R^2}{-\pi^2 \tau^*},$$

здесь $2R = \sqrt{\frac{\sum n_i r_i^2}{\sum n_i}}$ — среднеповерхностный радиус частицы.

По данной методике определены коэффициенты диффузии при растворении водорода, азота и кислорода в дисперсном титане в интервале температур 600 — 1000К.

В интервале 800 — 1000К взаимодействие титана с азотом подчиняется линейному закону

$$D_{813} = 29,56 \cdot 10^{-16} \text{ м}^2 / \text{с} \quad D_{843} = 51,7 \cdot 10^{-16} \text{ м}^2 / \text{с}$$

С увеличением температуры скорость растворения увеличивается и протекает по параболическому закону

$$D_{883}^{N_2} = 18,5 \cdot 10^{-15} \text{ м}^2 / \text{с}$$

Коэффициент диффузии растворения водорода в титане

$$D_{523}^{H_2} = 4,84 \cdot 10^{-14} \text{ м}^2 / \text{с} \quad D_{577}^{H_2} = 7,41 \cdot 10^{-13} \text{ м}^2 / \text{с}$$

$$D_{623}^{H_2} = 2,24 \cdot 10^{-12} \text{ м}^2 / \text{с}$$

Коэффициент диффузии водорода в титане экспоненциально зависит от температуры растворения.

Коэффициент диффузии при растворении кислорода в титане [3]

$$D = 2 \cdot 10^{-3} \exp\left(-\frac{60000}{RT}\right) \frac{\text{см}^2}{\text{с}}$$

Из зависимостей $\ln D = f\left(\frac{1}{T}\right)$, полученных из экспериментальных данных, можно определять энергию активации растворения газов в титане, необходимую для расчетов кинетических параметров предпламенных процессов и процесса горения частиц титана и учета влияния на эти процессы растворенных в титане газов.

Зависимость коэффициента диффузии от температуры описывается закономерностью вида

$$D = D_0 \exp\left(-\frac{E}{RT}\right),$$

где E — энергия активации растворения газа в титане; T — температура, D_0 — предэкспонента.

Газы, проникая на всю толщину частицы металла, образуют с металлом твердый раствор внедрения, занимая при этом вакансии в междоузлиях кристаллической решетки металла. При нагреве частиц титана до температуры воспламенения наблюдается явление противодиффузии газа из частицы, который должен проходить с поглощением тепла и препятствует доступу окислителя к частице Ti , забирает часть тепла, выделяемого в результате химической реакции окисления, что повышает температуру воспламенения частицы металла. В таблицах 1, 2 приведены экспериментальные данные по температурам воспламенения в зависимости от процентного содержания растворенных газов (H_2 , N_2) в титане.

Таблица 1

Т, К	N_2 , %
	0
853	1,08
1013	2,09
1046	2,96
1061	

Таблица 2

Т, К	H_2 , %
	0
853	0,1
873	0,15
893	0,2

Растворенные в титане газы увеличивают также время предпламенного разогрева частицы металла.

Литература

1. Фелькль К., Алефельд Г. Водород в металлах. М.: Мир, 1980, 475с.
2. Кипарисов С.С., Левинский Ю.В. Азотирование тугоплавких металлов. М.: Metallurgy, 1974, 320с.
3. Alefeld G., Fourkle K. Gases mixed in the metals. // *J. of physic*, i. 22, 1980, P.495.

Т. П. Садлій, Л. Г. Мілова, Т. О. Баранова, С. В. Курятников
**Кінетика теплових та дифузійних процесів при розчиненні газів
(H₂, O₂, N₂) в дисперсному титані**

АНОТАЦІЯ

В роботі наведено результати експериментальних досліджень з кінетики розчинення водню, азоту та кисню в дисперсному титані. Запропоновано методику визначення коефіцієнтів дифузії та енергій активації цих газів в титані з кінетичних кривих розчинення.

Sadliy T. P., Milowa L. G., Baranova T. A., Kurjatnikov S. V.
**Kinetics and diffusion process mechanism of metals interactions with the
dilluted gases (H₂, O₂, N₂) at the ignition of Ti particles.**

SUMMARY

In the paper the results of the experimental investigations of H₂, O₂, and N₂ — gases dissolving kinetics in the dispersed Ti are considered. There is a technique of measurements of the diffusion coefficients and activation energies of the diffusion processes from the dissolving curves of the gases in Ti.

*С. Г. Орловская, В. В. Калинин, Т. В. Грызунова,
Ф. Ф. Каримова, О. Т. Мельник*

Одесский национальный университет им. И. И. Мечникова

Роль различных механизмов теплообмена при высокотемпературном окислении металлических проволочек

Изучено влияние теплообмена излучением, теплопроводности на устойчивые и критические режимы зажигания и потухания вольфрамового проводника, нагреваемого электрическим током, с учетом испарения оксида на его поверхности. Установлено, что в случае пренебрежения теплотерями через концы проводника на зависимостях критических значений силы тока от диаметра появляются максимумы. Показано, что учет теплообмена излучением со стенками реакционной установки приводит к появлению интервала диаметров проводника, для которого невозможен переход из высокотемпературного состояния в низкотемпературное при уменьшении силы тока.

Практическое использование вольфрамовых проволочек в качестве электродов в ионизационных фильтрах для очистки воздуха, в лабораторных методиках определения теплокинетических характеристик связано с изучением различных видов теплоты: теплопроводности, конвекции, излучения [1, 2]. В настоящей работе изучено влияние указанных механизмов теплообмена на критические режимы зажигания и потухания нагреваемого электрическим током вольфрамового проводника, находящегося в окислительной газовой среде.

В работе [3] рассмотрена физико-математическая модель нестационарного теплообмена и химического реагирования нагреваемой электрическим током вольфрамовой проволоки. Для стационарного режима теплообмена уравнение теплового баланса металлического проводника запишем в виде:

$$q_{ch} + q_j = q_c + q_r + q_L + q_{ev}, \quad (1)$$

$$q_{ch} = Q \cdot \frac{k}{h} \rho_g n_{O_2\infty} \left(1 + \frac{k}{h\beta}\right)^{-1}, \quad q_j = \frac{4I^2 \eta_0 (1 + \gamma(T - T_0))}{\pi^2 d^3}, \quad q_c = \alpha(T - T_g),$$

$$q_r = \varepsilon \sigma (T^4 - T_w^4), \quad q_L = \frac{12\lambda_m (T - T_g)}{L}, \quad q_{ev} = L_{ev} \beta \rho_g n_{WO_2s},$$

© С. Г. Орловская, В. В. Калинин, Т. В. Грызунова,
Ф. Ф. Каримова, О. Т. Мельник, 2004

где q_{ch} — плотность химического тепловыделения реакции окисления вольфрама, $\frac{Bm}{M^2}$; q_j — плотность джоулева тепловыделения, $\frac{Bm}{M^2}$; q_c — плотность теплового потока молекулярно-конвективным путем, $\frac{Bm}{M^2}$; q_r — плотность теплового потока излучением, $\frac{Bm}{M^2}$; q_L — плотность теплового потока теплопроводностью, $\frac{Bm}{M^2}$; q_{ev} — плотность теплового потока, затрачиваемого на испарение оксида, $\frac{Bm}{M^2}$; Q — тепловой эффект реакции, $\frac{Дж}{кгO_2}$; k — константа скорости химической реакции, $\frac{M^2}{c}$; ρ_g — плотность воздуха, $\frac{кг}{M^3}$; η_0 — удельное сопротивление вольфрама при температуре $T_0 = 273$ К, Ом·м; $n_{O_2\infty}$ — относительная массовая концентрация кислорода в среде; h — толщина оксидной пленки, м; I — сила тока, А; γ — температурный коэффициент сопротивления, K^{-1} ; L — длина проводника, м; α, β — коэффициенты теплообмена, $\frac{Bm}{M^2 \cdot K}, \frac{M}{c}$; T — стационарная температура проводника, К; T_g — температура газа, К; T_w — температура стенок реакционной установки, К; λ_m — теплопроводность металла, $\frac{Bm}{M^2 K}$; ε — степень черноты оксидной пленки; L_{ev} — удельная теплота испарения, $\frac{Дж}{кг}$; n_{WO_2s} — относительная массовая концентрация паров WO_2 в насыщенном состоянии на поверхности частицы.

Тогда выражение для зависимости силы тока от стационарной температуры проводника, которая определяет устойчивые и критические высоко- и низкотемпературные состояния, представим в следующем виде:

$$I^2 = \frac{\pi^2 d^3}{4\eta_0 (1 + \gamma(T - T_g))} [q_c + q_r + q_L - q_{ch} - q_{ev}]. \quad (2)$$

Здесь d — диаметр проводника, м.

Используя выражение (2), проанализируем влияние различных механизмов ТМО на критические режимы окисления вольфрамового проводника в зависимости от его диаметра.

На рис. 1 а представлены зависимости $I_{cr}(d)$, $T_{cr}(d)$ для вольфрамового проводника с учетом теплотерь теплопроводностью к токоподводящим контактам ($q_L \neq 0$), молекулярно-конвективным путем ($q_c \neq 0$), на испарение оксидной пленки ($q_{ev} \neq 0$) и без учета теплотерь излучением ($q_r = 0$) при $T_g = T_w = 288$ К.

Зажигание проводника и переход в высокотемпературное состояние возможно при силе тока $I > I_1$. Область, ограниченная кривыми I_1 и I_c – область гистерезиса процессов теплообмена и кинетики окисления. Переход на высокотемпературный режим возможен при увеличении начальной температуры проводника в интервале $T_i < T_b < T_c$ для соответствующего значения силы тока из интервала $[I_1, I_c]$. Потухание проводника – переход в низкотемпературный режим окисления происходит при уменьшении силы тока ниже значения I_c . Точки γ_1 и γ_2 характеризуют вырождение критических режимов зажигания и потухания проводника. В отсутствие теплотерь излучением образуется интервал диаметров проводника $[d_1^*, d_2^*]$, для которого невозможен переход из высокотемпературного состояния в низкотемпературное при уменьшении силы тока.

С учетом теплообмена излучением такие режимы не наблюдаются. Переход в низкотемпературное состояние (потухание) происходит во всем интервале диаметров $d_{\gamma_1} < d < d_{\gamma_2}$ при уменьшении силы тока до значения I_c (рис.1 б). Нами были проведены экспериментальные исследования критических режимов зажигания вольфрамовых проводников различных диаметров электротермографическим методом. Для диаметров проводника $d=70, 210, 250$ мкм определены критические значения силы тока I_1 , при которых происходит переход на режим высокотемпературного окисления. Полученные экспериментальные результаты хорошо согласуются с расчетными значениями (рис. 1 б).

Интересным является случай если при учете теплотерь излучением пренебречь теплотерями через концы проводника ($q_L=0$, рис.1 в). Это приводит к появлению максимумов на зависимости $I_{cr}(d)$, причём максимум на зависимости $I_1(d)$ приходится в область очень больших диаметров ($d \approx 0,9$ мм), в то время как максимум на зависимости $I_c(d)$ наблюдается при $d \approx 0,2$ мм. Затем I_c и I_1 с ростом d резко уменьшаются. При этом пропадает вторая точка вырождения γ_2 .

Используя условие стационарности (1), проведем анализ зависимости $d(T)$ для различных значений силы тока. Проанализируем более подробно критические режимы зажигания и потухания вольфрамового проводника в отсутствие теплотерь излучением (рис. 1 а). При некоторых значениях силы тока (например, $I=0.8$ А) существуют 4 критических режима (т. i, e_1, e_2, e_3). Определим механизм их возникновения. Доказано, что точка i описывает зажигание, точки e_1, e_2, e_3 – потухание проводника. Область протекания хи-

мических реакций в точках i и e_1 — кинетическая, в точке e_2 — переходная, в точке e_3 — диффузионная (табл.). Из таблицы также следует, что при зажигании теплопотери на испарение можно пренебречь. Теплопотери к токоподводящим контактам малы. В точках e_1 и e_2 возрастает роль теплопотерь на испарение оксида, т.к. увеличивается температура проводника. Теплопотери теплопроводностью через концы проводника малы. Видно, что определяющим механизмом в возникновении критических точек e_1 и e_2 являются теплопотери молекулярно-конвективным путем. В критическом режиме потухания e_3 сильно возрастает роль теплового потока к токоподводящим проводам. Определяющими механизмами при этом являются теплопотери молекулярно-конвективным путем и через концы проводника ($q_c \approx q_L$, табл.).

Таблица

**Температуры и диаметры проводника, область протекания химической реакции, соотношение плотностей тепловых потоков в критических режимах зажигания и потухания при силе тока $I=0.8$ А.
 $L=10$ см, $T_g = T_w = 288$ К, $h_b = 0,4$ мкм, $q_r=0$, $q_L, q_c \neq 0$.**

экстремумы	T, K	$d, \text{мкм}$	$k/h\beta$	q_i/q_{ev}	q_i/q_L	q_{ev}/q_L
T_i	1335	51.1	0.03	1140	249	0.22
T_{e1}	1858	62.4	0.3	10	231	23
T_{e2}	1913	127	0.7	7	57	8
T_{e3}	1762	993	3.6	19	0.88	0.05

Для некоторых значений силы тока, как уже отмечалось ранее, существуют 4 критических режима (рис. 2 а, т. i — зажигание, т. e_1, e_2, e_3 — потухание). При достижении силой тока значения $I=0.92$ А (рис. 2 б) происходит слияние критических режимов потухания e_1 и e_2 (точка максимума на зависимости $I_{cr}(d)$, рис. 1а). В дальнейшем, с увеличением силы тока для всех $I < I_{i2}$ наблюдаются 2 критических режима окисления: зажигание при $d = d_i$ и потухание при $d = d_{e3}$ (рис.2 в, г).

С учетом теплообмена излучением на зависимостях $d(T)$ для всего интервала сил тока $I_{i1} < I < I_{i2}$ наблюдаются только 2 экстремума: максимум, характеризующий зажигание, и минимум, характеризующий потухание.

Таким образом, показано, что неучет теплопотерь через концы проводника приводит к появлению максимумов на зависимостях $I_{cr}(d)$. Если пренебречь теплообменом излучением со стенками реакционной установки, появляется интервал диаметров проводника, в котором невозможно погасить проводник, уменьшая значение силы тока.

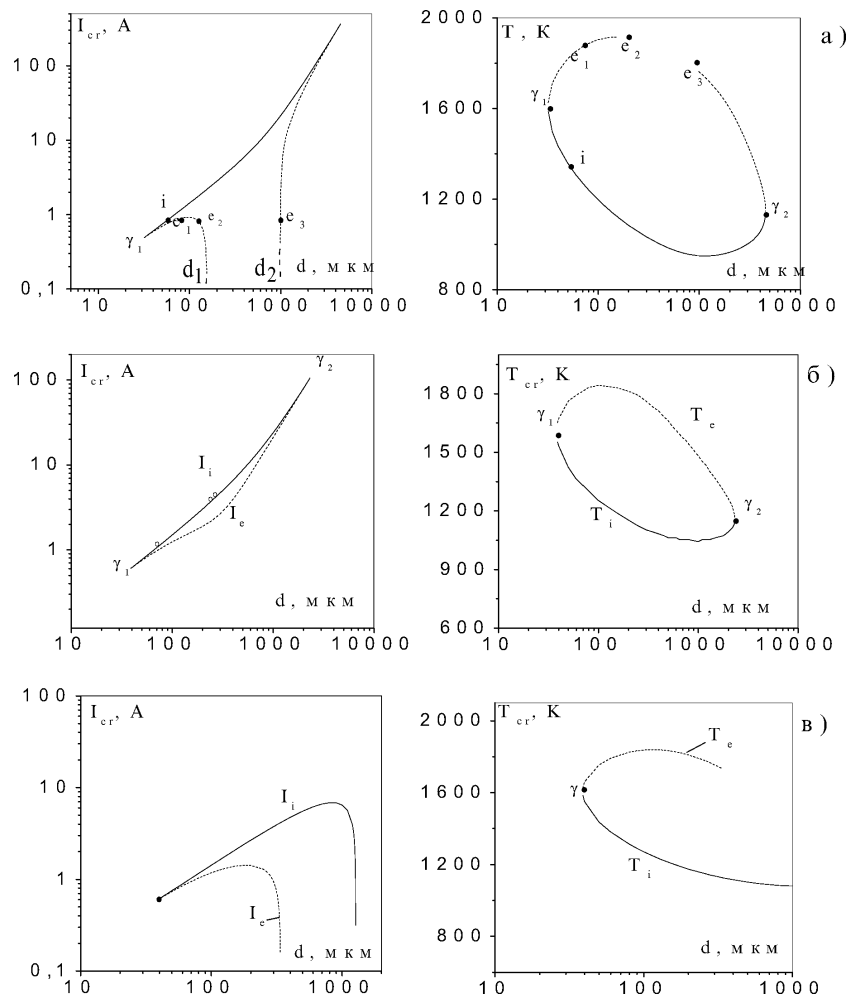


Рис. 1. Влияние различных механизмов теплообмена на критические зависимости силы тока и температуры вольфрамового проводника в зависимости от его диаметра. $L=10$ мкм, $T_g=T_w=288$ К,
 а) $q_r = 0$; $q_L, q_{ev}, q_c \neq 0$; б) $q_r, q_L, q_{ev}, q_c \neq 0$;
 в) $q_L = 0$; $q_{ev}, q_r, q_c \neq 0$.
 ооо – наши экспериментальные данные

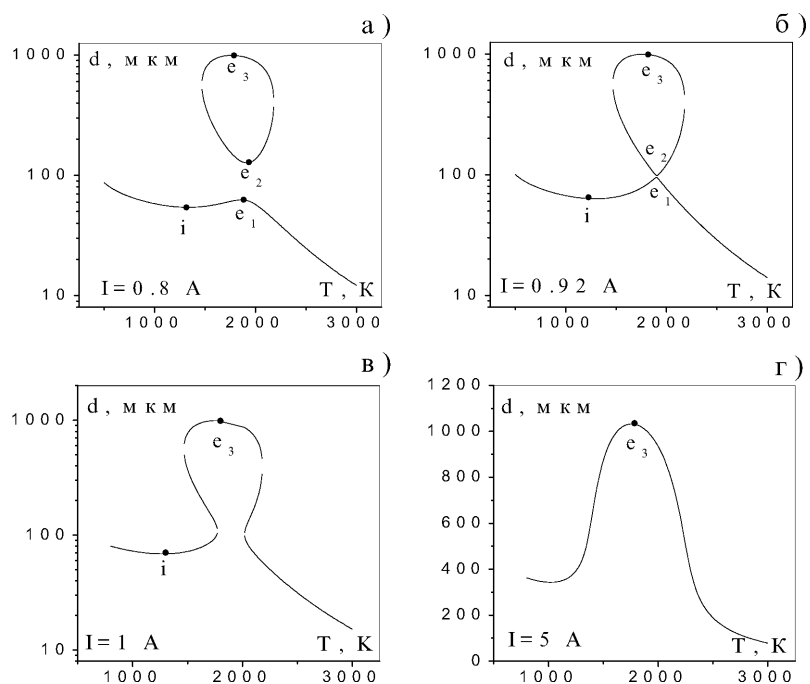


Рис. 2. Зависимость $d(T)$ для вольфрамового проводника. $L=10$ мкм, $T_g=T_w=288$ К, $h_b=0.4$ мкм, $q_L \neq 0$, $q_v \neq 0$, $q_c \neq 0$, $q_r=0$ при различных значениях силы тока, а) $I=0.8$ А, б) $I=0.92$ А, в) $I=1$ А, г) $I=5$ А.

Литература

1. Алабовский А.Н., Недужий И.А. Техническая термодинамика и теплопередача. Киев: Выща школа, 1990. — 256 с.
2. Кутателадзе С.С. Теплопередача и гидродинамическое сопротивление. Справочное пособие. М.: Энергоатомиздат, 1990. — 386 с.
3. Калинин В.В., Орловская С.Г., Грызунова Т.В. Устойчивые и критические режимы высокотемпературного окисления вольфрамового проводника в воздухе. //Теплофизика высоких температур. — 2003. — Т.41, №3. — С.465-469.

*С. Г. Орловська, В. В. Калінчак, Т. В. Гризунова,
Ф. Ф. Карімова, О. Т. Мельник*

**Роль різних механізмів теплообміну при високотемпературному
окисленні металевих дротиків**

АНОТАЦІЯ

Вивчено вплив теплообміну випромінюванням, теплопровідності на стійкі та критичні режими запалення та потухання вольфрамового дротику, який нагрівається електричним струмом, з урахуванням випаровування оксиду на його поверхні. Доказано, що у випадку зневажання тепловтратами через кінці провідника на залежності критичних значень сили струму від діаметру з'являється максимум. Показано, що необлік теплообміну випромінюванням зі стінками реакційної установки приводить до появи інтервалу діаметрів провідника, для якого неможливий перехід з високотемпературного стану до низькотемпературного при зменшенні сили струму.

*Orlovskaya S. G., Kalinchak V. V., Gryzunova T. V.,
Karimova F. F., Melnik O. T.*

**Influence of different heat transfer mechanisms
on high temperature metal filament oxidation**

SUMMARY

Influence of molecular and radiation heat transfer on stable and critical modes of tungsten filament ignition and extinction was studied with account of oxide evaporation. It was established that dependence of critical currents on diameters had maximums in case heat losses through filament ends were negligible. It was shown that if radiation heat transfer was not taken into account a range of filament diameters appeared for which a transition from high temperature state to low temperature one by current decreasing became impossible.

Б. А. Алтоиз

Одесский национальный университет им. И. И. Мечникова

Термодинамическая модель жидкокристаллического состояния немезогена

В рамках термодинамической модели эпитропной жидкокристаллической фазы получена оценка температуры плавления и температурного интервала существования ориентационно упорядоченной фазы нитробензола. Метастабильное жидкокристаллическое состояние немезогена стабилизируется полем поверхностных сил подложки.

В суспензиях в сверхтонких прослойках жидкости могут возникать полимолекулярные ориентационно упорядоченные эпитропные жидкокристаллические (ЭЖК) слои, способные изменять свойства дисперсной системы и влиять на процессы, протекающие в ней. Сложившиеся представления [1,2] о механизме образования ЭЖК фазы, связывают ее возникновение не только со специфическими анизотропными межмолекулярными взаимодействиями, подобными для мезогенов, но и с одновременным проявлением дальнедействующих и короткодействующих сил лиофильной твердой подложки. В основе этих представлений об эпитропной мезофазе лежат известные теоретические модели, разработанные для традиционных термотропных мезофаз.

В **микроскопической теории** нематической мезофазы Майера-Зауппе [3], ориентационная упорядоченность в нематике возникает вследствие действия анизотропной диполь-дипольной составляющей дисперсионных молекулярных сил. В приближении самосогласованного поля рассматривается эффективный потенциал молекулы (зависящий от ее ориентации) в поле соседних молекул, который обеспечивает жидкокристаллическое состояние с определенной величиной параметра дальнего ориентационного порядка S .

Наблюдаемые [4] отличия величины параметра S мезогена (в его ЖК состоянии) в поле поверхностных сил подложки (и немезогена [5] в его ЭЖК фазе) от значения S в объеме указывают на изменение межмолекулярного потенциала в этой области, которое может быть связано с образованием вблизи подложки димеров. Об этом свидетельствуют как замеченные [6,7] особенности параметров электронно-колебательных полос в тонких прослойках нематического ЖК (5ЦБ), так и проведенные эксперименты [8] по исследованию зависимости диэлектрической проницаемости прослоек 5ЦБ от их толщины. Из результатов этих экспериментов следует, что вблизи от поверхности подложки концентрация димеров молекул мезогена с антипараллельной ориентацией жестких дипольных моментов повышена.

Анизотропный межмолекулярный потенциал, способствующий организации ориентационной упорядоченности в пристенных слоях и *немезогенных жидкостей*, также имеет свои особенности, связанные с ассоциацией молекул вблизи подложки. Сделать такой вывод позволяют результаты диэлектрических измерений ЭЖК фазы нитробензола [9] и спектральных исследований [10] этой фазы анизола. Последние подтвердили ранее замеченные нами [11] изменения формы спектральных полос при уменьшении толщины слоя этой фазы нитробензола на кварцевой подложке. В серии нормированных спектров ЭЖК фазы исследованных жидкостей авторами [10] были замечены изобестические точки, что свидетельствует о существовании в ЭЖК фазе нескольких типов поглощающих центров. Для определения числа таких центров серия экспериментальных спектров была преобразована (методом Грамма-Шмидта) в серию ортогональных спектров. Это позволило установить, что последние представляют собой суперпозицию двух независимых спектров, один из которых преобладает в тонких слоях ЭЖК, т.е. вблизи у поверхности подложки, а другой — в более толстых, более удаленных от нее. Поглощающие центры, ответственные за эти спектры, были сопоставлены с мономерами и димерами препаратов и расчеты позволили получить зависимость концентрации димеров и мономеров от расстояния до подложки.

Ясно, что такая двухкомпонентная модель [10] ЭЖК фазы усложняет применение молекулярно статистической теории для построения ее строгой микроскопической модели, учитывающей влияние подложки. Кроме того, метод молекулярного поля полностью пренебрегает эффектами ближнего порядка, а эти эффекты четко проявляются в непосредственной близости от фазовых переходов. Упрощенные статистические модели Изинга [12-14] организации ориентационной упорядоченности молекул вблизи ориентирующей подложки позволяют лишь оценить вклады различных взаимодействий в пристенной области.

Заметим, что в соответствии с теорией Майера-Зауппе, при максимальной температуре T^{**} ($T^{**} \sim 1,011 T_c$, T_c температура плавления нематика), выше которой уже не может существовать нематическая мезофаза даже в перегретом состоянии, величина скалярного параметра ориентационной упорядоченности нематик $S^{**} = 0,42$.

Термодинамическая теория фазовых переходов Ландау также описывает основные черты фазового перехода нематик — изотропная жидкость. На основе этой теории де Жен предложил [15] феноменологическое описание предпереходных эффектов в ЖК. По Ландау плотность избыточной (связанной с ориентационной упорядоченностью молекул) свободной энергии упорядоченной системы разлагается в ряд по степеням скалярного параметра порядка:

$$\Delta \mathcal{F}_s = 1/2 \cdot A(T - T^*)S^2 - 1/3 \cdot BS^3 + 1/4 \cdot CS^4 + \dots, \quad (1)$$

где T^* — температура, ниже которой устойчивой является уже только нематическая фаза. На основе такого выражения также получают семейства температурных зависимостей плотности избыточной свободной энергии $\Delta\mathfrak{F}_s = f(S, T)$, подобные таким же кривым в микроскопической теории [3]. Эти зависимости имеют два неравнозначных минимума как в интервале температур метастабильного (“перегретого”) состояния нематической фазы $T^{**} > T > T_c$ (T_c — температура фазового перехода N-I), так и интервале метастабильного (“переохлажденного”) состояния изотропной жидкости $T_c > T > T^*$. Изменение параметра порядка с температурой для нематиков описывается в этой теории степенной зависимостью (с критическим показателем 1/2).

Жидкости, образующие в пристенных слоях ЭЖК фазу, относятся к мезогенам. При плавлении из кристаллического состояния в объеме они становятся изотропной фазой, а при охлаждении сразу переходят в кристаллическое состояние, так как даже при самой низкой температуре существования жидкой фазы — при температуре кристаллизации ориентирующие силы межмолекулярного взаимодействия в них недостаточны для организации стабильной в объеме ориентационно упорядоченной мезофазы. Устойчивое жидкокристаллическое состояние у таких жидкостей может существовать (по крайней мере, теоретически) лишь в переохлажденном состоянии, а при температурах выше температуры плавления мезофазное состояние в них метастабильно.

Однако, в пристенных слоях таких жидкостей, образованных на лиофильных твердых поверхностях, дальнедействующие поверхностные силы могут стабилизировать метастабильное ЖК состояние [1,2].

Пунктиром на рис.1 показано значение ориентационной части свободной энергии $\Delta\mathfrak{F}_s^{ms}$, соответствующее метастабильному (не абсолютному) минимуму зависимости $\Delta\mathfrak{F}_s = f(S)$ при двух температурах T_2 и T_3 ($T_3 > T_2 > T_c$), а сплошная кривая показывает зависимость от расстояния до поверхности твердой подложки свободной энергии, обусловленной поверхностными силами. На расстояниях $d \leq d_s$ суммарная избыточная часть свободной энергии отрицательна и ЭЖК фаза будет термодинамически устойчивой в этой области расстояний до поверхности подложки. На больших расстояниях $d > d_s$ ЭЖК фаза неустойчива и может существовать только объемная изотропная жидкость.

Такая физическая модель [1] поясняет, во-первых, структурную однородность эпитропной мезофазы, представляющей собой стабилизированное полем поверхностных сил (а вне этого поля метастабильное) жидкокристаллическое состояние, обладающее одинаковым ориентационным упорядочением (и одновременно однородностью всех физических свойств, определяющихся степенью ориентационной упорядоченности S) во всем слое $d < d_s$. Во-вторых, поясняется существование резкой фазовой границы (при $d = d_s$), отделяющей ЭЖК фазу от объемной, изотропной жидкости.

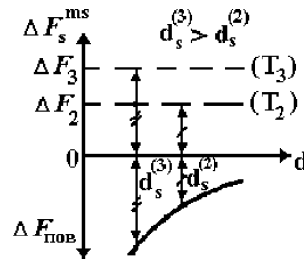


Рис. 1. К энергетической схеме [1,2] стабилизации ЭЖК фазы в пристенном слое. Пунктир: значения ориентационной части (обусловленной поверхностными силами) плотности свободной энергии $\Delta \mathcal{F}_s^{ms}$ метастабильного состояния жидкости для двух температур T_2 и T_3 ($T_3 > T_2 > T_c$); сплошная линия: зависимость $\Delta \mathcal{F}_{пов}(d)$ плотности свободной энергии слоя жидкости от его расстояния до поверхности подложки.

Очевидно, что значение параметра порядка S в эпитропной мезофазе должно быть меньше S_c — минимально допускаемого теорией для объемной ЖК фазы, что и подтверждается экспериментально ($S \approx 0,25 \pm 0,3$). С повышением температуры возрастает и значение $\Delta \mathcal{F}_s^{ms}$ и, в соответствии с опытом, должны убывать и равновесная толщина ЭЖК фазы d_s и значение параметра порядка S в ней. Заметим, что, в отличие от теории Майера-Заупе, минимально допустимое феноменологической теорией Ландау значение параметра порядка (метастабильного ЖК состояния) меньше и составляет (при T^{**}) $S^{**} = 0,32$, что близко к величине параметра упорядоченности в ЭЖК слоях.

Малое, меньшее, чем минимальное в нематиках, значение S в ЭЖК позволяет, как и для термотропных ЖК, применить к ним модель Ландау. При этом будем полагать слой ЭЖК однородным, игнорируя послойный характер его ориентационного плавления. В рамках такой модели, используя экспериментально установленную температурную зависимость $S(T)$, проведем оценку температуры T_c и величину температурной области стабильности ($T < T_c$) и метастабильности ($T_c < T < T^{**}$) этой фазы.

Для этого необходимо сопоставить результаты структурных и термодинамических исследований ЭЖК нитробензола. Именно такой прием позволил в [16] оценить величину T^* . С одной стороны автором [16] использовались данные [17] по величине теплоемкости весьма тонких прослоек нитробензола, полученные из оригинальных калориметрических измерений (в дисперсной системе нитробензол — порошок кварца). С другой стороны, использовались экспериментальные результаты изучения зависимости параметра порядка в слоях ЭЖК фазы нитробензола от температуры — $S(T)$, полученные в первых опытах применения разработанного метода [18] установления величины параметра S измерением дихроизма собственных интен-

сивных полос поглощения препарата (см. рис.2, прямая 1). Для возможности сопоставления в спектральных опытах, как и в калориметрических экспериментах, кварцевые стекла лиофилизировались хромовой кислотой («стандартная» обработка). Заметим, однако, что не вполне совершенная методика проведения этих опытов (наличие неконтролируемых изменений профиля сканируемой клиновидной прослойки препарата при повышенных температурах), приводила к значительным погрешностям в искомой зависимости $S(T)$, а потому грубой и весьма завышенной оценке T^* , значительно превышающей температуру плавления кристаллического нитробензола в изотропную жидкость ($T_m \sim 279$ К).

Результаты последующих более тщательных измерений [19] степени ориентационной упорядоченности, существующей в таких слоях при различных температурах в интервале 282–323 К, также приведены на рис.2. (экспериментальные точки).

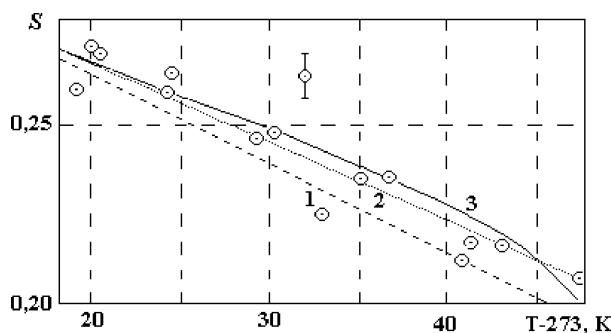


Рис. 2. Температурная зависимость параметра S дальнего ориентационного порядка в ЭЖК фазе нитробензола на кварцевой подложке, лиофилизированной хромовой кислотой. Прямая 1 — линейная аппроксимация экспериментов [18]. Прямая 2 — линейная аппроксимация результатов [19]. Кривая 3 — аппроксимация экспериментальной [19] зависимости $S(T)$ по уравнению (9).

Следуя расчетной схеме [16], проведем оценку T^* (К) по более корректно установленной зависимости $S(T)$. *Линейная аппроксимация* $S(T)=S_0+\tau_s T$ (рис.2, прямая 2) определяется коэффициентами уравнения:

$$S = 2,583 - 2,26 \cdot 10^{-3} T,$$

(коэффициенты корреляции: $\rho=0,864$, Пирсона $F=95,3$), или:

$$S = 1,966 - 2,26 \cdot 10^{-3} (T - 273,1). \quad (10^\circ > T - 273 > 50^\circ) \quad (2)$$

Экспериментально измеренная в калориметрических опытах [17] температурная зависимость скачка теплоемкости при переходе ЭЖК (по терми-

нологии авторов — “граничной”) фазы нитробензола в изотропную жидкость может быть аппроксимирована квадратичной функцией:

$$\Delta C_v = \alpha T - \beta T^2, \quad (3)$$

при этом коэффициенты аппроксимации имеют [16] значения: $\alpha = 1,88 \cdot 10^3$ (Дж/м³К) и $\beta = 4,95$ (Дж/м³К²).

Плотность свободной энергии f связана при фазовом переходе со скачком теплоемкости соотношением:

$$(\partial^2 f / \partial T^2)_{T,V} = -\Delta C_v / T. \quad (4)$$

Поэтому для второй производной изобарно-изотермического потенциала по температуре $(\partial^2 f / \partial T^2)_{T,V}$ из (4) для ее зависимости от тех же экспериментальных значений параметров α и β получим линейное по температуре выражение:

$$(\partial^2 f / \partial T^2)_{T,V} = -\alpha + \beta T. \quad (5)$$

Нетрудно показать, что аналогичную линейную температурную зависимость для $(\partial^2 f / \partial T^2)_{T,V}$ можно получить, если в (1) положить (для «слабого» перехода первого рода) B (и тем более C) малым.

Для этого ограничимся в (1) лишь первым членом разложения $\Delta \mathfrak{S}_s = f(S, T)$ по степеням порядка S . Затем для этого ряда используем линейную аппроксимацию (2) экспериментальных данных [19] по $S(T)$. Тогда для такого упрощенного разложения $f(S)$ имеем:

$$f = f_0 + 1/2 \cdot A \cdot (T - T^*) \cdot S^2(T). \quad (6)$$

Дифференцируя (6), с учетом линейной аппроксимации (2), получим:

$$(\partial^2 f / \partial T^2)_{T,V} = -(2A \tau_s S_0 + A \tau_s^2 T^*) + 3A \tau_s^2 T. \quad (7)$$

Из (5) и (7) искомая температура T^* как функция параметров α , β , τ_s и S_0 имеет вид:

$$T^* = 3\alpha / T - 2S_0 / \tau_s. \quad (8)$$

Подстановка экспериментальных значений параметров зависимостей (3) и (2) дает для величины T^* уже меньшее значение $T^* \sim 315$ К, но которое также превышает температуру T_{nz} плавления нитробензола.

Такой результат может быть связан не только с принятыми исходными допущениями модели, но и с тем, что линейная аппроксимация (2) экспериментальной температурной зависимости $S(T)$ и упрощенное разложение (6) не вполне корректны. Отметим также, что получить оценку температуры T_c — температуры фазового перехода ЭЖК — изотропная фаза в рамках такого сопоставления не представляется возможным.

Оценить значение температуры T^* обсуждаемой термодинамической

модели ЭЖК можно, не опираясь на данные термодинамических опытов, а применяя к процессу ориентационного плавления ЭЖК теорию фазовых переходов Ландау более последовательно. Для этого используем известную [3,15] температурную зависимость $S(T)$ с критическим показателем $1/2$, следующую из (1), — более полного, чем (6), разложения $f(S)$:

$$S = q \cdot \left[1 + \left(1 - \frac{T - T^*}{T^{**} - T^*} \right)^{\frac{1}{2}} \right]. \quad (9)$$

Видно, что представление функции $S(T)$ степенной зависимостью позволяет провести оценку величины не только искомой T^* , а и других параметров (9) модели: q и T^{**} . С этой целью результаты экспериментально установленной зависимости $S(T)$ были аппроксимированы (см. рис.2, кривая 3) уравнением (9). В результате проведенной аппроксимации рассчитанные (корреляция: $\rho=0,88$, $F=51,2$) значения параметров (9) составили: $q=0,147$; $T^* \approx (273,1+3)$ К; $T^{**} \approx (273,1+54)$ К. Такая величина T^* представляется более корректной, чем полученная выше, а величина максимальной температуры существования ЭЖК нитробензола T^{**} в целом согласуется с экспериментом. Таким образом, температурный интервал существования эпитропной мезофазы нитробензола (на поверхности кварца, обработанной хромовой кислотой) составляет $\Delta T = (T^{**} - T^*) \approx 51$ К.

Кроме того, используя такой подход, можно оценить и величину T_c — “условной” температуры плавления ЭЖК фазы. Оценка величины этой температуры фазового перехода ЭЖК — изотропная жидкость T_c может быть проведена по известному [3], следующему из теории Ландау для нематического ЖК, соотношению:

$$T_c = T^* + 8/9 \cdot (T^{**} - T^*), \quad (10)$$

Значение температуры плавления ЭЖК, рассчитанное по (10), составляет величину $T_c \approx (273,1+48)$ К.

С учетом низкой (обусловленной значительным разбросом экспериментальных точек $S(T)$, особенно в области температуры $\sim 50^\circ\text{C}$) корреляции, полученные значения температур T^* , T^{**} и T_c носят, безусловно, лишь оценочный характер. Из этих оценок следует, что нитробензол в объеме — “несостоявшийся” мезоген, для которого максимальная температура возможного существования в объеме (вдали от подложки) стабильного жидкокристаллического (нематического) состояния ниже температуры плавления $T_{пл} = (273,1+5,6)$. Поэтому без внешних стабилизирующих факторов (в данном случае — поля поверхностных сил подложки) мезофазное состояние в объеме нитробензола является метастабильным, и не реализуется. Поле поверхностных сил значительно смещает температуру фазового перехода (до установленной выше T_c) и, кроме того, даже несколько выше этой температуры (до T^{**}) еще возможно метастабильное существование ЭЖК.

Рассмотренное термодинамическое описание ЭЖК фазы не претендует на строгость и является достаточно ограниченным, позволяя проведение лишь оценочных количественных расчетов. В модели игнорируется пространственная неоднородность¹ (по S) слоя ЭЖК, которая определяет условность проведенных оценок T^* , T^{**} и T_c . Можно ожидать, что учет в разложении (1) градиентного члена ($\partial S/\partial z$) [15] позволит более качественно описать такой объект как ЭЖК.

Заметим, что и в термодинамической и в статистических — “цепочечных” [12-14] моделях образование ЭЖК определяется лишь дальнедействующими силами и не рассматривается роль поверхностных близкодействующих, связанных с активными (адсорбционными) центрами поверхности твердой подложки. Наконец, в моделях не учитывается роль второй, смежной фазы, ограничивающей ЭЖК слой с внешней стороны. Все это свидетельствует о том, что изложенные представления об образовании и свойствах эпитропного жидкокристаллического состояния являются далеко не полными и не учитывают всех факторов, определяющих его особенности и свойства. Однако относительно малая изученность ЭЖК фазы пока не позволяет построить более строгую ее модель.

Литература

- 1 Derjaguin B.V., Popovskij and Altoiz B.A. Liquid-Crystal State of Wall-Adjacent Layers of Some Polar Liquids// Journal of Colloid and Interface Science. — 1983. — Vol.96. — N2. — P.492-503.
- 2 Алтоиз Б.А., Поповский Ю.М. Физика приповерхностных слоев. — Одесса: Астропринт, 1995. — 153 с.
- 3 Чандрасекар С. Жидкие кристаллы М.: Мир, 1980. — 390 с.
- 4 Алтоиз Б.А., Поповский Ю.М. Исследование пристенной упорядоченности в ЖК у лиофильной твердой подложки// Колл.ж.1987..№3 Т.49. С.419-423.
- 5 Алтоиз Б.А., Поповский Ю.М., Поповский А.Ю. The structure of orientationally ordered boundary layers of liquids// Molecular Materials, 1995. Vol.5. P.113-122.
- 6 Popovskij A.Yu. Investigation of the surface substrate influence on the peculiarities of the absorption spectra of 5CB wall-adjacent layers// SPIE. 1995. 2731. P. 119-126.

¹О наличии такой неоднородности, кроме выше упомянутой убывающей с расстоянием от подложки концентрации димеров в слое ЭЖК, свидетельствуют и результаты специально поставленных опытов [2] по измерению дихроизма примесных молекул в сверхтонких (~ 10 — 15 нм) слоях нитробензола, в которых было установлено, что около десяти молекулярных слоев эпитропной мезофазы, примыкающих к твердой подложке, обладают повышенной (по отношению к “объему” этой фазы) упорядоченностью.

- 7 Naroditskaya T.V., Altoiz B.A., Popovskij Yu.M. Spectral researches of molecular association in the mesophase of 5CB// Abstracts of IV International School-Seminar «Spectroscopy of molecules and crystals». Chernihiv, 2001. P.181.
- 8 Т.В.Народицкая, Б.А.Алтоиз, Ю.М.Поповский. Диэлектрическая проницаемость прослоек нематических жидких кристаллов// ФАС. 2002, вып. 39, С.81-84.
- 9 Popovskij A.Yu., Goryuk A.A. Dielectric susceptibility of wall adjacent layers/ / Advances in Colloid and Interface Science 104 (2003) P.293-297.
- 10 Popovskij A.Yu., Popovskij Yu.M., Mikhailenko V.I. Two component model of orientationally ordered wall adjacent layers// Advances in Colloid and Interface Science 104 (2003) P.285-292.
- 11 Алтоиз Б.А., Михайленко В.И., Поповский Ю.М., Поповский А.Ю. Электронно-колебательные спектры нитробензола в растворах, в жидкой фазе и в ориентационно упорядоченных пристенных слоях// Известия РАН (сер. Химия). 1995. №5. С.1723-1727.
- 12 Алтоиз Б.А., Ляхова Е.С., Поповский Ю.М. Модель Изинга эпитропной жидкокристаллической фазы// Колл.ж. 2000. №3. Т.62. С.299-302.
- 13 Алтоиз Б.А., Дадонова Е.Ю., Недялков Д.Д. Мезоморфность, теплоемкость и плавление ЭЖК слоя в полуограниченной “цепочечной” модели/ / ФАС. 2003, вып. 40. С.82-93.
- 14 Алтоиз Б.А., Народицкая Т.В. Модель Изинга жидкокристалличности немезогена в пристенном слое и объеме// Колл.ж., 2004, том 66, №3, с.1-6.
- 15 Де Жен П. Физика жидких кристаллов. — М.: Мир, 1977. — 400 с.
- 16 Поповский Ю.М. Тонкие ориентационно-упорядоченные симметричные прослойки и смачивающие пленки жидкости// Вопросы физики формообразования и фазовых превращений. Калинин. Изд. КГУ, 1988. — С.10-21.
- 17 Дерягин Б.В., Поповский Ю.М. Термодинамические характеристики фазового перехода граничная фаза — объемный нитробензол// Докл. АН СССР. — 1967. — Т.175. — №2. — С.385-389.
- 18 Алтоиз Б.А. Методика измерений структуры полимолекулярных слоев жидкости, образованных на твердой подложке// ФАС. 1981, вып. 21. С.35-40; Алтоиз Б.А. Исследование ориентационно упорядоченных полимолекулярных граничных слоев жидкостей оптическим методом: Дис... канд. физ. — мат. наук: 01.04.05. Одесса, 1982. — 167 с.
- 19 Дерягин Б.В., Алтоиз Б.А., Поповский Ю.М., Шибаева Е.Ю. Влияние поверхности на образование и свойства граничных мезофаз// ДАН СССР. 1989. Т. 305. №6. С.1392-1395.

Б. А. Алтоїз

Термодинамічна модель рідкокристалічного стану немезогена

АНОТАЦІЯ

У рамках термодинамічної моделі епітропної мезофази отримана оцінка температури плавлення та температурного інтервалу існування орієнтаційно впорядкованої фази нітробензолу. Метастабільний рідкокристалічний стан немезогена стабілізується полем поверхневих сил підкладки.

Altoiz B. A.

Thermodynamics' model of the liquid-crystalline state of nonmesogen

SUMMARY

The estimation of the temperature range of the orientationally ordered nitrobenzene phase existence and the temperature of its melting point was done in the frames of Epitropic mesophase.

Л. Л. Терлецкая, Н. Х. Копыт, В. В. Голубцов
Одесский национальный университет им. И. И. Мечникова

Исследование структуры ионнолегированного кремния после импульсного лазерного отжига

Представлены результаты исследования влияния когерентного излучения на степень активации примеси в ионнолегированных структурах кремния. Рассмотрены физические процессы, происходящие в приповерхностной области образцов кремния при воздействии лазерного отжига. Показана возможность существенного улучшения электрофизических характеристик кремния путем оптимизации параметров лазерного излучения.

Для создания фотоприемников и других приборов электронной техники широко используется технологическая операция введения примесей в полупроводниковый материал методом ионного легирования. Однако применение этого метода приводит к нарушению структуры (аморфизации) поверхностного слоя монокристалла.

Восстановление кристаллической структуры и электрическая активация введенной примеси осуществляется термической обработкой полупроводникового материала, хотя при таком методе обработки нагревается вся подложка. Последнее является весьма нежелательным фактом, так как нагрев может привести к необратимому изменению электрофизических параметров исходного материала, а степень активации внедренной примеси при этом оказывается незначительной.

Одним из наиболее результативных способов активации примеси в ионнолегированных структурах является импульсный лазерный отжиг поверхностных слоев. Преимуществами такого способа обработки является возможность проведения отжига в атмосферных условиях и локализации участка отжига.

Импульсный лазерный отжиг в момент воздействия связан с локальным расплавлением активируемого объема образца. После снятия импульса происходит кристаллизация. Суммарная продолжительность процессов плавления и кристаллизации по существующим оценкам составляет $\sim 10^{-5}$ с [1]. Однако переход поверхностного слоя подложки в состояние жидкой фазы приводит к возрастанию коэффициента диффузии. Небольшое время жизни жидкого состояния и малый объем расплава препятствуют значительному перераспределению имплантированных ионов. Поэтому лазерный отжиг позволяет получать резкие градиенты легирующей примеси, а, следовательно, резкие p-n-переходы. Наиболее существенным преимуществом лазерного отжига является возможность получения бездефектных слоев [2].

Согласно тепловой модели, описывающей процессы, происходящие при импульсном лазерном отжиге, энергия падающих фотонов за время импульса, во-первых, превращается в тепловую энергию атомов в слое порядка длины поглощения таких фотонов, а во-вторых, происходит плавление аморфного слоя вплоть до монокристаллической подложки с последующим рекристаллизационным процессом [3, 4]. Энергия, требуемая для нагревания до температуры плавления ионнолегированного слоя, не должна превышать величину $0,076 \text{ Дж/см}^2$. Однако согласно данным авторов [5], эта величина может быть увеличена, если учитывать частичное отражение падающей энергии.

Для отжига исходных подложек n-Si марки КДБ, легированных методом ионной имплантации (дозы $10^{14} — 10^{16} \text{ см}^{-2}$) бором, использовались рубиновый лазер ($\lambda = 0,694 \text{ мкм}$) и АИГ-Nd ($\lambda = 1,06 \text{ мкм}$). Частота следования импульсов составляла 4 кГц. Отжигаемый образец располагался на подвижном столике, который сканировался относительно лазерного пучка. Для зондирования отжигаемой поверхности подложек использовался He-Ne-лазер. Зондирующий луч, синхронизированный с отжигающим лучом, последовательно направлялся на один и тот же участок обрабатываемой поверхности. Сканирование проводилось таким образом, чтобы участки, отожженные двумя последовательными импульсами, перекрывались до $\sim 80\%$. Плотность энергии I в пучке составляла $1,5 — 2,0 \text{ Дж/см}^2$, длительность импульса $\tau = 20 \text{ нс}$, диаметр пучка $d = 20 — 40 \text{ мкм}$.

Интенсивность зеркально отраженного зондирующего луча регистрировалась с помощью быстродействующего фотоприемника. Коэффициент отражения, зависящий, как известно, от коэффициента преломления, определяется с помощью величин интенсивности падающего и отраженного лучей. Для оценки температуры нагретого лазерным излучением слоя использовались данные расчета, представленные в работе [6].

Установлено, что при длительностях лазерных импульсов 10^{-3} и 10^{-7} с диффузионное смещение основных примесей в образцах составляло 10^{-7} и 10^{-8} соответственно даже при температурах, близких к 1000°C . Возможными причинами миграции примеси и ускорения диффузии может быть перемещение примеси по междоузлиям или избыточная концентрация вакансий.

Электрофизические параметры образцов контролировались по данным измерений проводимости и эффекта Холла в сочетании с послойным травлением поверхностного слоя пластин кремния.

Экспериментально установлено, что лазерный отжиг образцов n-Si $\langle B^+ \rangle$, более эффективен при дозах более 10^{15} см^{-2} (рис.). Активация внедренной примеси у таких образцов увеличивалась в 7–9 раз.

Представленные в таблице электрофизические параметры ионнолегированного n-Si $\langle B^+ \rangle$ (ускоряющее напряжение 40 кэВ) после отжига рубиновым лазером ($\lambda = 0,694 \text{ мкм}$, $\tau = 30–40 \text{ нс}$, $I = 1,3–1,5 \text{ Дж/см}^2$) свидетельствуют о высокой степени активизации примеси в образцах. Высокая степень

активации внедренной примеси (по величине близкая к 1) при лазерном отжиге может быть объяснена не только термическим разогревом, но и фото-стимулированными процессами ионизации.

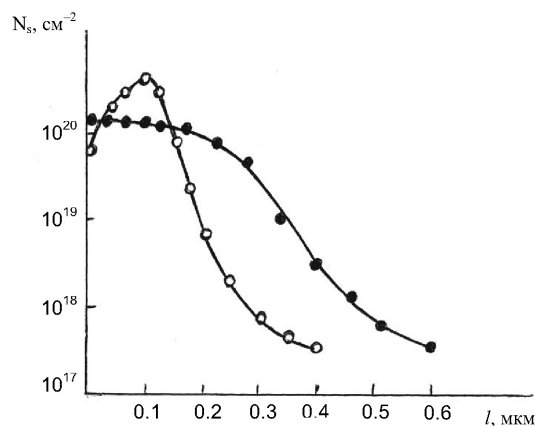


Рис. Профиль концентрации примеси бора в образце n-Si. Доза $2,2 \times 10^{16}$ см⁻²; 1 — до отжига; 2 — после импульсного лазерного отжига

Таблица

Электрофизические параметры образцов n-Si (B^+) после импульсного лазерного отжига

№ образца	Доза имплантации, см ⁻²	Поверхностное сопротивление, Ом/см	Концентрация примеси, см ⁻²	Подвижность, см ² /В·с
4.2	$5,0 \cdot 10^{14}$	196	$5,8 \cdot 10^{14}$	62
18.1	$3,5 \cdot 10^{15}$	48	$4,2 \cdot 10^{15}$	38
12.4	$2,7 \cdot 10^{16}$	3,9	$4,1 \cdot 10^{16}$	29

О достаточно высоком структурном совершенстве ионнолегированных слоев после воздействия на них лазерного излучения свидетельствовали электронограммы с хорошо развитыми линиями Кикучи.

Таким образом, при действии импульсного лазерного излучения, в отличие от воздействия источников некогерентного излучения, поверхностный слой кремния, аморфизированный в процессе ионного легирования примесью, рекристаллизовался полностью. Выбор оптимальных параметров лазерного излучения (длины волны λ , интенсивности I , длительности импульса τ) позволяет управлять процессом воздействия на заданную толщину поверхностного слоя образцов n-Si (B^+), соизмеримую с толщиной ионнолегированного слоя для каждой конкретной партии образцов.

Применение импульсного лазерного излучения в сочетании с ионным легированием кремниевых подложек позволяет существенно улучшить качество структур и упростить технологию производства фотоэлектрических преобразователей, матриц на их основе, планарных микросхем.

Литература

1. Rozgoni G.A.//Advances in Solid State Phys. — 1980. — 20. — P. 229-257.
2. Афанасьев В.А., Гудков В.А., Гордиенко Б.В., Духновский М.П., Крысов Г.А.//Электроника СВЧ. — 1981. — Вып. 8(322). — С. 35-41.
3. Wang J.C., Wood R.F., Pronko P.P.//Appl. Phys. Lett. — 1978. — 33. — P. 455-461.
4. Vacri F., Campisano S.U., Foti G.//J. Appl. Phys. — 1979. — 50. — P. 788-793.
5. Van Vechten I.A., Tsu R.,Sari F.W.// Phys. Lett. — 1989. — 74. — P. 417-422.
6. Гринберг А.А.//ФТТ. — 1986. — 9. — № 5. — С.
7. Пинткус С.М. Синтез и рост совершенных кристаллов. — Новосибирск: Наука, 1981. — 178 с.

Л. Л. Терлецька, М. Х. Копит, В. В. Голубцов

Дослідження структури іоннолегованого кремнію після імпульсного лазерного відпалу

АНОТАЦІЯ

Представлено результати дослідження впливу когерентного випромінювання на ступінь активації домішки в іоннолегованих структурах кремнію. Розглянуто фізичні процеси, що відбуваються у приповерхневій області зразків кремнію за умов дії лазерного відпалу. Показано можливість суттєвого поліпшення електрофізичних характеристик кремнію шляхом оптимізації параметрів лазерного випромінювання.

Terletskaya L. L., Kopyt N. Kh., Golubtsov V. V.
**Investigation of the structure of ion-implantation silicon
after the puls laser annealing**

SUMMARY

Results of study of the influence of coherent radiation on the degree of impurity activation in the ion-implantation silicon structures are presented. There are considered physical processes in surface region of silicon sample at the laser annealing. It is shown the possibility of improvement of the electrophysical characteristics of silicon by means optimisation of lasers emission parameters.

*С. Г. Орловская, В. В. Калинин,
Т. В. Грызунова, М. И. Кирмикчи, С. В. Качан*

Одесский национальный университет им. И. И. Мечникова

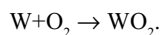
Высокотемпературное окисление и потухание металлической частицы с учетом стефановского течения

Получены выражения для концентрации кислорода, тепловых и массовых потоков с учетом стефановского течения, возникающего на поверхности металлической частицы в результате окисления ее и испарения оксидной пленки. Изучено влияние стефановского течения на период индукции, время и температуру горения частиц вольфрама различных диаметров, критические значения толщины оксидной пленки, определяющие их зажигание и потухание. Проанализирована роль тепловых механизмов в процессах зажигания, горения и потухания частицы.

Актуальность изучения процессов тепломассообмена и окисления металлических частиц связана с широким применением дисперсных металлических систем в различных отраслях науки и техники. При высокотемпературном окислении металлов с образованием твердой оксидной пленки и дальнейшим ее испарением с поверхности возникает гидродинамическое перемещение газообразной среды — стефановское течение [1], которое может существенно повлиять на характеристики высокотемпературных процессов [2, 3]. В специальной литературе вопросу о влиянии стефановского течения на закономерности окисления металлов и тепломассообмен с газами уделено недостаточно внимания.

В данной работе на примере частицы вольфрама изучено влияние стефановского течения на характеристики ее зажигания, горения и потухания в нагретом воздухе с различным содержанием кислорода.

Рассмотрим сферическую частицу вольфрама, находящуюся в среде нагретого воздуха. Предполагаем, что на поверхности частицы протекает химическая реакция окисления с образованием оксида WO_2 :



Скорость окисления, согласно параболическому закону [4], обратно пропорциональна толщине оксидной пленки:

$$W_{O_2,s} = \frac{k}{h} \rho_g n_{O_2,s}, \quad k = k_0 \exp\left(-\frac{E}{RT}\right), \quad (1)$$

где k — константа скорости гетерогенной химической реакции; k_0 — предэкспоненциальный множитель; E — энергия активации; ρ_g — плотность газа (воздуха); h — толщина оксидной пленки; n_{O_2s} — относительная массовая концентрация кислорода в воздухе; T — температура частицы.

В результате решения уравнений диффузии и неразрывности для газообразных компонент получено выражение для концентрации кислорода на поверхности частицы с учетом стефановского течения:

$$n_{O_2s} = n_{O_2\infty} - P_{sf_{ev}} \left(1 + \frac{k - P_{sf_{ox}}}{h\beta} \right)^{-1}, \quad P_{sf_{ox}} = n_{O_2\infty} k, \quad P_{sf_{ev}} = n_{WO_2s} n_{O_2\infty}, \quad (2)$$

где n_{WO_2s} — относительная концентрация оксида WO_2 на поверхности частицы; $P_{sf_{ox}}$, $P_{sf_{ev}}$ — поправки на стефановское течение за счет химической реакции и испарения оксида соответственно, β — коэффициент массообмена, $\beta = \frac{D \cdot Nu}{d}$, D — коэффициент диффузии газа, d — диаметр частицы, Nu — критерий Нуссельта.

Для неподвижной частицы критерий Нуссельта $Nu=2$, для движущейся воспользуемся формулой Маршала -Ранца:

$$Nu=2+0.54 Re^{0.5}, \quad Re = \frac{Vd}{\nu_g}, \quad (3)$$

где Re — критерий Рейнольдса; V — скорость движения частицы; ν_g — кинематическая вязкость газа.

Зная концентрацию кислорода, можно с учетом (2) определить плотность химического тепловыделения:

$$q_{ch} = Q \cdot W_{O_2s} = Q \frac{k}{h} \rho_g \left(n_{O_2\infty} - P_{sf_{ev}} \left[1 + \frac{k - P_{sf_{ox}}}{h\beta} \right]^{-1} \right), \quad (4)$$

Q — тепловой эффект реакции, рассчитанный на единицу массы кислорода.

Скорость испарения оксида с поверхности частицы и теплотопери на испарение определяются выражениями:

$$W_{ev} = \frac{Sh D_{WO_2}}{d} \rho_g n_{WO_2s}, \quad q_{ev} = L_{ev} \cdot W_{ev}, \quad (5)$$

Sh — критерий Шервуда, L_{ev} — удельная теплота испарения.

Радиационный теплообмен частицы вольфрама с окружающими стенками реакционной установки описывается законом Стефана-Больцмана:

$$q_{rad} = \varepsilon \sigma (T^4 - T_w^4), \quad (6)$$

ε — степень черноты оксидной пленки, T_w — температура стенок реакционной установки.

Для плотности теплового потока получим выражение:

$$q_{\lambda, sf} = \alpha (T - T_g) + \frac{\xi_s}{2} \alpha (T + T_g), \quad \xi_s = \frac{U_s}{\beta} = \frac{\frac{P_{sf, ev}}{h\beta + k} - P_{sf, ox}}{n_{O_2, \infty}}}, \quad (7)$$

где ξ_s — безразмерная скорость стефановского течения, α — коэффициент теплообмена, $\alpha = \frac{\lambda_g Nu}{d}$.

Запишем дифференциальное уравнение для изменения температуры частицы со временем:

$$\frac{1}{6} \rho_w \rho_w d \frac{\partial T}{\partial t} = q_{ch} - q_{\lambda, sf} - q_{rad} - q_{ev}, \quad T(t=0) = T_b, \quad (8)$$

c_w, ρ_w — удельная теплоемкость и плотность частицы вольфрама; T_b — начальная температура частицы.

Дифференциальное уравнение для временной зависимости толщины оксидной пленки на поверхности частицы записывается с учетом увеличения её толщины в результате окисления и уменьшения вследствие испарения:

$$\rho_{wo_2} \frac{\partial h}{\partial t} = \Omega \cdot W_{O_2, S} - W_{ev}, \quad h(t=0) = h_b, \quad (9)$$

ρ_{wo_2} — плотность оксида; h_b — начальная толщина оксида; $\Omega = \frac{M_{wo_2}}{M_{O_2}}$.

Дифференциальные уравнения (8) — (9) с учетом вышеизложенных формул описывают нестационарный тепломассообмен и кинетику окисления металлической частицы по параболическому закону с учетом испарения оксида и стефановского течения на ее поверхности.

Для движущейся частицы запишем уравнение движения с учетом сил сопротивления, тяжести и Архимеда:

$$\rho_w \frac{\partial V}{\partial t} = -\frac{3}{4} \frac{\rho_g V^2}{d} \psi + g(\rho_w - \rho_g), \quad V(t=0) = V_b, \quad (10)$$

где V_b — относительная начальная скорость частицы; Ψ — коэффициент лобового сопротивления, определяется по формуле Клячко:

$$\Psi = \frac{24}{Re} + \frac{4}{Re^{1/3}}. \quad (11)$$

Результаты решения уравнений (8)-(10) для частицы вольфрама, находящейся в нагретом газе, представлены на рис. 1 в виде:

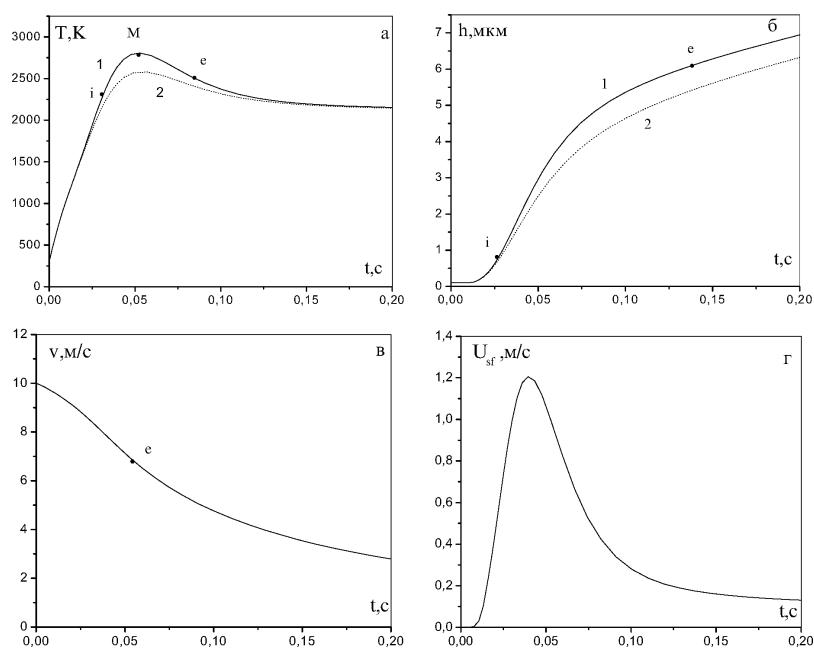


Рис. 1. Временные зависимости T , h , V , U_{sf} для движущейся частицы вольфрама при $n_{O_2\infty} = 0.5$, $T_g = T_w = 2000K$, $d = 100\mu m$, $V_b = 10$ м/с, $q_{ev} = 0$; 1 — с учетом стефановского течения ($P_{sf} \neq 0$), 2 — без учета стефановского течения ($P_{sf} = 0$)

временных зависимостей температуры, скорости частицы, толщины оксидной пленки и скорости стефановского течения на ее поверхности. Точка i характеризует момент зажигания частицы и переход в высокотемпературное состояние. На стадии высокотемпературного окисления температура частицы увеличивается и достигает максимального значения (т.М, рис.1а). В этом режиме наблюдается интенсивный рост толщины оксидной пленки на поверхности частицы (рис.1б), что в конечном итоге приводит к уменьше-

нию плотности химического тепловыделения. При достижении пленкой критического значения (t_e) происходит потухание частицы — переход в низкотемпературное состояние. После потухания наступает стадия медленного окисления частицы при температуре близкой к температуре газа. Толщина оксида на поверхности частицы при этом меняется слабо. Длительность высокотемпературной стадии — время горения определяется моментами зажигания (t_i) и потухания (t_e). Из рис. 1г видно, что скорость стефановского течения достигает максимального значения, а затем уменьшается, следуя изменению температуры частицы. В высокотемпературном режиме скорость стефановского течения достаточно велика и, так как она направлена к поверхности частицы, то это приводит к уменьшению теплового потока от частицы и, следовательно, увеличению ее температуры (рис. 1а, кривая 1). По этой же причине критическое значение толщины оксидной пленки, при которой частица потухает (h_c , рис. 1б), с учетом стефановского течения больше. Из рис. 1в видно, что к моменту потухания скорость движения частицы еще достаточно велика.

Из рисунка 1 следует, что стефановское течение приводит к увеличению критической толщины оксидной пленки, при которой частица потухает. Это является следствием увеличения концентрации кислорода на поверхности частицы, а значит и ее температуры, что ведет к росту скорости образования оксида с учетом стефановского течения.

На рис. 2 представлены результаты по влиянию стефановского течения на период индукции (t_{ind}), время и максимальную температуру горения частицы (t_{bur} , T_M), критическую толщину оксидной пленки h_c в широком интервале ее диаметров. Период индукции (время от начала прогрева до момента зажигания частицы) с учетом стефановского течения больше, чем без учета в результате увеличения времени химического разогрева частицы. Стефановское течение приводит к уменьшению времени горения частицы (рис. 2б) вследствие более высокого значения ее температуры.

Максимальная температура горения с ростом диаметра частицы уменьшается вследствие уменьшения при этом плотности химического тепловыделения и роста радиационных теплопотерь от частицы к стенкам установки.

Видно, что с ростом диаметра частицы степень влияния стефановского течения на характеристики горения увеличивается.

Таким образом, показано, что с учетом стефановского течения увеличивается период индукции и температура горения частиц, уменьшается время существования высокотемпературного режима окисления (время горения). Стефановское течение приводит к увеличению критического значения толщины оксидной пленки, определяющего потухание частицы.

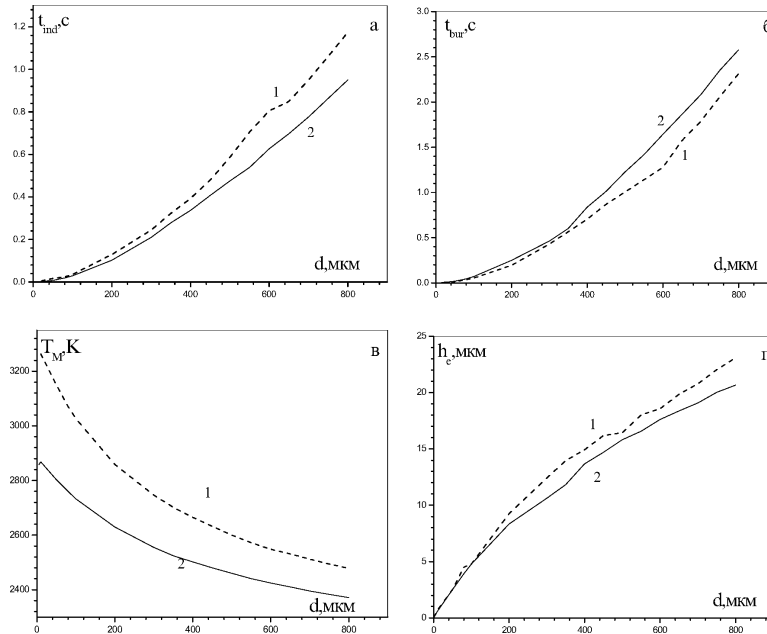


Рис.2. Зависимости t_{ind} , t_{bur} , T_M и h_e от диаметра частицы с учетом (1) и без учета (2) стефановского течения.

$$T_g = T_w = 1500 \text{ K}, \quad n_{O_2\infty} = 0.5$$

Рассмотрим стационарные режимы теплообмена и окисления частицы вольфрама в воздухе. Использование условий стационарности приводит к равенству:

$$q_{ch} = q_{\lambda, sf} + q_{rad}, \quad (12)$$

из которого получаем выражение для зависимости толщины оксидной пленки h от стационарной температуры частицы T :

$$h = \frac{k}{\beta} \left[\frac{Q \rho_g n_{O_2\infty} \beta + \alpha (T - T_g) \frac{P_{sf}}{2k}}{\alpha (T - T_g) + \varepsilon \sigma (T^4 - T_w^4)} + \frac{P_{sf}}{k} - 1 \right], \quad (13)$$

где $P_{sf} = n_{O_2\infty} k$.

Разрешим уравнение (12) относительно диаметра частицы, используя его

связь с коэффициентом массообмена. Подстановка плотностей тепловых потоков в (12) приводит к квадратному уравнению относительно β :

$$\beta^2 + B\beta + C = 0, \quad (14)$$

$$B = \frac{q_{\text{rad}} - q_{\text{ch},k}}{q_{\lambda}^*} - \frac{P_{\text{sf}} (T + T_g)}{2h (T - T_g)} + \frac{k}{h} - \frac{P_{\text{sf}}}{h}, \quad C = \frac{q_{\text{rad}}}{q_{\lambda}^*} \frac{k - P_{\text{sf}}}{h},$$

$$q_{\text{ch},k} = Q \rho_g n_{\text{O}_2 \infty} \frac{k}{h}, \quad q_{\lambda}^* = c_g \rho_g (T - T_g), \quad d = \frac{D \cdot Nu}{\beta} \quad (15)$$

Зависимости $h(T)$ при $d = \text{const}$ (формула (13) и $d(T)$ при $h = \text{const}$ (формулы (14), (15)) определяют устойчивые и критические режимы окисления вольфрамовой частицы с учетом стефановского течения.

Проанализируем зависимости $h(T)$ и $d(T)$ для частицы вольфрама, находящейся в нагретом воздухе (рис.3). Точки i и e описывают критические режимы зажигания (т. i) и потухания (т. e) частицы. Кривые до точки i и после точки e определяют соответственно низкотемпературные и высокотемпературные состояния частицы. Кривые, ограниченные критическими точками i и e , характеризуют неустойчивые критические режимы зажигания в зависимости от начальной температуры частицы.

Видно, что стефановское течение приводит к значительному увеличению температуры горения и параметров потухания вольфрамовой частицы (т. e). Из рис. 3б следует, что без учета стефановского течения происходит вырождение критических условий зажигания и потухания (т. γ).

Перейдем к анализу влияния массообмена на устойчивые и критические режимы окисления частицы вольфрама.

В таблице 1 представлены значения констант скоростей химической реакции, коэффициента массообмена и их отношения для различных диаметров частицы при зажигании, потухании и горении. Для всего интервала диаметров частиц, ограниченного диаметром вырождения d_{γ} , область протекания реакции при зажигании и потухании — кинетическая. Зажигание протекает в глубоко кинетическом режиме $k/h \ll \beta$. При горении частицы развиваются высокие температуры и наблюдается диффузионный режим окисления, особенно для крупных частиц. С увеличением размера частиц повышается критическая температура в точке i и особенно заметно понижается она в точке e . В точке вырождения критические температуры частицы при зажигании и потухании равны. Понижение температуры горения T_{bur} и критической температуры частицы T_c с ростом диаметра связано с уменьшением плотности химического тепловыделения (таблица 2), в том числе и за счет уменьшения коэффициента массообмена (таблица 1) и увеличением относительной роли теплопотерь излучением (q_{rad} , таблица 2).

Таблица 1

Влияние диаметра частицы на область протекания химической реакции окисления в критических точках и при горении частицы.

$$T_g = T_w = 1500 \text{ K}, n_{O_2, \infty} = 0.5, P_{st} \neq 0, [d] = \text{мкм}, [h] = \text{мкм}, [T] = K, [k/h, \beta] = \text{м/с}$$

d	точка i					точка e					горение при h=0,5 мкм				
	h _i	T _i	k/h	β	k/hβ	h _e	T _e	k/h	β	k/hβ	T _{burn}	k/h	β	k/hβ	
50	1,07	1832	0,67	16	0,042	1,77	3608	9,8	33	0,29	7971	2218,3	98,6	2,2	
100	2,06	1838	0,34	7,9	0,043	3,13	3379	4,4	15,4	0,28	7720	208,2	47	4,4	
200	3,8	1850	0,19	4	0,047	5,17	3106	1,97	6,9	0,28	6911	171,8	20	8,57	
500	7,64	1894	0,1	1,6	0,067	8,76	2715	0,66	2,4	0,27	5625	113	5,9	18,9	
1000	11,3	1958	0,9	0,8	0,1	11,7	2386	0,26	1,3	0,25	4714	75,3	2,3	31,9	
d _r	точка γ														
1403	h _γ = 13,1; T _γ = 2114; (k/h) _γ = 0,12; β _γ = 1,03; (k/hβ) _γ = 0,19														

Таблица 2

Роль тепловых механизмов в процессах зажигания и потухания частицы вольфрама различных диаметров

$$T_g = T_w = 1500 \text{ K}, n_{O_2, \infty} = 0.5, [q] = \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}; [d] = \text{мкм}, P_{st} \neq 0.$$

d	точка i			точка e		
	q _{ch} , 10 ⁶	q _{h, st} , 10 ⁶	q _{rad} , 10 ⁶	q _{ch} , 10 ⁶	q _{h, st} , 10 ⁶	q _{rad} , 10 ⁶
50	1.1763	1.1198	0.056	10.638	9.1452	1.4931
100	0.6257	0.5679	0.0578	5.0395	3.9014	1.1381
200	0.3524	0.2918	0.0605	2.3700	1.5705	0.7994
500	0.1952	0.1259	0.0693	0.8697	0.4248	0.4448
1000	0.1586	0.0709	0.0876	0.3874	0.1388	0.2485
d _r	(q _{ch}) _r = 0.199 · 10 ⁶ , (q _{h, st}) _r = 0.064 · 10 ⁶ , (q _{rad}) _r = 0.136 · 10 ⁶					
1403	(q _{ch}) _r = 0.199 · 10 ⁶ , (q _{h, st}) _r = 0.064 · 10 ⁶ , (q _{rad}) _r = 0.136 · 10 ⁶					

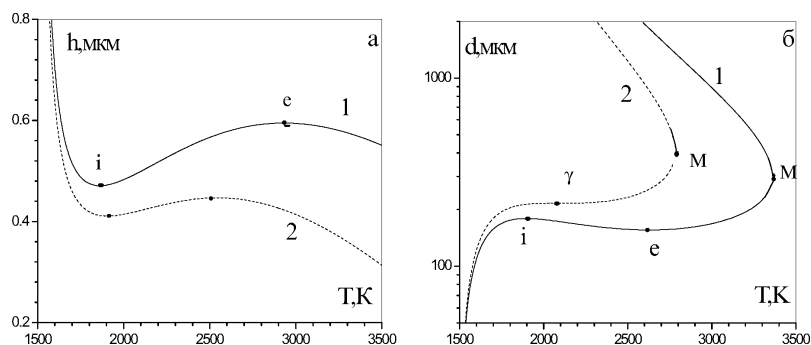


Рис. 3. Влияние стефановского течения на зависимость толщины оксидной пленки и диаметра для частицы вольфрама при концентрации $n_{O_2\infty} = 0.23$ с учетом (1) и без учета (2) стефановского течения. $T_g = T_w = 1500$ К; а) $d = 50$ мкм; б) $h = 1.5$ мкм

Рассмотрим совокупность критических точек зажигания h_i и потухания h_e для различных диаметров частиц (рис.4). Увеличение h_i и h_e с ростом диаметра связано с уменьшением коэффициента теплоотдачи и следовательно, плотности теплового потока от частицы. Одновременно с ростом диаметра увеличивается радиационный тепловой поток от частицы к стенкам установки и уменьшается плотность химического тепловыделения.

Кривые $h_i(d)$, $h_e(d)$ ограничивают три области параметров h и d , при которых процессы теплообмена и окисления протекают с различной интенсивностью:

1. Область, находящаяся ниже кривой $h_i(d)$ — область самопроизвольного перехода частиц в высокотемпературное состояние независимо от начальной температуры.

2. Область, ограниченная кривыми h_i и h_e — область гистерезиса процессов теплообмена и кинетики окисления. Переход в высокотемпературный режим возможен при увеличении начальной температуры частицы в интервале $T_i < T_b < T_e$ для соответствующей толщины оксидной пленки из интервала $h_i < h_b < h_e$.

3. Область, расположенная выше кривой $h_e(d)$ — низкотемпературная область окисления. Переход частиц с $h_b > h_e$ в высокотемпературное состояние при любых начальных температурах невозможен.

Точка γ соответствует вырождению критических режимов зажигания и потухания и ограничивает интервал диаметров и температур частиц, в котором осуществляются критические режимы.

Видно, что стефановское течение приводит к значительному увеличению критических толщин оксидных пленок, характеризующих зажигание и по-

тухание, расширению интервала $[h_1, h_c]$, в котором осуществляется гистерезис температуры частицы, увеличению параметров вырождения ($d_\gamma, h_\gamma, T_\gamma$) критических условий.

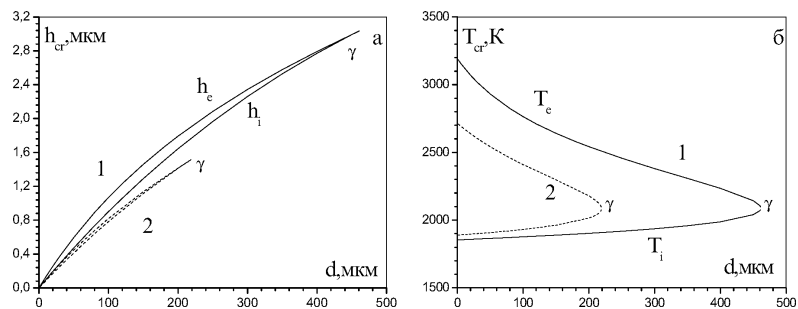


Рис. 4. Влияние стефановского течения на критические режимы окисления вольфрамовой частицы.

$$T_g = T_w = 1500 \text{ K}, n_{O_2\infty} = 0.23. 1 — P_{st} \neq 0; 2 — P_{st} = 0.$$

Таким образом, получены аналитические выражения для зависимостей толщины оксидной пленки и диаметра частицы с учетом стефановского течения, возникающего в результате окисления частицы и испарения оксидной пленки с ее поверхности. Установлено, что стефановское течение приводит к увеличению критических толщин оксидной пленки, при которых происходит зажигание и потухание частиц вольфрама, увеличению температуры горения и уменьшению времени горения вольфрамовой частицы.

Литература

1. Блошенко В.Н., Хайкин Б.Н. О стефановском потоке при гетерогенных химических реакций // Журнал физической химии. — 1967. — Т. XLI, №12. — С.3010 — 3016.
2. Калинин В.В., Орловская С.Г., Калинин А.И., Дубинский А.В. Тепло-массообмен углеродной частицы с воздухом при учете стефановского течения и теплопотерь излучением. // Теплофизика высоких температур. — 1996. — Т.34, №1. — С.83 — 91.
3. Калинин В.В., Орловская С.Г., Прудникова Ю.В. Влияние стефановского течения на характеристики горения движущейся углеродной частицы. // ФГВ. — 2001. — Т.37, №4. — С.41-45.
4. Кофстад П.А. Высокотемпературное окисление металлов. — М.: Мир, 1969. — 392с.

*С. Г. Орловська, В. В. Калінчак, Т. В. Гризунова,
М. І. Кірмікчі, С. В. Качан*

**Високотемпературне окиснення та затування вольфрамової частинки
з урахуванням стефановської течії.**

АНОТАЦІЯ

Отримані вирази для концентрації кисню, теплових та масових потоків з урахуванням стефанівської течії, яка виникає на поверхні металевої частинки при окисненні та випаровуванні окисної плівки. Вивчено вплив стефанівської течії на період індукції, час та температуру горіння частинок вольфраму різного діаметру, критичні значення товщини окисної плівки, які визначають її запалювання та затування. Проаналізована роль теплових механізмів в процесах запалювання, горіння та потування частинки.

*Orlovskaya S. G., Kalinchak V. V., Gryzunova T. V.,
Kirmikchi M. I., Kachan C. V.*

**High temperature oxidation and extinction of tungsten particle with
account of Stefan flux.**

SUMMARY

Expressions were obtained for oxygen, concentration, heat and mass flux with the account of Stefan flow arising due to oxide film evaporation from metal particle surface. Stefan flux influence on times of induction and burning was investigated for tungsten particles depending their diameters and oxide film thickness.

Л. И. Рябчук, М. Н. Чесноков

Одесский национальный университет им. И. И. Мечникова

Роль импульсного CO_2 лазерного облучения в теплообмене твердого топлива с газовой средой

Представлен компьютерный эксперимент изучения лазерного возбуждения процесса тепломассообмена твердого топлива богатого кислородом с газовой средой при облучении конденсированной поверхности. Рассмотрено влияние интенсивности излучения на тепловые процессы, протекающие на облучаемой поверхности и в газовой фазе. Проанализировано влияние химических факторов и термолитиза на тепломассообмен системы “твердое топливо-газовая среда”.

При лазерном воздействии на топливо происходит высокоскоростной нагрев топлива со сложным взаимодействием физических и химических факторов в локальной зоне: нагрев этой области до температуры воспламенения, инициирование химических реакций и деструкции. Монохроматичность лазера можно использовать с целью направленного воздействия на ход химических реакций и термолитиза, это делает лазер незаменимым инструментом при сжигании, газификации и других процессах переработки природного топлива. Особенность облучения заключается в том, что тепловое воздействие и химический “отклик” системы связаны друг с другом. Эта связь обусловлена как аррениусовской зависимостью констант скоростей химических реакций и деструкции от температуры, так и изменением поглощательных характеристик системы в ходе химических реакций. Однако при соответствующем выборе длины волны лазерного излучения можно вводить тепловую энергию в систему, воздействуя на определенный компонент реакции [1].

Различие в физических и химических свойствах различных видов природных топлив обуславливает неоднородность и нестационарность процессов на облучаемой поверхности. Различные формы образования и физические состояния компонентов органических топлив не позволяют построить универсальную схему описания процессов воспламенения и горения для всех видов топлив.

Целью настоящей работы является выяснение роли изменения параметров внешнего источника на деструкцию и протекание химических реакций в процессе лазерного инициирования воспламенения влажного топлива. Эта задача является одной из важных задач исследования горения ископаемых топлив. Важным является также определение вклада каждого из процессов в развитие быстрого химического превращения (горения) в узкой зоне — зоне реакции для различных топлив близких по органической структуре.

Формулировка задачи и система уравнений с граничными и начальными условиями приведена в [2].

Численные расчеты выполнены при воздействии импульса прямоугольной формы интенсивностью $2 \cdot 10^3$ и $3 \cdot 10^3$ Вт/см² и длительностью 0,005 с на образец торфа. Для описания процесса термического разложения влажного топлива выбирались константы скоростей реакций торфа $k_{ot} = 83.3$ см⁻¹ и $E_t = 29300$ Дж/моль [3]. При этом предполагалось, что летучие состоят из двух компонентов: паров воды и остальной части летучих. При окислении углерода Н₂О образуется водород, который одновременно с остальной горючей частью летучих сгорает в пограничном слое.

Результаты численных расчетов для указанных интенсивностей представлены на рисунке. Толщина мишени $H = 0,5$ см., радиус облучения $R = 0,5$ см.

На рисунке представлены профили температур поверхности образца в середине радиуса облучения T_g , и за его пределами T_{kr} , слоя образца прилегающего к поверхности $T_{вн}$ и газа пограничного слоя в области облучения T_g и за ее пределами T_{gr} как функции времени при интенсивности облучения $2 \cdot 10^3$ Вт/см² (а) во время облучения и после окончания действия импульса ($t_i = 5$ мс). При интенсивности излучения $2 \cdot 10^3$ Вт/см² в интервале времени 0 — 5 мс температура поверхности T_k быстро возрастает, активизируются процессы химических реакций и деструкции органической массы торфа. Компоненты термолитиза и химических реакций с температурой, равной температуре поверхности мишени, концентрируются в пограничном слое. Летучие и компоненты химических реакций диффузионной теплопроводностью Q_{pld} нагревают газ пограничного слоя, температура газа в пограничной пленке T_g в интервале 0 — 5 мс медленно возрастает. В момент окончания действия импульса $t_i = 5$ мс температура поверхности твердой фазы T_k почти в 1,5 раза превышает температуру газовой фазы T_g . Продолжающиеся термолитиз и протекание химических реакций на поверхности торфа Q_{ch} и в объеме газовой фазы Q_{ph2} способствуют росту температуры газовой фазы. После окончания действия импульса рост температуры поверхности прекращается, а температура газовой среды к моменту окончания импульса в 1,5 раза ниже температуры поверхности образца. Суммарная плотность теплопритоков и теплопотерь конденсированной фазы Q_f при $t=5$ мс принимает отрицательное значение.

В момент окончания импульса поверхность отдает некоторое количество тепла за счет теплопотерь (P_f — положительно), а затем получает (P_f — отрицательно) в связи с тем, что газовая среда при температуре выше температуры конденсированной фазы уже не нагревается за счет конвективных потерь поверхности образца, а сама отдает ей свое тепло ($\Delta Q_f \sim 0,5$ Вт/см²). Во время действия импульса суммарные P_f потери тепла с поверхности компенсировались теплопритоком за счет лазерного облучения, после окончания действия импульса единственными теплопритоками являются теплопритоки от химических реакций Q_{ch} . При интенсивности излучения $2 \cdot 10^3$ Вт/см² и

длительности импульса 5 мс к моменту окончания облучения химические теплопритоки имеют максимальное значение $Q_{ch} \sim 0,02 \text{ Вт/см}^2$, однако их недостаточно для компенсации возросших потерь тепла P_f .

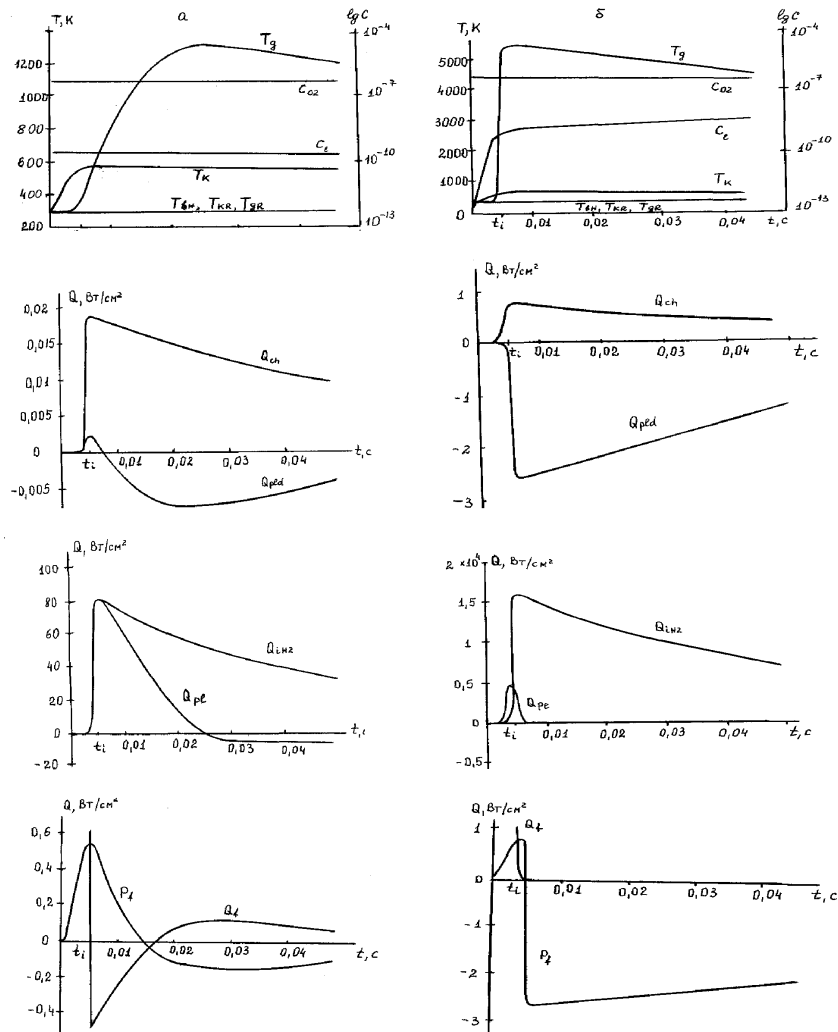


Рис. Расчеты тепловых процессов при воздействии импульса лазерного излучения интенсивностью $I = 2 \cdot 10^3 \text{ Вт/см}^2$ (а) и $I = 3 \cdot 10^3 \text{ Вт/см}^2$ (б) и длительностью $t_i = 5 \text{ мс}$.

Дальнейшее протекание процесса способствует повышению температуры газовой фазы T_g , продолжающийся термолиз доставляет все новые порции летучих в пограничный слой, продолжается активизация процесса сгорания летучих. В момент времени $t = 7,35$ мс температуры конденсированной и газовой фаз сравниваются ($T_k = T_g = 565$ К), а затем температура газа начинает превышать температуру поверхности, абсолютная величина Q_f постепенно уменьшается, а при $t \sim 16$ мс — становится положительной. Теплопритоки газовой фазы Q_{pl} уменьшаются, так как возрастают теплопотери погранслоя, кроме того температура диффузионных потоков оксида и диоксида углерода и летучих ниже температуры газовой фазы, часть тепла газовой фазы затрачивается на нагревание этих потоков. Диффузионные потоки Q_{pld} отбирают тепло из газовой фазы и приобретают отрицательное значение. Теплопритоки в газовую фазу за счет сгорания водорода Q_{H_2} за время облучения и после него возрастают от 0 до 82 Вт/см³. Теплопритоки за счет сгорания остальной части летучих за это же время возрастают от 0 до $0,7 \cdot 10^{-8}$ Вт/см³, что вносит ничтожный вклад в теплопритоки газовой фазы. После окончания импульса теплопритоки за счет сгорания водорода Q_{H_2} медленно снижаются — медленное снижение температуры конденсированной фазы T_k приводит к уменьшению скорости деструкции и поток летучих с поверхности образца падает, а внутренние слои конденсированной фазы еще не прогрелись до температуры, при которой наблюдается развитое термическое разрушение органической массы торфа ($T_{вн}$).

Дальнейшее одновременное медленное снижение температуры поверхности топлива и повышение температуры газовой фазы приводит к тому, что значение суммарных теплопритоков и теплопотерь конденсированной фазы Q_f снова меняет знак и принимает положительное значение ($t=0,0157$ с, $T_k=560$ К, $T_g=1140$ К). Конкуренция между теплопритоками от химических реакций, конвективного потока от газовой фазы и радиационными потерями привело к тому, что теплопритоки поверхности стали положительными и скорость снижения температуры поверхности замедлилась.

С повышением температуры облучаемой поверхности происходит рост скорости потока летучих. Суммарное количество летучих в пограничном слое C_1 является функцией времени. Однако из-за высокой скорости нагрева поверхности и низкой температуропроводности торфа суммарное количество летучих C_1 остается низким. Летучие и продукты химических реакций не могут заполнить погранслой и оттеснить кислород C_{O_2} от поверхности образца.

Во время и после облучения образца процессы воспламенения и горения поверхности и газа пограничного слоя происходят в зоне облучения. Профили температур поверхности T_{KR} и газовой фазы T_{gR} за пределами радиуса лазерного пучка сливаются и их температура незначительно превышает температуру окружающей среды.

При облучении торфа импульсом CO_2 лазера длительностью 5 мс и интенсивностью $I=3 \cdot 10^3$ Вт/см² (б) картина нагревания поверхности и газа по-

граничного слоя характеризуется более высокими количественными характеристиками всех процессов. При рассмотрении профилей температур необходимо отметить, что за время действия импульса температура газовой фазы T_g также как и конденсированной T_k в отличие от $I = 2 \cdot 10^3$ Вт/см² достигает максимального значения. Это обусловлено высоким значением диффузионных теплопритоков Q_{pld} за счет возросшей скорости компонентов химических реакций и термолитиза на поверхности и за счет сгорания летучих в объеме газовой фазы Q_{ph2} .

На графике зависимости суммарных теплопритоков и теплопотерь конденсированной фазы от времени в момент отключения лазера Q_f также принимает значение равное нулю. Однако отсутствует интервал времени, во время которого теплопритоки превращаются в теплопотери, а затем снова становятся теплопритоками.

Графики временных зависимостей суммарной концентрации летучих и продуктов химических реакций C_1 и концентрации кислорода C_{O_2} при $I = 2 \cdot 10^3$ и $I = 3 \cdot 10^3$ Вт/см² имеют как качественное так и количественное отличия, но в обоих случаях концентрация кислорода C_{O_2} в пограничном слое превышает концентрацию летучих C_1 , летучие и продукты химических реакций не могут отеснить кислород от поверхности образца.

Выводы: При облучении торфа импульсом лазерного излучения воспламенение начинается с поверхности. Быстрый разогрев поверхности способствует активизации химических реакций и термолитиза. Горючие компоненты летучих в зависимости от интенсивности излучения либо до окончания импульса, либо после его окончания сгорая, нагревают газовую фазу пограничного слоя, способствуя повышению ее температуры. По окончании лазерного воздействия новые порции летучих поступают в газовую фазу и сгорают там. Выход летучих в свою очередь поддерживается благодаря высокой температуре поверхности конденсированной фазы, которая снижается очень медленно, получая теплопритоки в основном от горячей газовой фазы и в меньшей мере от протекания химических реакций. Процессы горения поверхности и газа пограничного слоя на рассматриваемом временном интервале, не выходя за пределы радиуса облучения, поддерживают друг друга благодаря обратной связи.

Список использованной литературы.

1. Бункин Ф.В., Кириченко Н.А., Лукьянчук Б.С. Термохимическое действие лазерного излучения.// УФН. — 1982, Т.138, Вып.1. С.45-94.
2. 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
3. Основы практической теории горения. Л.: Энергоатомиздат. 1986. С.312.

Л. І. Рябчук, М. М. Чесноков

**Роль імпульсного CO₂ лазерного опромінювання в теплообміні
твердого палива з газовим середовищем**

АНОТАЦІЯ

Представлено модельний аналіз лазерного збудження процесу тепло-масообміну твердого палива багатого киснем з газовим середовищем при опромінюванні конденсованої фази. Модель враховує складні взаємодії між різними процесами включаючи тепло- та масоперенос, хімічні реакції конденсованої та газової фаз та термоліз. Одержано температурні профілі конденсованої та газової фаз, профілі теплопритоків від хімічних реакцій та сумарних теплопритоків та збитків тепла та часові залежності концентрацій летких та кисню. З'ясовано, що процеси горіння поверхні і газової фази на часовому інтервалі, який розглядається не виходять за межі радіуса опромінювання, підтримують одне одного завдяки зворотньому зв'язку.

Ryabchuk L. I., Chesnokov M. N.

**A role of puls CO₂ laser influence on heat- exchange
of hard fuel with gas-phase**

SUMMARY

A modeling analys of laser-stimulate process energy- and mass exchange hard fuel with gas-phase is presented. The model incorporates complicated interaction among different processes including heat and mass transfer, chemical reaction condence- and gas-phase and distruction hard fuel. The condence- and gas- phase temperatures profiles, profiles of summary influx heat and loss heat and time function volatile and oxygen profiles concentration were calculated. It was found that, laser puls ranging 2000 and 3000 W/sm² the ignition occurred at the surface.

V. N. Khokhlov

Odessa National Maritime Academy

Inclusion of condensation heating into the atmospheric energy cycle based on the transformed Eulerian mean

A formulation is proposed to analyze the atmospheric energetics. To see the effect of eddy forcing due to the condensation heating, we reformulate the original atmospheric energy cycle based on the transformed Eulerian mean and make numerical experiments with original and improved equations for the Northern mid-latitudes in the winter and summer. Inclusion of condensation heating changes the values of terms containing the components of the residual meridional circulation and the effective momentum flux. It is shown that the energy cycle based on the improved equations, in comparison with the original ones, possesses the larger balance ability, which is concerned with more reliable values of the energy fluxes.

1. Introduction

The attention, which was focused during the development of atmospheric physics on the investigation of energetics for the atmospheric processes, can be explained that the energetics allows to consider the dynamical processes taking place in the atmospheric systems with different scales in all variety. Almost single conceptual assumption, both fully realistic and experimentally and/or theoretically proven, is the presence of conversion between different energies. This process leads to the energy «replenishment» of atmospheric processes with some scale by the other ones. Thus the problem lies in the most precise definition, from the physical view, of mentioned conversions.

Lorenz [1] offered the zonal mean and eddy kinetic and available potential energies (hereafter K denotes a kinetic energy, P denotes an available potential energy, subscript Z denotes a zonal mean component, and subscript E denotes an eddy component) as the main components for the atmospheric energy cycle. Also, he showed the physical interpretation for the conversion of some kind of energy to the other one. During the ensuing years other reformulations were offered [2-6] but the concepts of mentioned energies were not changed.

With a focus on the zonally symmetric structure of the global atmosphere, Lorenz [1] divided each of available potential energy and kinetic energy into its zonal mean and eddy components based on the conventional Eulerian mean meridional circulation. The Eulerian mean view defines zonal means as those on isobaric surfaces and eddies as departures from the zonal means. However it has been recognized that this approach faces some difficulties. For example, the Eulerian mean view cannot express the non-acceleration theorem of steady wave propagation.

To cope with these difficulties, Andrews and McIntyre [7] proposed the transformed Eulerian mean (hereafter TEM) approach, which adds the Stokes correction to the conventional Eulerian mean circulation. Plumb [2] and Kanzawa [3] formulated the energetics based on the TEM. They showed that the zonal mean available potential energy does not exchange with the eddy potential energy in the TEM energetics.

Though the energy cycle based on the TEM had advantages in comparison with the conventional formulation offered by Lorenz, it is not free of shortcoming. In the presence of mean heating, the eddies not only force the mean circulation and modify both the zonal flow and the mean temperature but also alter the mean heating, which forces, in turn, the mean circulation [8]. Furthermore, the eddies modify the mean heating due to the condensation owing to doth the eddy flux of moisture and the Eliassen-Palm flux divergence [9].

In this paper, we solve partially the problem of mean heating by introducing the condensation heating into the budget equations of energies.

The structure of this short paper is follows. First we rewrite original formulation of the TEM energy cycle offered by Plumb [2]. Then we include the condensation heating into this energy cycle. Further, we make numerical experiments for the Northern mid-latitudes. Finally we present main conclusions about proposed improvement.

2. The TEM energy cycle

For simplicity, we take the pressure (p) as a vertical coordinate and a Cartesian coordinate in the horizontal, which has a cyclic lateral boundary with a length of Lx in the zonal direction and rigid wall conditions of $v = 0$ at $y = 0$ and Ly in the meridional direction. Such lateral boundary conditions make it possible to translate implications on wave-mean-flow interactions into those in spherical coordinate. In this case, zonal means are defined as function of (y, p)

$$\bar{A} \equiv \frac{1}{Lx} \int A(y, p) \quad (2.1)$$

and eddies are defined as departures from the zonal means

$$A' \equiv A - \bar{A}. \quad (2.2)$$

The TEM energy cycle is based on two concepts: a) a residual meridional circulation (\bar{v}_* , $\bar{\omega}_*$), where

$$\left. \begin{aligned} \bar{v}_* &= \bar{v} + \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{p}{R} b_2 \overline{T'v'} \right) \\ \bar{\omega}_* &= \bar{\omega} - \frac{p}{R} b_2 \frac{\partial}{\partial y} \overline{T'v'} \end{aligned} \right\} \quad (2.3)$$

and b) an effective momentum flux \mathbf{B} , which is the negative of the Eliassen-Palm flux and has a form

$$\mathbf{B} = \begin{bmatrix} B_y \\ B_p \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \overline{u'v'} + \frac{p}{R} b_2 \overline{T'v'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial p} \\ \overline{u'\omega'} + \frac{p}{R} b_2 \overline{T'\omega'} \left(f - \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right) \end{bmatrix}. \quad (2.4)$$

In Eqs. (2.3) and (2.4) u and v are the zonal and meridional winds, $\omega = dp/dt$ is the «vertical velocity», T is the air temperature, R is the gas constant, f is the Coriolis parameter, and

$$b_2 = \frac{R}{p} \left(\kappa \frac{\tilde{T}}{p} - \frac{\partial \tilde{T}}{\partial p} \right)^{-1}, \quad (2.5)$$

where the tilde over T denotes the averaging on latitudinal belts and κ is the ratio of specific heat (≈ 0.29).

The budget equations of the TEM energy cycle (Plumb, 1983) can be written as follows

$$\frac{\partial K_Z}{\partial t} = -C(K_Z K_E) + C(P_Z K_Z) + F(K_Z) + S(K_Z), \quad (2.6)$$

$$\frac{\partial P_Z}{\partial t} = -C(P_Z P_E) - C(P_Z K_Z) + F(P_Z) + S(P_Z), \quad (2.7)$$

$$\frac{\partial K_E}{\partial t} = C(K_Z K_E) + C(P_E K_E) + F(K_E) + S(K_E), \quad (2.8)$$

$$\frac{\partial P_E}{\partial t} = C(P_Z P_E) - C(P_E K_E) + F(P_E) + S(P_E), \quad (2.9)$$

where

$$C(K_Z K_E) = \bar{u} \left(\frac{\partial B_y}{\partial y} + \frac{\partial B_p}{\partial p} \right), C(P_Z P_E) = 0, C(P_Z K_Z) = -\frac{R}{p} \bar{T} \bar{\omega}_*, C(P_E K_E) = -\frac{R}{p} \overline{T'\omega'},$$

$$\begin{aligned} F(K_Z) &= -\frac{\partial}{\partial y} \bar{\phi} \bar{v}_* - \frac{\partial}{\partial p} \bar{\phi} \bar{\omega}_*, F(P_E) = 0, F(P_Z) \\ &= \frac{1}{\kappa} \frac{\partial}{\partial p} \left\{ b_2 p \left[\overline{T'v'} \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} + \overline{T'\omega'} \left(\frac{\partial \bar{T}}{\partial p} - \frac{\kappa \bar{T}}{p} \right) \right] \right\}, \end{aligned}$$

$$F(K_E) = -\frac{\partial}{\partial y} (\overline{\phi'v'} + \bar{u}B_y) - \frac{\partial}{\partial p} (\overline{\phi'\omega'} + \bar{u}B_p).$$

In the last relations ϕ is the geopotential, (L_x, L_y) are the components of frictional force per unit mass, and Q is the diabatic heating rate; C , F , and S denote the terms of conversion, flux, and sink/source, respectively. We not give relations for the energies and sink/source terms since they are well-known.

3. Including the condensation heating into the TEM energy cycle

Stone and Salustri [9] defined a more general form of the quasi-geostrophic Eliassen-Palm flux. This form allows to restate the Eliassen-Palm and non-acceleration theorems in ways that explicitly recognize the effect of eddy forcing on condensation heating. Such generalization preserves the form of the relationship between the stationary wave energy flux and Eliassen-Palm flux.

Their calculations of the modified flux divergence showed that the eddy forcing is much stronger than was indicated by calculations using the original form of the flux. They also found that condensation effects lead to stronger eddy forcing in summer than in winter. The changes in the flux divergence are due to the enhancement of eddy heat flux component of the Eliassen-Palm flux. In an overall sense this component is much more important than the eddy momentum flux component in forcing the zonal wind and temperature fields [9].

Nevertheless one must keep in mind that modified form of Eliassen-Palm flux still omits other implicit effects of eddy forcing; in particular, the effect on the frictional forces in mid-latitudes near surface may also be important.

By using the formulations of Stone and Salustri [9], we write following form for the components of residual meridional circulation and effective momentum flux

$$\left. \begin{aligned} \bar{v}_* &= \bar{v} + \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{p}{R} \overline{b_2 v' (T' + q' L/c_p)} \right) \\ \bar{\omega}_* &= \bar{\omega} - \frac{p}{R} b_2 \frac{\partial}{\partial y} \overline{v' (T' + q' L/c_p)} \end{aligned} \right\}, \quad (3.1)$$

$$\left[\begin{array}{c} B_y \\ B_p \end{array} \right] = \left[\begin{array}{c} \overline{u'v'} + \frac{p}{R} \overline{b_2 v' (T' + q' L/c_p)} \frac{\partial \bar{u}}{\partial p} \\ \overline{u'\omega'} + \frac{p}{R} \overline{b_2 v' (T' + q' L/c_p)} \left(f - \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right) \end{array} \right]. \quad (3.2)$$

In Eqs. (3.1)-(3.2) q is the specific humidity, L is the latent heat of vaporization, and c_p is the specific heat at constant pressure.

Thus the formulations both for the budget equation in the TEM energy cycle and

for the energies is not modified but the physical meaning for some terms in these equations is changed.

4. Main results and conclusions

In this section we give the results of numerical experiments with the atmospheric energy cycle for the mid-latitudes of Northern Hemisphere. The NCEP-NCAR reanalysis [10] is used as the data for the estimations of budget terms. Calculations are carried out for the latitudinal belts 40-65°N. As the seasonal variability for the energy contents is significant [11, 12], we make separately experiments both for the winter and for the summer. It can be noted that the integration of energy contents over the whole atmosphere at latitudinal belt gives a typical value of 10^5 for K_z , K_E , and P_E , 10^7 for P_z , and a dimensionality $J m^{-2}$. Analogous procedure applied for the terms of energy budget gives a dimensionality $W m^{-2}$.

Table 1 describes the energy budget and Figure 1 shows the energy cycles calculated by using the original and improved TEM-based equations for January 2002 and July 2002.

In the January mid-latitudes the processes of energy conversion result in the increase of kinetic energy (eddy part especially) and decrease of available potential energy. To the contrary, in the warm month the latter increases and kinetic energy decreases.

Since we calculate the energy budget for the geographical region with open lateral boundaries, the total budget of energy is not equal to the zero. At the same time, the budget calculated with improved TEM-based equations possesses the larger balance ability (see Table 1). As this disbalance is defined by the flux terms, for the energy cycle based on the improved TEM-equations these terms seem to be more reliable.

Thus, from our point of view, the inclusion of condensation heating into the atmospheric energy cycle based on the transformed Eulerian mean eliminates to some extent ambiguities originating during calculations by using the concept of quasi-geostrophic Eliassen-Palm flux.

Table 1

The energy budget calculated with the original and improved equations for the Northern mid-latitudes in January 2002 and July 2002; values are in units $W m^{-2}$

	$\partial P_z / \partial t$	$\partial K_z / \partial t$	$\partial K_E / \partial t$	$\partial P_E / \partial t$	total
January 2002					
original	-1.39	2.95	5.85	-0.93	6.48
improved	-6.12	0.69	9.26	-0.93	2.90
July 2002					
original	11.04	-6.28	-1.54	0.36	3.58
improved	6.56	-3.11	-1.23	0.36	2.58

Acknowledgement. Author is greatly indebted to Prof. A.V.Glushkov for invaluable critical comments and useful advice.

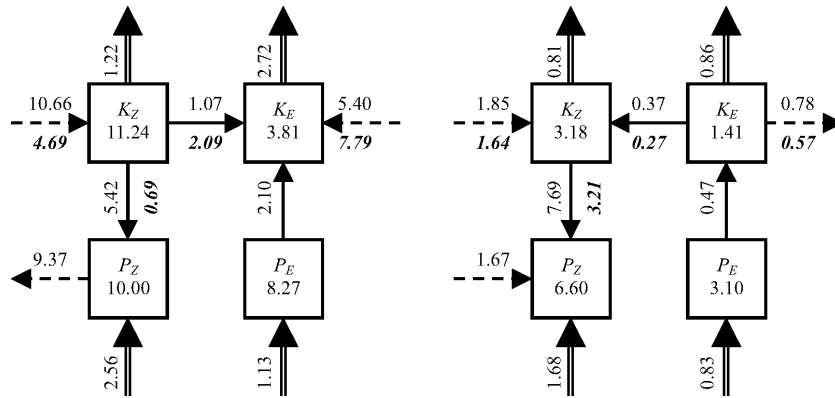


Fig. 1. The energy cycle for the Northern mid-latitudes in January 2002 (left) and July 2002 (right). The bold-italic type indicates the values calculated with improved TEM-based equations. Single arrows are the conversion terms; dashed arrows are the flux terms, and double arrows are the sink/source terms. Values for the energies are in 10^5 J m^{-2} and values for the budget terms are in W m^{-2} .

References

1. Lorenz E.N. Available potential energy and the maintenance of the general circulation // *Tellus* –1955. — Vol.7. — P.157-167.
2. Plumb R.A. A new look at the energy cycle // *J. Atmos. Sci.* — 1983. — Vol. 40. — P. 1669-1688.
3. Kanzawa H. Quasi-geostrophic energetics based on a transformed Eulerian equation with application to wave-zonal flow interaction problem // *J. Meteor. Soc. Japan.* — 1984. — Vol. 62. — P. 36-51.
4. Hayashi Y. A modification of the atmospheric energy cycle // *J. Atmos. Sci.* — 1987. — Vol. 44. — P. 2006-2017.
5. Hantel M., Haimberger L. Implementing convection into Lorenz's global cycle. Part I. Gridscale averaging of the energy equations // *Tellus* — 2000. — Vol. 52A. — P. 66-74.
6. Iwasaki T. Atmospheric energy cycle viewed from wave-mean-flow interaction and lagrangian mean circulation // *J. Atmos. Sci.* — 2001. — Vol. 58. — P. 3036-3052.
7. Andrews D.G., McIntyre M.E. Planetary waves in horizontal and vertical shear: The generalized Eliassen-Palm relation and mean-zonal acceleration // *J. Atmos. Sci.* — 1976. — Vol. 33. — P. 2031-2048.
8. Hayashi Y. Theoretical interpretation of the Eliassen-Palm diagnostics of wave-mean flow interaction. Part II. Effects of mean damping // *J. Meteor. Soc. Japan.* — 1985. — Vol. 63. — P. 513-521.

9. Stone P.H. and Salustri G. Generalization of the Eliassen-Palm flux to include eddy forcing of condensation heating // J. Atmos. Sci. — 1984. — Vol. 41. — P. 3527-3536
10. Kistler R., Kalnay E., Collins W., Saha S., White G., Woollen J., Chelliah M., Ebisuzaki W., Kanamitsu M., Kousky V., van den Dool H., Jenne R., Fiorino M. The NCEP-NCAR 50-year reanalysis: monthly means CD-ROM and documentation // Bull. Amer. Meteor. Soc. — 2001. — Vol. 77. — P. 247-267.
11. Glushkov A.V., Khokhlov V.N., Tsenenko I.A. Atmospheric teleconnection patterns and eddy kinetic energy content: wavelet analysis // Nonlin. Proc. Geophys. — 2004. — Vol. 11. — P. 295-301.
12. Hu Q., Tawaye Y., Feng S. Variations of the Northern Hemisphere energetics: 1948-2000 // J. Climate. — 2004. — Vol. 17. — P. 1975-1986.

В. М. Хохлов

**Залучення тепла конденсації у атмосферний цикл енергії,
що ґрунтується на трансформованих Ейлеревих середніх**

АНОТАЦІЯ

Пропонується нове формулювання для аналізу атмосферної енергетики. Для того, щоб висвітлити ефект змушення вихорів внаслідок реалізації тепла конденсації, модифікується оригінальна схема циклу енергії в атмосфері, що ґрунтується на трансформованих Ейлеревих середніх та здійснюються чисельні експерименти за допомогою оригінальної та удосконаленою схем для помірних широт північної півкулі взимку та влітку. Залучення тепла конденсації змінює величини складових, що містять компоненти залишкової меридіональної циркуляції та потік ефективної кількості руху. Показано, що цикл енергії, який ґрунтується на удосконалених рівняннях, порівняно з оригінальним, виказує більшу балансність, яка є наслідком більш достовірних значень потоків енергії.

В. Н. Хохлов

**Введение тепла конденсации в атмосферный цикл энергии,
основанный на трансформированных Эйлеровых средних**

АННОТАЦИЯ

Предлагается новая формулировка для анализа атмосферной энергетики. Для того, чтобы показать эффект вынуждения вихрей вследствие реализации тепла конденсации, модифицируется оригинальная схема цикла энергии в атмосфере, основанная на трансформированных Эйлеровых средних и осуществляются численные эксперименты с помощью оригинальной и усовершенствованной схем для умеренных широт северного полушария зимой и летом. Введение тепла конденсации изменяет величины составляющих, которые содержат компоненты остаточной меридиональной циркуляции и поток эффективного количества движения. Показано, что цикл энергии, основанный на усовершенствованных уравнениях, по сравнению с оригинальным, выказывает большую балансность, которая является результатом более достоверных значений потоков энергии

ФИЗИКА ГОРЕНИЯ

УДК 536.46: 662.612

*В. В. Калинин, А. С. Черненко,
С. Г. Орловская, Н. Н. Копыт*

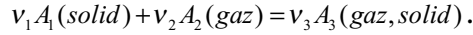
Одесский национальный университет, 65000, Одесса, ул. Дворянская, 2

Аналитическое определение двух пределов гетерогенного воспламенения частиц углерода и металлов

В безразмерных переменных, предложенных Франк-Каменецким, рассмотрено протекание в кинетической области одной химической реакции с образованием газообразных и твердых продуктов реакции на поверхности сферической частицы. Найдены приближенные критические значения двух безразмерных коэффициентов теплообмена, которые характеризуют предельный переход с низкотемпературного на высокотемпературный режим окисления и объяснена причина их появления.

Определение критических условий тепломассообмена и кинетики химических реакций частиц с газами актуально не только в различных областях науки, в частности в экологии, ракетостроении, но и при получении новых веществ, их транспортировке и хранении, пожаровзрывобезопасности. Ранее Франк-Каменецким были найдены аналитические выражения для безразмерных критических значений коэффициентов теплообмена α_* и температуры без учета теплотерь излучением: $\alpha_{*i} = e$ и $\theta_i = 1$ [1]. В работе [2] показано, что теплотери излучением к холодным стенкам реакционной установки приводят к новым качественным зависимостям критических параметров, характеризующих воспламенение частиц углерода и металлов, от коэффициента теплообмена, который изменяется в частности при изменении диаметра частицы или относительной скорости движения газовой среды. Определенных значениям температуры окружающей среды возможно существование предельных значений коэффициента теплообмена α_* и концентрации активного компонента (окислителя), ниже которых невозможно самовоспламенение частицы [2,3]. Для металлов характерно то, что для критической толщины оксидной пленки, меньшей определенного максимального значения, существуют два значения диаметра частицы d_{i1} и d_{i2} ($d_{i2} > d_{i1}$) [4,5]. Целью данной работы является аналитическое определение двух кри-

тических значений θ_i и $\alpha_{*,i}$, характеризующие самовоспламенение частицы, на поверхности которой протекает экзотермическая химическая реакция



Для решения поставленных задач, используем следующую модель физических процессов, протекающих на поверхности сферической частицы. Частица находится в газе с температурой T_g , ограниченном стенками с температурой T_w . Для определенности используем воздух. Теплообмен частицы с окружающей средой происходит молекулярно-конвективным и радиационным путями.

Для случая $Bi \ll 1$ изменение температуры частицы с течением времени описывается уравнением:

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} = \tilde{q}_{eff}, \quad \theta(\tau = 0) = \theta_b, \quad (1)$$

$$\text{где } \tilde{q}_{eff} = \exp\left(\frac{\theta}{1 + \gamma_g \theta}\right) \left(1 + Se\right)^{-1} - \alpha_* f_\lambda \theta - \varepsilon_* \left((1 + \gamma_g \theta)^4 - \gamma_{wg}^4 \right)$$

$$\theta = \frac{T - T_g}{RT_g^2} E, \quad \gamma_g = \frac{T_g R}{E}, \quad \gamma_{wg} = \frac{T_w}{T_g}, \quad \tau = t \frac{6QC_a \rho_{gs} k_0 \exp(-E/RT_g)}{d (RT_g^2/E) c \rho}$$

$$\alpha_* = \frac{\alpha \cdot h^m}{QC_a \rho_{gs} k_0 \exp(-E/RT_g)} \frac{RT_g^2}{E}, \quad \varepsilon_* = \frac{\varepsilon \sigma T_g^4 \cdot h^m}{QC_a \rho_{gs} k_0 \exp(-E/RT_g)}, \quad Se = \frac{k \rho_{gs}}{\beta \rho_s}$$

$$k = \frac{k_0}{h^m} \exp\left(-\frac{E}{RT}\right), \quad \alpha = \frac{\lambda_g Nu}{d} = \beta \rho_g c_g, \quad \lambda_g = \lambda_{g0} \left(\frac{T + T_g}{2T_0}\right)^n, \quad f_\lambda = \frac{\lambda_{g0} (T_g/T_0)^n}{\lambda_g}$$

$$\rho_{gs} = \rho_{g0} \left(\frac{T_0}{T}\right), \quad \rho_g = \rho_{g0} \left(\frac{2T_0}{T + T_g}\right), \quad c_g = c_{g0} + A(T - T_g),$$

Bi — критерий Био, \tilde{q}_{eff} — эффективная плотность теплового потока, Q — тепловой эффект химической реакции, рассчитанный на килограмм окислителя в Дж/кг O_2 , k — константа скорости химической реакции в м/с, k_0 — передэкспоненциальный множитель в м/с, E — энергия активации в Дж/моль, R — универсальная газовая постоянная в Дж/(моль·К), — концентрация окислителя на бесконечности, ρ_g — плотность газа, кг/м³, c_g — удельная тепло-

емкость газа, Дж/(кг·К), λ_g — коэффициент теплопроводности газа, Вт/(м·К), D_g — коэффициент диффузии окислителя в газе, м²/с, ρ — плотность частицы, кг/м³, c — удельная теплоемкость частицы, Дж/(кг·К), α — коэффициент теплоотдачи, Вт/(м²·К), β — коэффициент массообмена, м/с, ε — коэффициент черноты частицы, σ — постоянная Стефана-Больцмана, Вт/(м²·К⁴), d — диаметр частицы, м, h — толщина оксидной пленки, м, T_g — температура газа, К, T_w — температура стенок, К, T_0 — температура, при которой рассчитаны λ_{g0} , ρ_{g0} , c_{g0} , К, t — время, с, Se — критерий Семенова, Nu — критерий Нуссельта, который является функцией относительной скорости движения частицы, $m = 0$ — окисление углеродной частицы или линейный закон окисления, или $m = 1$ — параболический закон окисления металлической частицы.

Безразмерные величины α_* и ε_* определяют относительную роль процессов переноса тепла конвекцией и излучением по отношению к химическому тепловыделению. Величина γ_g играет роль относительной температуры окружающей среды.

При изучении критических режимов воспламенения изменением диаметра частицы и толщины оксидной пленки можно пренебречь [2,6]. Критические параметры, характеризующие воспламенение частиц углерода и металлов, определяются системой:

$$\begin{cases} \tilde{q}_{eff} = 0 \\ \frac{\partial \tilde{q}_{eff}}{\partial \tau} \geq 0, \text{ или} \end{cases} \begin{cases} \frac{\partial \theta}{\partial \tau} = 0 \\ \frac{\partial^2 \theta}{\partial \tau^2} \geq 0. \end{cases} \quad (2)$$

Второе условие системы (2) эквивалентно условию потери стационарности

$$\frac{\partial \tilde{q}_{eff}}{\partial \theta} \geq 0. \quad (3)$$

Изменение α_* , в результате изменения диаметра частицы, скорости движения, температуры окружающей среды, приводит к изменению стационарной температуры частицы. Для сохранения условия стационарности необходимо, чтобы выполнялось равенство:

$$\frac{\partial \tilde{q}_{eff}}{\partial \theta} \partial \theta + \frac{\partial \tilde{q}_{eff}}{\partial \alpha_*} \partial \alpha_* = 0 \text{ или } \frac{\partial \alpha_*}{\partial \theta} = - \frac{\partial \tilde{q}_{eff} / \partial \theta}{\partial \tilde{q}_{eff} / \partial \alpha_*}.$$

Используя (3), получим три возможных случая, при которых наблюдается переход частицы из низкотемпературного режима окисления на высокотемпературный:

$$1. \quad \tilde{q}_{eff} = 0, \quad \frac{\partial \alpha_*}{\partial \theta} = 0; \quad (4a)$$

$$2. \quad \tilde{q}_{eff} = 0, \quad \frac{\partial \alpha_*}{\partial \theta} > 0, \quad \frac{\partial \tilde{q}_{eff}}{\partial \alpha_*} < 0; \quad (\text{малые диаметры, большие скорости}) \quad (4b)$$

$$3. \quad \tilde{q}_{eff} = 0, \quad \frac{\partial \alpha_*}{\partial \theta} < 0, \quad \frac{\partial \tilde{q}_{eff}}{\partial \alpha_*} > 0. \quad (\text{большие диаметры, малые скорости}) \quad (4c)$$

Рассмотрим более подробно эти случаи. Стационарное решение уравнения (1) представляется в виде зависимости безразмерного коэффициента теплообмена от стационарной температуры:

$$\alpha_* = \frac{A}{B \pm \sqrt{B^2 - AC}}, \quad (5)$$

$$\text{где } A = \varepsilon_* \left((1 + \gamma_g \theta)^4 - \gamma_{wg}^4 \right) \cdot \frac{f_*}{f_\lambda}, \quad C = \frac{\theta}{\exp\left(\frac{\theta}{1 + \gamma_g \theta}\right)} f_\lambda, \quad f_* = \frac{c_g RT_g^2 / E}{QC_a}$$

$$B = \frac{1}{2} \left[1 - \frac{\varepsilon_* \left((1 + \gamma_g \theta)^4 - \gamma_{wg}^4 \right)}{\exp\left(\frac{\theta}{1 + \gamma_g \theta}\right)} - f_* \theta \right], \quad f_\lambda = \frac{\lambda_{g0} (T_g / T_0)^n}{\lambda_g} = \left(1 + \frac{1}{2} \theta \gamma_g \right)^n.$$

Малым значениям коэффициента теплоотдачи соответствует в (5) знак “+”:

$$\alpha_{*2} = \frac{\varepsilon_* \left((1 + \gamma_g \theta)^4 - \gamma_{wg}^4 \right) f_*}{B + \sqrt{B^2 - AC} f_\lambda}.$$

И при приближении стационарной температуры частицы к температуре стенки, или $(1 + \gamma_g \theta) \rightarrow \gamma_{wg}$, без α_* стремится к нулю.

Большим коэффициентам теплоотдачи в (5) соответствует знак “-”:

$$\alpha_{*1} = \frac{B + \sqrt{B^2 - AC}}{\theta \cdot f_\lambda} \exp\left(\frac{\theta}{1 + \gamma_g \theta}\right).$$

И при приближении температуры частицы к температуре газа, или $\theta \rightarrow 0$, α_* стремится к бесконечности.

На рис. 1 приведена зависимость безразмерного коэффициента теплоотдачи от стационарной температуры $\alpha_*(\theta_{st})$ при условии $\gamma_{wg} < 1$ (холодные стенки). Экстремумы на этой кривой (точки I_1, E_1, I_2, E_2), соответствуют критическим значениям безразмерных коэффициентов теплоотдачи и температур, при которых происходит воспламенение и гашение частицы (формула (4а)).

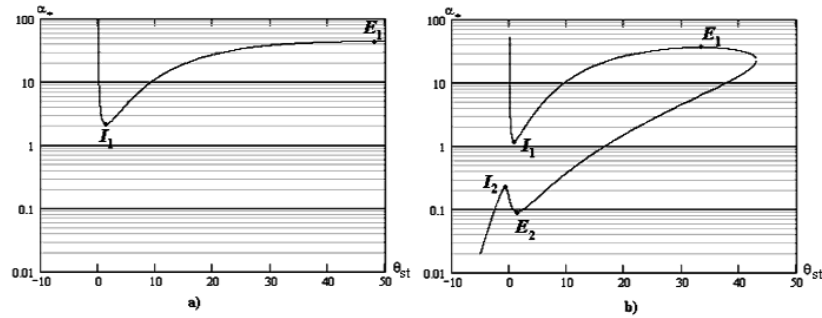


Рис. 1. Зависимость $\alpha_{*st}(\theta_{st})$ а) без учета и б) с учетом теплопотерями излучением с холодными стенками

Расчёты проведены для углерода, химическое взаимодействие которого с кислородом происходит согласно уравнению $C + O_2 = CO_2$ и использовались следующие теплофизические и термокинетические константы: $m = 0$; $E = 140030$ Дж/моль, $k_0 = 4.5 \cdot 10^4$ м²/с, $Q = 12.344 \cdot 10^6$ Дж/кг O_2 , $R = 8.31$ Дж/(моль·К), $T_g = 1500$ К, $T_w = 300$ К, $T_0 = 1273$ К, $\lambda_{g0} = 8.19 \cdot 10^{-2}$ Вт/(м·К), $\rho_{g0} = 0.227$ кг/м³, $c_{g0} = 1110$ Дж/(кг·К), $C_a = 0.23$, $A = 0.125$ Дж/(кг·К²), $\epsilon = 0.78$, $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м²·К⁴), $Nu = 2$ (неподвижная частица), $n = 0.75$.

Точка I_1 определяет минимальное значение коэффициента теплоотдачи, выше которого самовоспламенение частицы не происходит. При увеличении начальной температуры частицы выше температуры, соответствующей точке I_1 , это значение может увеличиваться, пока не достигнет значения, соответствующего точке E_1 (кривая $I_1 E_1$, формула (4б)). Критические величины α_{*I_1} , α_{*E_1} и зависимость $\alpha_{*I_1}(\theta_b)$ определяются теплопотерями

теплопроводностью и условием $\theta_i > 0$. С увеличением безразмерного коэффициента теплоотдачи теплотери теплопроводностью увеличиваются, и поэтому для перехода на высокотемпературный режим окисления необходимо увеличить начальную температуру частицы.

Частицы, коэффициент теплоотдачи которых меньше граничного значения α_{*I_2} , определяемое точкой I_2 , не воспламеняются. В области $\alpha_{*E_2} < \alpha_* < \alpha_{*I_2}$ частицы воспламеняются, если их начальная температура лежит выше кривой, которая соединяющей точки I_2 и E_2 (формула (4с)). Это объясняется тем, что для больших частиц важную роль играют теплотери излучением. Для этой области $\theta_i < 0$ и при уменьшении коэффициента теплоотдачи уменьшается нагрев за счет теплопроводности с газом, тепловыделение за счет химической реакции на единице поверхности. В тоже время с ними становятся соизмеримыми теплотери за счет излучения. Для выхода на высокотемпературный режим окисления необходимо увеличить теплоприход путем увеличения начальной температуры.

Именно теплотери излучением приводят к появлению дополнительного экстремума на зависимости $\alpha_*(\theta_{st})$ (Рис 1b). Если их не учитывать гистерезисная петля в области больших диаметров отсутствует. При этом частицы, безразмерный коэффициент теплоотдачи α_* которых ниже критического α_{*I_1} , самовоспламеняются при любой начальной температуре (рис 1a).

Случаи (4b) и (4с) соответствуют неустойчивым состояниям: малейшие изменения температуры приводят к быстрому переходу частицы в низкотемпературное либо в высокотемпературное состояние.

На рис.2 представлена зависимость критической безразмерной температуры газа от безразмерного коэффициента теплоотдачи $\gamma_{gi}(\alpha_{*i})$. Минимум на этой зависимости определяется условиями:

$$\begin{cases} \tilde{q}_{eff} = 0 \\ \frac{\partial \tilde{q}_{eff}}{\partial \theta} = 0 \\ \frac{\partial \tilde{q}_{eff}}{\partial \alpha_*} = 0 \end{cases} \quad (6)$$

Точка минимума характеризуется условием $\theta_i = 0$ и определяет минимальную температуру газа, при которой частица переходит на высокотемпературный режим окисления при любой начальной температуре. Слева от

точки минимума характерно нагревание частицы за счет теплопроводности с окружающей средой ($\theta_i < 0$), справа — охлаждение ($\theta_i > 0$). При движении вправо от точки минимума увеличивается коэффициент теплоотдачи, увеличивается охлаждение частицы за счёт теплопроводности с окружающей средой, и поэтому частица самовоспламенится при большей температуре газа. Двигаясь от точки минимума влево уменьшается безразмерный коэффициент теплоотдачи. При этом уменьшается нагревание частицы теплопроводностью с окружающей средой и химическое тепловыделение на единице поверхности частицы. В тоже время теплотери за счет излучения больше теплотприхода и для воспламенения необходимо увеличить температуру газа.

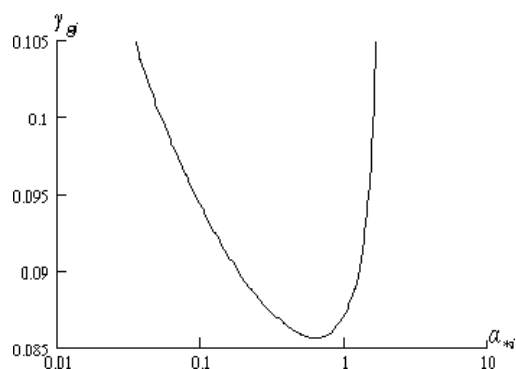


Рис. 2. Зависимость критической безразмерной температуры газа Y_g от безразмерного коэффициента теплоотдачи α_{*i} в полулогарифмической шкале

Ранее было показано, что при воспламенении температура частицы значительно отличается от температуры газа [1]. Поэтому дальнейшие расчеты проводились в предположении, что теплофизические константы определены при температуре газа: $f_\lambda = 1$, $\rho_g = \rho_{gs} = \rho_{g0} \frac{T_0}{T_g}$ и т.д. При этом также можно считать, что химическая реакция протекает в кинетической области (критерий $Se \ll 1$) [2]. С учётом выше сказанных допущений рассчитаем $\alpha_*(\theta_{st})$, используя условие (3) с учетом и без учета теплотерей излучением (рис. 3а, б).

Для определения критических условий воспламенения частиц используется условие стационарности в виде зависимости $\alpha_* = f(\theta)$ и условие экстремума на зависимости коэффициента теплоотдачи от стационарной температуры.

ратуры $\frac{\partial \alpha_*}{\partial \theta} = 0$ (Рис.3а, б). Первое из условий выглядит следующим образом: $\alpha_* = \frac{1}{\theta} \left(\exp \theta - \varepsilon_* \left[(1 + \gamma_g \theta)^4 - \gamma_w^4 \right] \right)$.

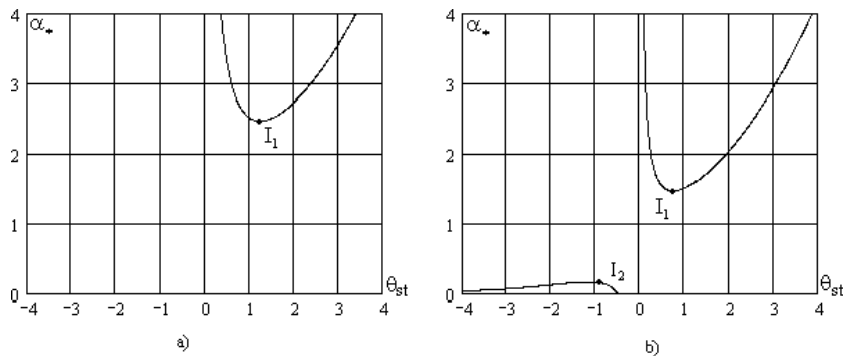


Рис. 3. Зависимость $\alpha_*(\theta_{st})$ без учета а) и с учетом теплопотерь излучением

Предполагая, что $\gamma_g \theta \ll 1$ [1] и используя квадратичное разложение экспоненты вблизи нуля:

$$\exp \theta \approx 1 + \theta + \frac{\theta^2}{2} + \dots$$

получаем следующие приближенное выражение для безразмерного коэффициента теплоотдачи:

$$\alpha_* = \frac{1}{\theta} \left(1 + \theta + \frac{\theta^2}{2} - 4\gamma_g \varepsilon_* - \varepsilon_* (1 - \gamma_w^4) \right).$$

Приравнивая производную по температуре от коэффициента теплоотдачи $\frac{\partial \alpha_*}{\partial \theta} = 0$, получим выражение для критической температуры

$$\theta_i = \pm \sqrt{2(1 - \varepsilon_* (1 - \gamma_w^4))}. \quad (7)$$

Для определения критического коэффициента теплоотдачи используем условие $\frac{\partial \tilde{q}_{eff}}{\partial \theta} = 0$, что дает их однозначное определение:

$$\alpha_{*,i} = 1 \pm \sqrt{2(1 - \varepsilon_* (1 - \gamma_{wg}^4)) - 4\varepsilon_* \gamma_g}. \quad (8)$$

В выражениях (7),(8) знак “+” соответствует точке I_1 , “-” — I_2 .

Для более точного определения критических условий воспламенения ча-

стицы представим $\exp\left(\frac{\theta}{1 + \gamma_g \theta}\right)$ в виде следующего многочлена

$$\exp\left(\frac{\theta}{1 + \gamma_g \theta}\right) \approx a + b\theta + c\theta^2 + q\theta^4.$$

Проделав те же действия, можно получить биквадратное уравнение для критической температуры и выражение для критического коэффициента теплоотдачи:

$$\begin{cases} 1 - \varepsilon_* (1 - \gamma_{wg}^4) = c\theta_i^2 + 3q\theta_i^4 - 6\varepsilon_* \gamma_g^2 \theta_i^2 \\ \alpha_{*,i} = b + 2c\theta_i + 4q\theta_i^3 - 4\varepsilon_* \gamma_g - 12\varepsilon_* \gamma_g^2 \theta_i. \end{cases}$$

В результате решения биквадратного уравнения получим аналитическое выражение для критической температуры:

$$\theta_i = \pm \sqrt{\frac{-(c - 6\varepsilon_* \gamma_g^2) + \sqrt{(c - 6\varepsilon_* \gamma_g^2)^2 + 12q(1 - \varepsilon_* (1 - \gamma_{wg}^4))}}{6q}}. \quad (9)$$

Для нахождения значений коэффициентов разложения для критической точки I_1 используем совпадение функций в точках $\theta = 0$, $\theta = 1$, $\theta = 2$, и их производных в точке $\theta = 1$ [7]. Это даст следующие значения коэффициентов разложения:

$$\begin{aligned} a &= 1; \quad b = -\frac{9}{4} + \left(2 - \frac{3}{2} \frac{1}{(1 + \gamma_g)^2}\right) \exp\left(\frac{1}{1 + \gamma_g}\right) + \frac{1}{4} \exp\left(\frac{2}{1 + 2\gamma_g}\right); \\ c &= \frac{11}{8} - \left(1 - \frac{7}{4} \frac{1}{(1 + \gamma_g)^2}\right) \exp\left(\frac{1}{1 + \gamma_g}\right) - \frac{3}{8} \exp\left(\frac{2}{1 + 2\gamma_g}\right); \\ q &= -\frac{1}{8} - \frac{1}{4} \frac{1}{(1 + \gamma_g)^2} \exp\left(\frac{1}{1 + \gamma_g}\right) + \frac{1}{8} \exp\left(\frac{2}{1 + 2\gamma_g}\right). \end{aligned}$$

Для точки I_2 используем совпадение функций в точках $\theta = 0$, $\theta = -1$, $\theta = -2$, и их производных в точке $\theta = -1$. Для нее коэффициенты разложения равны:

$$a = 1; b = \frac{9}{4} - \left(2 + \frac{3}{2} \frac{1}{(1-\gamma_g)^2} \right) \exp\left(-\frac{1}{1-\gamma_g}\right) - \frac{1}{4} \exp\left(-\frac{2}{1-2\gamma_g}\right);$$

$$c = \frac{11}{8} - \left(1 + \frac{7}{4} \frac{1}{(1-\gamma_g)^2} \right) \exp\left(-\frac{1}{1-\gamma_g}\right) - \frac{3}{8} \exp\left(-\frac{2}{1-2\gamma_g}\right);$$

$$q = -\frac{1}{8} + \frac{1}{4} \frac{1}{(1-\gamma_g)^2} \exp\left(-\frac{1}{1-\gamma_g}\right) + \frac{1}{8} \exp\left(-\frac{2}{1-2\gamma_g}\right).$$

В таблице приведено сравнение критических значений θ_i и α_{*i} , найденные графически из зависимости $\alpha_*(\theta)$ (Рис.3) и рассчитанных аналитически по ранее полученным формулам (7)–(9). Значения коэффициента теплоотдачи, полученные по формуле (8) неточны или бессмысленны (при расчетах могут получаться отрицательные диаметры), в отличие от значений, рассчитанных по формуле (9).

Таблица

Критические параметры для углерода ($T_g = 1500K$, $T_w = 300K$)

Без учета излучения $\varepsilon = 0$	I_1		I_2	
	θ_i	α_{*i}	θ_i	α_{*i}
Формула ()	1,234	2,464	–	–
Формулы (7), (8)	1,414	2,414	–	–
Формула (9)	1,236	2,463	–	–
С учётом излучения $\varepsilon = 0.78$	θ_i	α_{*i}	θ_i	α_{*i}
Формула ()	0,774	1,506	-1,216	0,147
Формулы (7),(8)	0,791	1,546	-0,791	-0,036
Формула (9)	0,763	1,506	-1,214	0,149

На обратных функциях $\varepsilon_{*,i}(\theta_i)$, $\varepsilon_{*,i}(\alpha_{*,i})$ существует экстремум (Рис.4), который характеризуется критическими параметрами, что отвечают экстремуму на зависимости $\gamma_{gi}(\alpha_{*,i})$. Значение безразмерного коэффициента теплоотдачи в точке экстремума обозначим за $\alpha_{*,i,min}$. Сплошная линия соответствует знаку “+” в критических условиях и точкам I_1 , пунктирная линия — знаку “-” и точкам I_2 .

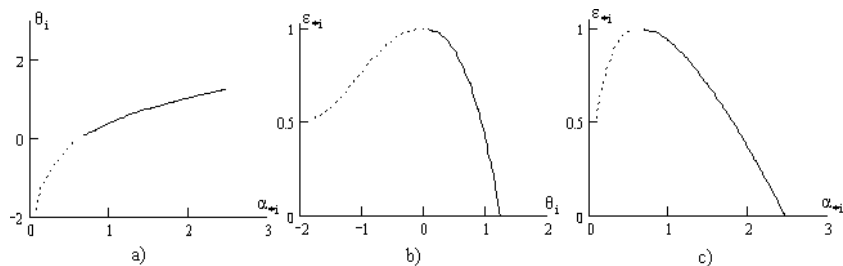


Рис. 4. Зависимости а) $\theta_i(\alpha_{*i})$, б) $\varepsilon_{*i}(\theta_i)$, в) $\varepsilon_{*i}(\alpha_{*i})$

Из зависимостей можно сделать ряд выводов:

1) Для α_{*i} меньших за определенное значение коэффициента теплоотдачи (соответствует условию $\theta_i = 0$) газ в критической точке нагревает частицу так, как при этом $\theta_i < 0$; для α_{*i} , больших за это значение — газ охлаждает частицу ($\theta_i > 0$). Эта переходная точка определяется следующим образом (используя (6)):

$$\begin{cases} \theta_{i,\min} = 0 \\ \alpha_{*i,\min} = b - \frac{4\gamma_g}{1-\gamma_{wg}^4} \\ \varepsilon_{*i,\min} = \frac{1}{1-\gamma_{wg}^4} \end{cases}$$

Значение величины b незначительно отличается от 1.

2) Для определённого коэффициента ε_* существуют два безразмерного коэффициента теплоотдачи и две критические температуры. Они определяют области диаметров и температур, в которых возникает самовоспламенение частицы.

3) Максимум на зависимости $\varepsilon_{*i}(\alpha_{*i})$ определяет предельные значения температуры газа и концентрации активного компонента (окислителя), ниже которых невозможно самовоспламенение частицы. Также он определяет критическую толщину оксидной пленки и диаметр частицы.

4) Для малых диаметров, больших скоростей (больших α_{*i}) теплопотери теплопроводностью играют преобладающую роль так, как при этом

$\epsilon_{*i} \rightarrow 0$. Для больших диаметров, малых скоростей ($\alpha_{*i} \rightarrow 0$) теплотери излучение сравнимы с тепловыделением и именно они определяют критические переходы с низкотемпературного на высокотемпературный режим окисления.

В результате проведенных исследований получены аналитические выражения для двух значений α_{*i} и θ_i , которые определяют критический переход с низкотемпературного на высокотемпературный режим окисления.

Литература

1. Франк-Каменецкий Д.А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М., 1987.
2. Калинин В.В., Орловская С.Г., Калинин А.И., Дубинский А.И. Тепло-массообмен углеродной частицы с воздухом при учете стефановского течения и теплотеря излучением. ТВТ, 1996, Т.34, №1, С.83-91.
3. Калинин В.В., Орловская С.Г., Прудникова Ю.В., Гануи И. Устойчивые и критические режимы тепло-массообмена движущейся углеродной частицы // Физика горения и взрыва. 1998. Т.34, №1. С.25
4. Калинин В.В., Орловская С.Г., Грызунова Т.В., Копыт Н.Н. Высокотемпературное окисление металлов с учетом теплообмена излучением. // Физика горения и взрыва. 2002. Т.38, №2. С.42-48.
5. Орловская С.Г., Калинин В.В., Грызунова Т.В., Копыт Н.Н. Высокотемпературный тепло-массообмен и кинетика окисления металлической частицы в воздухе. // Химическая физика. 2004. Т.23, №3. С.49-55.
6. Калинин В.В., Орловская С.Г., Калинин А.И., Влияние излучения на пределы гетерогенного горения частицы при двух параллельных реакциях на ее поверхности. // ИФЖ, 1996, Т.68 №3, С.466-473.
7. Грей, Харпер. Тепловая теория индукционного периода и задержки зажигания // Вопросы зажигания и стабилизации пламени // Сборник статей. М.: Издательство иностранной литературы. 1963. С. 18-30.

V. V. Kalinchak, O. S. Chernenko, S. G. Orlovskaya, M. M. Kopyt
**Аналітичне визначення двох границь гетерогенного займання
частинок вуглецю та металів**

АНОТАЦІЯ

В безрозмірних змінних, запропонованих Франк-Каменецким, розглянуто протікання в кінетичній області однієї хімічної реакції з утворенням газоподібних або твердих продуктів реакції на поверхні сферичної частинки. Знайдено наближені критичні значення двох безрозмірних коефіцієнтів тепловіддачі, які характеризують граничний перехід з низькотемпературного на високотемпературний режим окислення та пояснена причина їхньої появи.

*Valeriy V. Kalinchak, Alexander S. Chernenko,
Svetlana G. Orlovskaya, Nikolay N. Kopyt*
**Analytical definition of two limits of heterogeneous
ignition carbon and metal particle**

SUMMARY

In the dimensionless variables, suggested Franc-Kameneckiy, course of one chemical reaction in kinetic area with formation(education) of gaseous and solid products of reaction to surfaces of a spherical particle is considered. The approached critical values of two dimensionless factors of heat exchange which characterize limiting transition with low on a high-temperature mode of oxidation are found and the reason of their occurrence is explained.

Е. Н. Кондратьев, В. В. Опятюк

*Институт горения и нетрадиционных технологий
Одесского Национального Университета им. И.И. Мечникова*

Некоторые особенности испарения капель водотопливных эмульсий при пульсационном режиме

В статье обсуждается зависимость периода пульсаций при испарении капль водотопливных эмульсий обратного типа от начального размера глобул воды. Приведены экспериментальные данные и результаты численного моделирования при квазистационарном подходе к процессам тепло- массообмена в капле эмульсии.

С 30-х годов прошлого века известно, что использование эмульгированного топлива в стационарных энергосиловых установках приводит к понижению вредных выбросов NO_x , CO и сажи [1-3]. Однако широкое применение водо-топливных эмульсий (ВТЭ) до сих пор является проблематичным. Хотя сам процесс перевалки такого тяжелого топлива как мазут подразумевает его обводнение. Применение этого обводненного топлива приводит к срыву факела на большинстве известных горелочных устройствах.

Это может объясняться тем, что нагревание капль ВТЭ при атмосферном давлении сопровождается скачкообразным изменением их диаметра в 1,5-2 раза, отрывом от основной массы топлива его мелких частичек. В заключительной фазе прогрева происходит полное разрушение исходной капли [3] сопровождающееся хлопками. Указанные особенности поведения капль ВТЭ обратного типа (вода в масле), являются следствием процессов происходящих при изменении фазового состояния воды, находящихся в топливе в виде объемных включений. Обнаружено [5], что при не сильном прогреве изменение диаметра капли эмульсии носит периодический характер, причем период пульсаций практически не зависит от начального размера дисперсной фазы.

С практической точки зрения представляет интерес нахождение режимов пульсационного испарения капль ВТЭ и их частотных характеристик в зависимости от таких свойств ВТЭ как содержание дисперсной фазы и размеров самих капль. Необходимо объяснить, почему период пульсаций не зависит от дисперсности глобул воды. Знание этих характеристик позволит уменьшить негативное акустическое воздействие на горелочные устройства и тем самым устранить вероятность срыва факела.

В работе исследовался процесс испарения капли ВТЭ обратного типа при таких температурах внешней среды ($250 - 300 \text{ C}^0$), когда глобулы воды заки-

пают, а масло еще не возгоняется. Для экспериментов были приготовлены два образца эмульсии на основе масла М8В10 с заведомо различными диаметрами глобул воды. Оба образца имели логнормальное распределение частиц воды по размерам. Для первого образца средний диаметр глобул 3 мкм, для второго — 18 мкм.

Опыты проводились на установке, аналогичной описанной в [5]. При нагреве капли в печи все процессы, происходящие с каплями ВТЭ фиксировались видеокамерой CANON. На рисунке 1 приведена последовательность кадров для одного периода пульсаций капли ВТЭ. Начальный диаметр капли — 2 мм, объемное содержание воды — 20 %, частота кадров при съемке — 1/30 секунды.

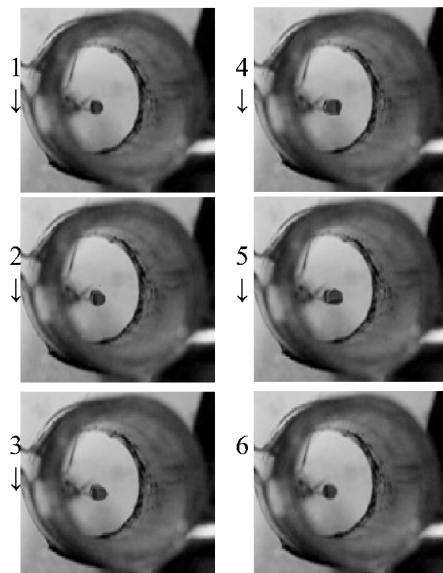


Рис. 1. Изменение поверхности капли при пульсационном испарении капли ВТЭ.

В ходе обработки данных видеосъемки было обнаружено, что частоты пульсаций изменения диаметра капель ВТЭ, имеющих существенно различные диаметры глобул воды, практически одинаковы и составляют 7Гц. Кроме того, частоты микровзрывов, в том числе и повторные, также совпадают и составляют по величине 1,5-2 Гц.

Для объяснения полученных результатов была построена теоретическая модель, базирующаяся на квазистационарном подходе к процессам тепло-массообмена происходящими в капле ВТЭ. Данная модель учитывает умень-

шение содержания масла и воды происходящее во время сбросов паромасляной оболочки капли.

В рамках модели независимость периода пульсаций от начального размера глобул объяснена следующим образом. Расстояние между глобулами r_{1-2} зависит от величины присоединенного объема V_n и начального размера глобул r_{g0} : $r_{1-2} = r_{g0} (4\pi/3V_n)^{1/3}$. Величина присоединенного объема для капель одинакового размера зависит только от начальной концентрации дисперсной фазы (воды) C_{g0} . На стадии парообразования и расширения паровых оболочек расстояние между ними определяется исключительно процессами тепло-массообмена в капле ВТЭ. С другой стороны, температура кипения глобул по закону Клайперона-Клаузиуса увеличивается при уменьшении начальных размеров глобул, из-за увеличения лапласовского давления. Поэтому обе зависимости нивелируют друг друга.

При моделировании считаем, что процесс накопления пара в объеме капли достаточно медленный, поэтому можно рассматривать задачу в квазистационарной постановке. При этом постулируются следующие положения модели:

- капля представляет собой трехкомпонентную систему, состоящую из масла как дисперсионной среды и частиц воды, окруженных паровой оболочкой;

- частицы воды в капле эмульсии подчиняется монодисперсному закону распределения;

- испарение масла не происходит, ввиду того, что температура возгонки масла (700 °С) намного больше температур кипения глобул воды;

- уравнение состояния паров воды подчиняется закону идеального газа $p = nkT$, так как система находится далеко от критических условий;

- число подобия Нуссельта принимается равным двум из-за сферичности формы капли и небольших скоростей движений глобул воды внутри капли ВТЭ;

- коэффициенты теплопроводности компонентов полагается постоянными, поскольку диапазон перепадов температур для рассматриваемой стадии в эмульсии невелик.

Считая, что капля с момента вскипания представляет трехфазную систему, составим уравнения теплового баланса для каждой фазы. При этом внешняя среда греет масло, масло греет пар, пар греет воду.

Уравнение разогрева капли:

$$c_m \rho_m V_m \frac{dT_m}{dt} = 4\pi (R_k \lambda_\infty (T_\infty - T_m) - N \lambda_n R_{oa} (T_m - T_n)) \quad (1)$$

– где индексы $k, m, \infty, n, oa, kin, v, vo$ — относятся к капле, маслу, воздуху, водяному пару, оболочке, при кипении, воде, воде при отсутствии кипения соответственно; N , — число глобул, L — теплота парообразования.

Уравнение кинетики испарения воды:

$$L\rho_e \frac{dr_e^2}{dt} = -2\lambda_n (T_n - T_{кин}) \quad (2)$$

Радиус капли находим как:

$$R_k = \left(\frac{3}{4\pi} V_m + NR_{oa}^3 \right)^{1/3} \quad (3)$$

А радиус паровой оболочки:

$$R_{oa} = \left(\frac{\rho_e}{\rho_n} (r_{eo}^3 - r_e^3) + r_e^3 \right)^{1/3} \quad (4)$$

При этом температура пара T_n , и температура кипения $T_{кин}$ рассчитываются как [4]:

$$T_n = \frac{R_{oa}\lambda_n T_m + r_e\lambda_e T_k}{R_{oa}\lambda_n + r_e\lambda_e} \quad T_{кин} = 2\sigma V / r_{eo} R \ln(1 + 2\sigma / r_{eo} P_{атм}) \quad (5)$$

— где R — универсальная газовая постоянная, σ — поверхностное натяжение воды, V — объем одного моля вещества.

Замыкает систему уравнений выражения для объема капли V_k и для плотности пара c_n :

$$V_k = V_m + V_n + V_e \quad \rho_n = \mu P_{атм} / T_m R \quad (6)$$

Система интегрировалась по схеме Рунге-Кутты с коррекцией шага интегрирования по заданной точности. Расчеты производились до момента времени, когда паровые оболочки достигали состояния плотной упаковки.

Расчет зависимости периода пульсаций видимых размеров капли эмульсии по этой модели от величины начального радиуса глобул воды приведен на рисунке 2.

Из рисунка видно, что для ВТЭ с глобулами радиусом меньше 2 мкм имеет место резкое увеличение периода пульсаций оболочки. Это объясняется возрастанием лапласовского давления на глобулу, что приводит к увеличению температуры кипения воды внутри нее. Для того, чтобы достигнуть этой температуры при одинаковых интенсивностях прогрева, капле требуется большее время. Для ВТЭ с глобулами радиусом больше 16 мкм имеет место слабое увеличение периода пульсаций, из-за возрастания экранировки теплового потока за счет утолщения паровой оболочки вокруг крупных глобул. Конкуренцией этих двух процессов объясняется наличие области, в которой значения периода пульсаций слабо зависят от начальных размеров глобул. Расчетные данные по представленной модели согласуются с экспериментом.

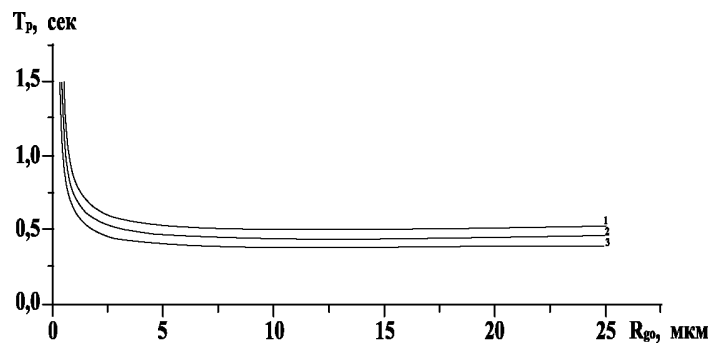


Рис. 2. Зависимость периода пульсации размера капли ВТЭ от начального радиуса глобул. 1 — $C_0=0,15$; 2 — $C_0=0,2$; 3 — $C_0=0,25$;

Литература

1. В.М. Иванов, П.И. Нефедов “Труды Института горючих ископаемых”, т.19, Изд-во АН СССР,1962.
2. Л. А Комиссаров, В. М Иванов, Б. Н. Сметанников, В. С. Леваневский. О перспективах применения обводненных топлив в виде эмульсий на тепловых электростанциях. Новые методы сжигания топлива и вопросы теории горения — М. Наука.1972г. 187с.
3. О.Н. Лебедев. Некоторые особенности горения капель водотопливных эмульсий в дизелях. ФГВ, 1978, т. 14, № 2.
4. А.Я. Исаков некоторые особенности микровзрыва капель водотопливной эмульсии. ФГВ, 1985, т.21,№ 1
5. Е.Н. Кондратьев, В.В. Опятюк, К.И. Семенов “Пульсационный режим испарения капли водо-топливной эмульсии”, XX научная конференция стран СНГ, 2002, с. 140-141.

Е. М. Кондратьев, В. В. Опятюк

**Деякі особливості випарування краплини водопальної емульсії
при пульсаційном режимі**

АНОТАЦІЯ

У статті обговорюється залежність періоду пульсацій поверхні краплини водопальної емульсії зворотного типу від початкового розміру глобул води. Приведено експериментальні дані і результати чисельного моделювання при квазістаціонарному підході до процесів тепло- масообміну в краплі емульсії.

Kondratev E. N., Opyatyuk V. V.

**Special feature evaporation water-fuel (oil) inverse type
emulsion drops for pulse mode**

SUMMARY

The results of experimental research of water-fuel (oil) inverse type emulsion drops are presented. In article discussed dependence periodic pulsation surface of drops emulsion. Results of numerical modelling on the basis of model are analysed.

Ф. Ф. Каримова, Т. Ф. Смагленко

Одесский национальный университет им. И.И. Мечникова

Влияние коэффициента избытка окислителя на скорость горения и спектр излучения пламени пропан-бутан-воздух

В работе приводятся результаты исследования пламени предварительно перемешанной смеси пропан-бутан-воздух с помощью компьютерной обработки цифровых изображений факела. Получена зависимость нормальной скорости горения от коэффициента избытка окислителя. Показано, что распределение энергии в спектре пламени зависит от величины отношения газ/воздух. Предложен метод оценки коэффициента избытка окислителя по относительной интенсивности излучения в синей и зеленой части спектра.

Необходимость повышения эффективности сжигания органического топлива и снижения выбросов токсичных соединений (в первую очередь СО и NO_x) в атмосферу диктуется как экономическими причинами так и экологическими требованиями. Как известно [1], коэффициент избытка окислителя α в значительной мере определяет скорость горения, эффективность использования энтальпии топлива, а также содержание оксидов азота и монооксида углерода в отходящих газах. Поэтому перспективными являются следующие способы организации процесса сжигания [2]:

1. Предварительный подогрев воздуха (до 1000°C).
2. Сжигание газа при повышенном либо пониженном содержании кислорода в зоне горения.
3. Использование энтальпии отходящих газов с помощью их рециркуляции.
4. Двухступенчатое сжигание.
5. Увеличение теплоотдачи факела за счет повышения излучательной способности.

Для расчета режимных параметров процесса сжигания требуется знание механизмов теплопереноса, перемешивания и схем химических реакций образования токсичных продуктов при разных соотношениях топливо/кислород/инертный газ. Существующие методы численного моделирования позволяют найти оптимальный диапазон параметров сжигания для конкретного устройства. Но для реализации и поддержания расчетного режима горения необходимы сенсоры активного контроля основных характеристик процесса сжигания — температуры, коэффициента избытка окислителя и нормальной скорости горения.

Последние годы отмечены активным использованием ПЗС матриц в ка-

честве приемников излучения. По сравнению с традиционными приемниками излучения ПЗС матрицы обладают рядом преимуществ:

- Высокая квантовая эффективность, достигающая 80%, что обеспечивает чувствительность ISO 1200 и выше
- Чрезвычайно большой рабочий интервал спектра: $0.1 \text{ нм} < \lambda < 1100 \text{ нм}$.
- Линейность отклика в широком диапазоне экспозиций.
- Большой динамический диапазон, достигающий значения 50000 для самой матрицы, как правило ограниченный числом разрядов АЦП ($D=2^n$).
- Высокая временная стабильность характеристик.
- Огромное число элементов изображения, достигающее сотен миллионов пикселей для мозаичных матриц.

Все это позволяет получать детальную информацию о пространственной структуре факела в режиме реального времени, своевременно регистрировать и корректировать отклонения параметров процесса от оптимальных значений. Высокое пространственное разрешение дает возможность контролировать однородность зоны горения, которая существенно влияет на стабильность процесса и содержание оксидов азота в продуктах сгорания. Как известно, локальные градиенты концентраций компонентов ведут к неравномерному сгоранию, возникновению температурных градиентов и, как следствие, повышенному образованию окислов азота. Использование цифровых камер позволяет варьировать в широких пределах время экспозиции, а также другие параметры съемки (чувствительность, контрастность, цветовая температура, формат изображения). При этом точность традиционных методов диагностики повышается за счет компьютерной обработки данных. В настоящее время активно развиваются методы компьютерной обработки цифровых изображений, разрабатываются соответствующие программные пакеты. Хорошие возможности для работы с изображениями обеспечиваются пакетом MatLab 6.5.

Цель данной работы состояла в определении зависимости нормальной скорости горения пропан-бутановой (50:50) смеси от коэффициента избытка окислителя α , а также исследовании влияния α на распределение энергии в спектре углеводородного пламени.

Установка для измерения скорости горения включает компрессор для подачи воздуха, баллон с газом (пропан-бутан), набор ротаметров, бунзеновскую горелку и цифровую камеру. Калиброванные ротаметры позволяют одновременно определять расходы газа, воздуха и газоздушной смеси. Излучение пламени предварительно перемешанной смеси пропан-бутан-воздух регистрировали цифровой камерой OLYMPUS-2500L. Обработку изображений факела выполняли в пакете MatLab с помощью инструментария Image Processing Toolbox.

Нормальную скорость горения рассчитывали по формуле:

$$U_n = Q_{\Sigma} / S$$

где Q_2 — расход газозвдушной смеси, см³/сек, а S — площадь поверхности факела, см².

Традиционно для определения S фронт пламени аппроксимируют конической поверхностью, измеряя только высоту факела, рассчитывают площадь фронта по формуле для боковой поверхности конуса. Данный способ характеризуется существенной методической ошибкой, величина которой возрастает при увеличении скорости горения и соответствующем уменьшении высоты факела. Кроме того, заметной может быть погрешность определения положения вершины факела, особенно при наличии пульсаций.

Для повышения точности определения U_n Дери предложил рассчитывать площадь поверхности усеченного конуса [2], при этом из рассмотрения исключаются вершина факела и зона, примыкающая к устью горелки. Расчетная формула при этом заметно усложняется, а погрешность уменьшается несущественно.

Поэтому была поставлена задача разработки стандартной методики определения положения фронта пламени и расчета площади его поверхности с минимальной погрешностью. Оптимальные условия съемки подбирались эмпирически. Было установлено, что при экспозиции, равной 1/100 сек изображение факела достаточно резкое.

Анализ полученных изображений показал, что границы факела в зеленом (G) и синем канале (B) не вполне совпадают: изображение факела в синей области спектра, формируемое излучением радикалов СН и ОН, является несколько размытым. Это связано с относительно высокой концентрацией радикалов гидроксила в зоне продуктов сгорания непосредственно за фронтом горения вследствие относительно медленной гибели их в реакциях трехчастичной рекомбинации. В то же время изображение факела в зеленом канале (полосы Свана радикала C_2) имеет четко выраженные границы. Поэтому для определения положения фронта пламени использовали информацию зеленого канала, что обеспечило максимальное отношение сигнал/шум. Но в случае бедных смесей достаточный уровень сигнала обеспечивает только синий канал. Компьютерная обработка изображения включала медианную фильтрацию для уменьшения случайных шумов, бинаризацию с регулируемым порогом яркости (от 0.25 до 0.35) и выделение контура бинарного изображения факела.

Полученный контур аппроксимировали полиномом шестой степени, например, для контура, приведенного на рисунке:

$$y = -5.2 \times 10^{-10} x^6 + 4.1 \times 10^{-9} x^5 + 1.2 \times 10^{-5} x^4 - 3.4 \times 10^{-6} x^3 - 0.079 x^2 - 0.042 x + 150$$

Затем вычисляли площадь факела по известной формуле для поверхности вращения,

$$S = 2 \cdot \pi \int [1 + (dy/dx)^2]^{0.5} dx$$

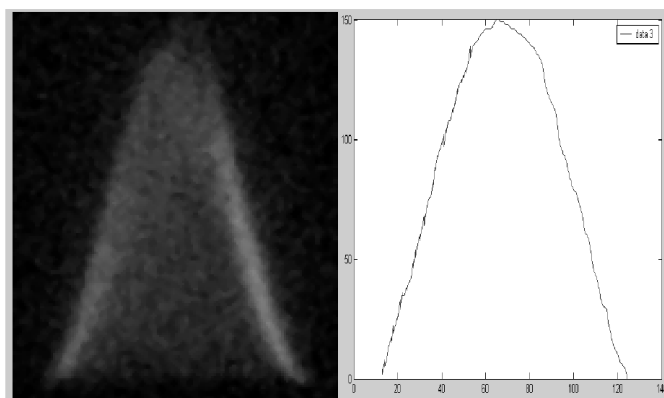


Рис. 1. Фотография факела и его контур, $\alpha = 1.27$

Выполнены измерения нормальной скорости горения предварительно перемешанной смеси пропан-бутан-воздух для разных значений коэффициента избытка окислителя (см. Таблицу).

Таблица

Зависимость нормальной скорости горения пропан-бутановой смеси от коэффициента избытка окислителя

N	Q_{Σ} , $\text{см}^3/\text{с}$	H, см	S_{con} , см^2	S_6 , см^2	$U_{\text{n}}^{\text{con}}$, $\text{см}^3/\text{с}$	U_{n}^6 , $\text{см}^3/\text{с}$	α
1	113	3.4	6.0	5.2	18.8	21.7	0.94
2	125	2.2	3.9	4.2	32.1	29.8	1.03
3	125	1.7	3.1	3.23	40.3	38.7	1.06
4	133	1.8	3.26	3.28	40.8	40.7	1.11
5	140	1.6	2.9	3.7	48.3	37.8	1.18

Для сравнения приведены значения скорости, рассчитанные с помощью конического приближения. Видно, что при высокой скорости горения и, соответственно, малой высоте факела, коническое приближение приводит к существенной погрешности. Метод обеспечивает хорошую точность определения нормальной скорости горения и может быть использован для нестационарных пламен. Полученные результаты хорошо согласуются с ранее опубликованными [1].

Так как скорость горения и, следовательно, устойчивость факела сильно зависят от α , актуальной является задача непрерывного контроля степени обогащения топливной смеси и качества перемешивания. Так как оптические методы диагностики отличаются высокой информативностью и отсутствием контакта с высокотемпературной агрессивной средой, им отдается предпочтение.

Хорошо известно, что спектральный состав хемилюминесцентного свечения углеводородных пламени зависит от отношения газ/воздух [3]: при высоком содержании окислителя (бедная смесь) преобладает излучение радикалов СН в синей части спектра (431.5 нм и 390 нм) и радикалов гидроксила ОН в ближнем ультрафиолете (306,4 нм), а при обогащении смеси существенно возрастает интенсивность полос Свана радикала C_2 в зеленой области спектра (канты наиболее интенсивных соответствуют длинам волн 516.5 нм и 563.5 нм). Степень обогащения можно оценить визуально по цвету пламени, и естественно предположить, что отношение сигналов зеленой и голубой составляющих цветного изображения можно использовать для оценки коэффициента избытка окислителя. Обычно величину β определяют с отношением интенсивностей полос ОН и СН. Так авторы [4] предложили определять локальные значения коэффициента избытка окислителя по отношению интенсивностей излучения радикалов ОН ($\lambda=310.4$ нм) и СН ($\lambda=430.5$ нм). Измерения α они проводили в предварительно перемешанном пламени природного газа с воздухом с помощью оригинального оптического датчика, включающего телескопическую систему Кассегрейна, интерференционные фильтры, фотоумножители и 12-битный АЦП. Было установлено, что отношение интенсивностей излучения указанных радикалов монотонно уменьшается по мере обогащения смеси и, следовательно, может быть использована для определения α . Однако данный метод как и другие методы, описанные в литературе, требуют достаточно сложного оборудования. Поэтому была поставлена задача разработки простой методики определения α с помощью цифровой камеры.

По аналогии с “сине-красным” отношением, используемым в пирометрии, мы ввели понятие “сине-зеленого” отношения: $\gamma = B/G$, где B и G, сигналы синего и зеленого каналов. Для определения зависимости $\gamma(\alpha)$ фотографировали факел при фиксированном значении цветовой температуры $T_{\text{ив}}=4000$ К в формате tiff. Как и следовало ожидать, γ меняется по высоте факела, поэтому было решено для определенности вычислять γ в зоне фронта, соответствующей радиусу $r = 0.71R$.

Были вычислены значения γ для изображений пламени при разных коэффициентах избытка окислителя. Полученная зависимость $\gamma(\alpha)$ на рисунке 2.

Показано, что величина “сине-зеленого” отношения монотонно зависит от коэффициента избытка окислителя в диапазоне $0.7 < \alpha < 1.3$ (данный диапазон ограничен пределами устойчивости факела) и, следовательно, может использоваться в качестве количественного критерия обогащения смеси при контроле процесса сжигания газа. Такую выраженную зависимость $\gamma(\alpha)$ можно объяснить тем фактом, что интенсивность излучения полос Свана в пламени резко возрастает по мере обогащения топливной смеси: $I(C_2) = k \cdot [C_xH_y]^n$, где $n=2 \dots 6$, в зависимости от вида углеводорода [3].

Таким образом, разработаны методики определения параметров сжигания (нормальная скорость горения и коэффициент избытка окислителя) с

помощью компьютерной обработки цифровых изображений факела. Найдена зависимость нормальной скорости горения от коэффициента избытка окислителя при сжигании предварительно перемешанной смеси пропан-бутан-воздух.

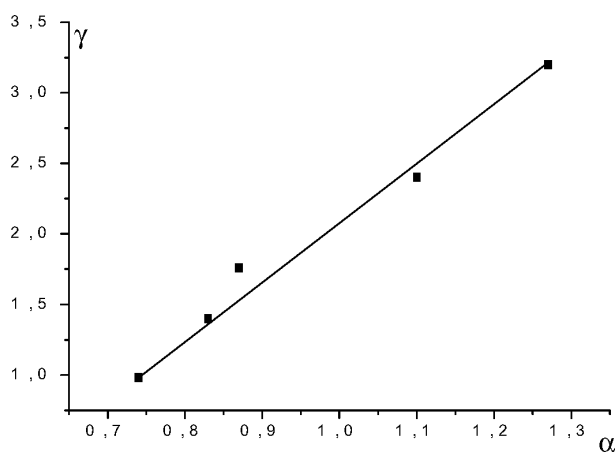


Рис. 2. Зависимость γ от коэффициента избытка окислителя

Определена зависимость отношения сигналов синего и зеленого каналов изображения факела от коэффициента избытка окислителя. Показано, что данное отношение может служить критерием степени обогащения топливной смеси.

В дальнейшем планируется продолжить исследования на плоской горелке, в том числе для других газов (метан, ацетилен).

Литература:

1. Б. Льюис, Г. Эльбе. Горение, пламя и взрывы в газах. Москва. Мир. 1968. 392 с.
2. Ashwani K. Gupta. Flame characteristics and challenges with high temperature air combustion// Proceedings of 2000 International Joint Power Generation Conference Miami Beach, Florida, July 23-26, 2000, IJPGC2000-15087
3. А. Гейдон. Спектроскопия пламен. Москва: Изд. Иностранной литературы. 1959. 382 с.
4. Y. Hardalupas, M. Orain, C. S. Panoutsos, A.M.K.P. Taylor. Chemiluminescence sensor for local equivalence ratio of reacting mixtures of liquid fuel vapour and air// Mechanical Engineering Department, Imperial College London, London SW7 2AZ, U.K. 2002.

Ф. Ф. Каримова, Т. Ф. Смагленко

**Вплив коефіцієнта надлишку окислювача на швидкість горіння
і спектр випромінювання газоповітряного факела
пропан-бутан-повітря**

АНОТАЦІЯ

В роботі наведені результати дослідження полум'я попередньо перемішаної суміші пропан-бутан-повітря, за допомогою комп'ютерної обробки цифрового зображення факела. Визначена залежність нормальної швидкості горіння від коефіцієнта надлишку окислювача. Показано, що розподіл енергії в спектрі випромінювання полум'я залежить від величини співвідношення газ/повітря. Запропоновано метод оцінки коефіцієнта надлишку окислювача відносно інтенсивності випромінювання в синій та зеленій частині спектру.

Karimova F. F., Smaglenko T. F.

**Influence of equivalence ratio on flame propagation velocity
and radiation spectrum of premixed propane-butane flame**

SUMMARY

Propane-butane-air premixed flame was studied by means of digital image processing. Dependence of flame velocity on fuel/air ratio was got. It was shown that energy distribution in radiation spectra depended on fuel/air ratio. A method of equivalence ratio evaluation by measuring local value of 'blue/green' ratio was described.

К. И. Семенов, Л. А. Лялин, В. В. Калинин, Н. Х. Копыт
Одесский национальный университет им. И. И. Мечникова.

Кинетика азотирования сферической высокотемпературной движущейся частицы титана

Экспериментально установлено, что на поверхности нагретой титановой сферической частицы образуется слой нитрида титана. Нитрид титана, образующийся в результате взаимодействия азота с парами титана, обнаружен также вокруг высокотемпературной частицы. Полученные в настоящей работе экспериментальные и расчётные результаты имеют существенное расхождение. Причиной этого может быть неравновесность процесса азотирования, а также ошибки экспериментального определения температуры частицы.

Нитриды характеризуются высокой удельной электропроводностью, имеют высокую температуру плавления и твёрдость. Благодаря таким свойствам нитриды очень широко применяются в технике. Более широкое применение нитридов сдерживается трудностью их получения. В этом аспекте представлялось важным исследовать возможность получения нитридных фаз нетрадиционным способом, используя сферические высокотемпературные металлические частицы (далее — ВМЧ).

Исследуемые ВМЧ титана получались в дуговом импульсном генераторе [1], [2], который позволял получать капли металла — ВМЧ с начальной температурой вплоть до температуры его кипения. При затвердевании капли сохраняют сферическую форму. Высокая температура ВМЧ способствует активной сублимации с её поверхности. Пары металла, конденсируясь, образуют кластеры и наночастицы, которые реагируют с присутствующим газом. Таким образом, используя данную методику, можно изучать образование нитридов не только на сравнительно больших частицах, радиусом около 100 мкм, но и в конденсированной дисперсной фазе титана. Эксперимент показал, что при движении высокотемпературных титановых частиц в газообразном азоте, как на частице, так и в образующейся вокруг неё конденсированной фазе, состоящей из наночастиц, образуются фазы нитридов.

Установка, на которой исследовалось взаимодействие частиц титана с азотом, показана на рис. 1. Импульс тока с блока питания 5 поступал на устройство генерации 3, размещённое в крышке 4. В результате импульсного дугового разряда, происходило образование высокотемпературной частицы титана 1. Крышка, 4, закрывала сверху стеклянный цилиндр 2, в котором происходило движение частицы 1. Снизу цилиндр также закрывался.

крышкой 10, через которую в объём цилиндра 2 при помощи трубки 7 из баллона 8 подавался азот. Для регулировки генератора служил микроскоп 6. Подъёмный столик 11 позволял при помощи ручки 9, пропущенной через крышку 10, улавливать частицу 1 и после окончания опытов извлекать её из цилиндра. Температура частицы измерялась электронным пирометром частичного излучения 12, сигнал которого фиксировался на запоминающем осциллографе 13. Толщина покрытия определялась для трёх значений температуры ВМЧ T , соответствующим трём значениям времени t . Использованный для определения температуры ВМЧ пирометр был основан на схеме, изображенной на рис. 2. Сигнал с фотодиода Ф1, принимающего излучение от частицы, поступает на усилители У1 и У2, с далее подается на запоминающий осциллограф ЗО. Для минимизации температурного дрейфа показаний пирометра из-за нестабильности температурной характеристики фотодиода Ф1 применялся второй, идентичный первому, фотодиод Ф2, включённый через аналогичный первому У1 усилитель У2 к дифференциальному усилителю У3, сигнал с которого был уже свободен от синхронного температурного дрейфа обоих фотодиодов.

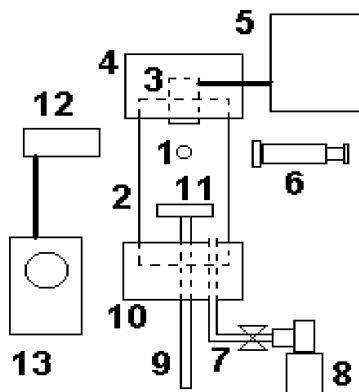


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

Для учёта изменения чувствительности пирометра от угла падения света, пирометр был откалиброван по углам, т.е. была снята зависимость сигнала с пирометра при его засветке постоянным потоком под различными углами падения, что учитывалось при расчете температуры.

Схему измерения можно представить следующим образом. Пусть объект представляет собой либо круг, расположенный на оси датчика нормально к ней, либо шар радиусом R (в данном случае это ВМЧ), расположенный на расстоянии l от датчика (причем объект излучает по закону Ламберта) как показано на рис. 3.

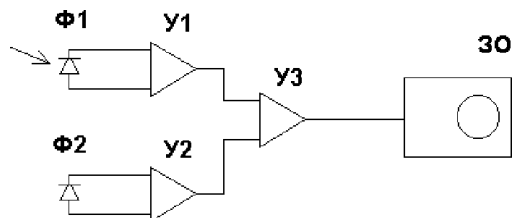


Рис. 2. Схема пирометра, использованного при измерениях температуры ВМЧ. Ф1, Ф2 — идентичные фотодиоды (Ф1 — принимающий диод); У1, У2, У3 — дифференциальные усилители; ЗО — запоминающий осциллограф.



Рис. 3. Излучение источником на поверхность датчика. 1 — источник излучения; 2 — чувствительная поверхность датчика пирометра; l — расстояние от источника до поверхности датчика; R — радиус частицы.

При этом диск (или шар) с поверхностной яркостью B на чувствительной поверхности датчика будет создавать освещенность

$$E = \pi B R^2 / (R^2 + l^2). \quad (1)$$

При $R \ll l$

$$E = \pi B \left(\frac{R}{l} \right)^2 = B \frac{S}{l^2}, \quad (2)$$

где $S = \pi R^2$ площадь “видимой” с датчика излучающей поверхности.

Используя (2) и формулу Вина для спектрального распределения плотности излучения $b\lambda T = C_1 \lambda^{-5} \exp\left(-\frac{C_2}{\lambda T}\right)$, где C_1 и C_2 — известные постоянные, λ — длина волны, для двух источников излучения (индексы 1 и 2 для соответствующих значений характеристик источников), дающих одинаковую освещенность, и учитывая, что энергетическая яркость $B = b\lambda T / 2\pi$ получаем

$$\varepsilon_1 \frac{S_1}{l_1^2} \exp\left(-\frac{C_2}{\lambda T_1}\right) = \varepsilon_2 \frac{S_2}{l_2^2} \exp\left(-\frac{C_2}{\lambda T_2}\right), \quad (3)$$

из (3), если известен набор значений $T_1, \epsilon_1, S_1, l_1, \epsilon_2, S_2, l_2$ можно определить неизвестную температуру T_2 :

$$T_2 = \frac{1}{\frac{1}{T_1} + \frac{\lambda}{C_2} \ln \left(\frac{\epsilon_2 S_2 l_1^2}{\epsilon_1 S_1 l_2^2} \right)}. \quad (4)$$

При градуировке датчика (получении значений $T_1, \epsilon_1, S_1, l_1$) использовалась банд-лампа, которая располагалась на достаточном расстоянии l_1 от датчика. Между датчиком и банд-лампой ставился экран с отверстием известной площади S_1 , через лампу пропускается ток I , при этом по паспорту лампы определяется температура вольфрамовой фольги T_1 . Коэффициент излучательной способности вольфрама для длины волны 0,65 мкм $\epsilon_1 = 0,45$ (справочные данные). Изменение последнего с изменением T не учитывалось, поскольку вносимая этим ошибка много меньше, чем другие, учитываемые в эксперименте. При измерении температуры объекта, датчик располагался на некотором удалении l_2 от объекта, размер объекта R_2 составляли долю миллиметра, поэтому выполнялось условие $R \ll l$ и (3). Расстояние l_2 измерялось между поверхностью датчика и точкой пересечения оси пирометра с нормальной к ней траекторией движения частицы, при этом использовалось свойство генерирующего устройства — иметь небольшой разброс по направлению вектора начальной скорости ВМЧ. Площадь S_2 рассчитывается после определения диаметра частицы d под микроскопом (после остывания и улавливания) $S_2 = \frac{\pi d^2}{4}$.

Сигнал U с пирометра подавался на запоминающий осциллограф С8-17. Синхронизация запуска осуществлялась по возрастанию сигнала с пирометра в момент генерации частицы.

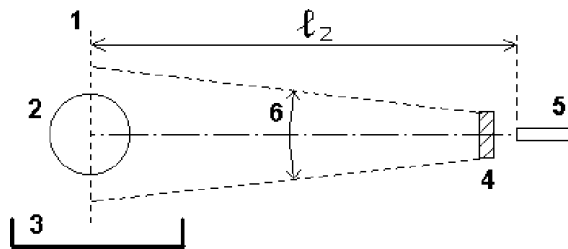


Рис. 4. Схема измерения температуры. 1 — траектория движения частицы; 2 — частица диаметром d ; 3 — улавливающая емкость; 4 — светофильтр с максимумом полосы пропускания в области 0,65 мкм; 5 — пирометр; 6 — поле видимости пирометра (небольшой телесный угол).

После движения в азоте частица улавливалась в кювету с водой, на поверхности которой находилась плёнка масла для предотвращения испарения воды, см. рис. 4. После изъятия частицы проводились измерения её диаметра на микроскопе. Содержание нитридов определялось методом микроанализа, известным под названием метода Кьельдаля [3].

В работе [4] рассмотрен процесс получения нитридных покрытий на образцах титана, которые представляли собой пластинки размером 1X5X10 мм. Титановые образцы помещались в высокотемпературной зоне в стаканчике в изотермических условиях. Предварительно эвакуированное пространство установки, заполняли чистым азотом до атмосферного давления, как и в наших условиях. Давление поддерживалось постоянным в течение всего опыта. Азотирование титана проводилось в области температур 1470-1830 К. В работе [4] представлены экспериментальные зависимости квадрата толщины нитридного покрытия от времени азотирования. Анализ экспериментальных зависимостей показывает, что они подчиняются параболическому закону, константа параболы роста слоя нитрида титана K зависит от температуры T по экспоненциальному закону [4]

$$K = a \exp\left(-\frac{b}{RT}\right) \quad (5)$$

где $a = 3,133 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$; $b = 198187 \text{ Дж/моль}$, R — универсальная газовая постоянная.

Результаты измерений температуры движущейся через среду азота ВМЧ в условиях нашего эксперимента показывают, что зависимость температуры от времени её седиментации практически является линейной.

$$T = T_n - ct \quad (6)$$

где t — время нахождения в среде азота; $c = \frac{T_n - T_k}{t_1}$ — коэффициент; T_n и T_k — соответственно начальная и конечная температуры процесса азотирования; t_1 — полное время азотирования.

Учитывая, что процесс движения ВМЧ через среду азота является неизотермическим, уравнение роста толщины слоя h нитрида титана на ВМЧ имеет следующий вид

$$dh^2 = a \exp\left(-\frac{b}{R(T_n - ct)}\right) dt \quad (7)$$

Интегрируя левую и правую части уравнения (7) соответственно в пределах от 0 до h и от 0 до t , получим зависимость квадрата толщины нитридного слоя от времени нахождения ВМЧ титана в среде азота.

$$h^2 = \int_0^t a \exp\left(-\frac{b}{R(T_n - ct)}\right) dt \quad (8)$$

Интеграл (8) может быть взят аналитически и представлен в виде сходящегося ряда, но с целью повышения точности результата интегрирование производилось численно.

В таблице 1 представлены экспериментальные Δr_3 и расчётные Δr_p значения толщины нитридного покрытия на сферической ВМЧ титана радиусом $r = 115$ мкм. Начальная температура процесса азотирования составляла 2000 К.

Толщина покрытия определена для трёх значений температуры ВМЧ T , соответствующим трём значениям t .

Таблица 1

Расчётные и экспериментальные данные по толщине слоя на ВМЧ из титана

Начальная температура, К	Конечная температура, К	$\Delta r_3 \cdot 10^{-6}$ м	$\Delta r_p \cdot 10^{-6}$ м	t , с
2000	1000	0,4	0,97	0,31
2000	1200	0,37	0,97	0,26
2000	1500	0,25	0,96	0,16

Сравнение экспериментальных и расчётных значений толщины нитридного покрытия на ВМЧ указывает на их качественное соответствие.

Сравнение расчётной толщины нитридного покрытия с использованием выражения (5) с соответствующими экспериментальными результатами для титановых пластинок [4], полученными при термодинамически равновесном процессе азотирования, происходящем в изотермических условиях, показало, что различие экспериментальных и расчётных значений находится в пределах 22%.

Из диаграммы состояния титан-азот, приведенной в монографии [5], следует, что титан образует с азотом нитрид, отвечающий формуле TiN, а также нитрид, соответствующий ϵ -фазе, которой приписывают условную формулу Ti₃N. В системе обнаружены четыре фазы в, б, е, д. в-фаза существует в интервале температур 1173К-2293К. б-фаза существует при температуре ниже 2623К и е-фаза устойчива при температурах ниже 1273-1373К.

Расчётные значения толщины нитридного покрытия на ВМЧ титана в наших условиях значительно превышают экспериментальные результаты. По-видимому, главной причиной этого является то, что процесс азотирования ВМЧ существенно неравновесный. Скорость падения температуры ВМЧ может быть оценена выражением [6]

$$-\frac{dT}{dt} = \frac{3\lambda(T - T_\infty) Nu}{r^2 \rho c} \quad (3.9)$$

где $T_g=300$ К — температура окружающей ВМЧ среды, λ — теплопроводность окружающей среды при T_g ; ρ — плотность титана; c — удельная теплоёмкость титана; r — радиус ВМЧ.

При остывании ВМЧ титана с $r = 115$ мкм в азоте при $(T - T_g) \sim 1000$ К скорость падения её температуры составляет порядка 1000 К/с. При остывании в воде — 100000 К/с. При таких темпах охлаждения ВМЧ слой нитрида титана на её поверхности не успевает достичь равновесной толщины. Кроме того причиной плохого соответствия между экспериментальными и расчётными результатами является ошибка в определении температуры оседающей ВМЧ с использованием пирометра частичного излучения. Для интенсификации исследуемого процесса необходимо максимально приблизить температуру окружающего азота к температуре генерирования ВМЧ в импульсном дуговом разряде.

Литература

1. Семенов К.И. Влияние скин- и пинч-эффектов на формирование микрокапель металлов в импульсном разряде. Дисперсные системы. XIX конференция стран СНГ. Одесса. 25-29 сентября 2000 г. с. 168-169.
2. Suslov A.V., Dreyzin E.L., Trunov M.A. Formation of Monodispersed Refractory Metal Particles by Impulse Discharge// J. Powder Technology. 1993. — V.74. — P. 23-30.
3. Тельг Г. Элементарный ультрамикроскопический анализ. Учебник: Пер. с англ. М.: Мир. 1973. — 396 с.
4. Кипарисов С.С., Левинский Ю.А., Строганов Ю.Д. Диффузия азота в титане. Методы получения, свойства и применение нитридов. Киев. 1972. С. 29-36.
5. Самсонов Г.В. Нитриды. Киев: Наукова думка. 1969. 377 с.
6. Леонтьев А.И. Теория тепломассообмена. М.: Высшая школа. 1979. 495 с.

К. І. Семенов, Л. А. Лялін, В. В. Калінчак, Н. Х. Копит

Кінетика азотування сферичної високотемпературної рухомої частинки титану

АНОТАЦІЯ

Експериментально встановлено, що на поверхні нагрітої титанової сферичної частки утворюється шар нітриду титану. Нітрид титану, що утворюється в результаті взаємодії азоту з парами титана, знайдений також навкруги високотемпературної частки. Одержані у роботі експериментальні і розрахункові результати мають істотну розбіжність. Причиною цього може бути нерівноважність процесу азотизації, а також помилки експериментального визначення температури частки.

Semenov K. I., Lialin L. A., Kalinchak V. V., Kopyt N. H.

Kinetics of nitrogenation of a hightemperature moving particle of titanium

SUMMARY

It is experimentally set, that on the surface of the heated titanic spherical particle appears nitride titanic sphere. Nitride titan, appearing as a result of cooperation of nitrogen with the pairs of titan, is also discovered round a high temperature particle. The experimental and calculation results got in the real work have substantial divergence. It can be the reason of this no equilibrium process of nitrogenning, and also error of experimental determination of temperature of particle.

В. В. Головки, Н. И. Полетаев, А. В. Флорко

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

Роль излучения в тепловом балансе ламинарного диффузионного факела железа

В работе приведены результаты спектральных исследований зоны горения ламинарного диффузионного факела частиц железа. Показано, что температура в зоне горения факела слабо зависит от массовой концентрации частиц горючего. Частицы железа в условиях диффузионного факела горят гетерогенно. Продукты сгорания имеют кристаллическую фазу магнетита (Fe_3O_4). Роль излучения сводится к потерям тепла из зоны горения, которые составляют около 30% от общего тепловыделения химической реакции и в пределах ошибки измерений не зависят массовой концентрации горючего. Высокие теплотери при относительно невысоких температурах горения объясняются большими значениями факторов эффективности поглощения частиц железа.

Практика сжигания металлизированных горючих и эксперименты в области физики горения металлов давно показали, что продуктами их сгорания в кислородсодержащих средах чаще всего являются высокодисперсные оксиды металлов. Это явление изучалось, в основном, с позиций эффективного сжигания топлива в камерах сгорания различных реактивных и ракетных двигателей. В значительно меньшей мере исследовалась физика образования и характеристики конденсированной фазы при горении и практически не рассматривалась технологическая сторона проблемы — подход к факелу горящих частиц металла как к реактору для синтеза порошков оксидов металлов, в том числе нанопорошков.

Как известно [1-2], образование наноразмерных продуктов сгорания возможно при горении индивидуальных частиц металла в парофазном или газофазном режиме с последующей конденсацией продуктов сгорания в газовой фазе. Возможность реализации такого режима определяется как физико-химическими свойствами горючего, так и макропараметрами пылевого факела (концентрации горючего и окислителя, способ организации сжигания газозвеси, начальная температура системы), которые влияют на температуру в зоне горения, при которой возможен один из указанных выше режимов горения. Особенно актуальной является задача получения высоких температур при синтезе нанооксидов тяжелокипящих металлов ($T_{\text{кипения}} > 3000 \text{ K}$), таких как Zr, Ti, Fe и др.

При высоких температурах и наличии дисперсной фазы в тепловом ба-

лансе пылевого пламени важную роль играет лучистый теплообмен [3]. Его влияние, с одной стороны сводится к теплотерям и, следовательно, понижению температуры во фронте горения, что в свою очередь влияет на режимы горения частиц и конденсации продуктов сгорания, а с другой стороны, большие световые потоки могут инициировать зажигание и влиять на механизм и скорость распространения пламени по газозвеси частиц.

Радиационные потоки определяются как характеристиками исходного горючего, так и оптическими параметрами мелкодисперсных конденсированных продуктов сгорания: факторами эффективности поглощения и рассеяния, комплексным показателем преломления. Причем эти параметры могут сильно зависеть от температуры, длины волны и размера частиц.

В связи с этим целью настоящей работы явились исследования излучательных и оптических характеристик фронта ламинарного диффузионного двухфазного факела (ЛДДФ) газозвеси частиц железа и выяснение роли излучения к-фазы в тепловом балансе факела. Проведение таких исследований необходимо для оптимизации параметров ректора для синтеза порошков оксида железа.

Экспериментальная установка. Методика эксперимента

ЛДДФ железа получали с помощью “пылевой горелки” [1-2] состоящей из двух вертикальных коаксиальных цилиндров. По внутренней трубе несущим газом подавались частицы железа. По кольцевому зазору между внешней и внутренней трубой подавался окисляющий газ (кислород или смесь кислорода с азотом). Объемные расходы газов в системе подачи порошка и обдува контролировались стандартными ротаметрами типа РМ-2.593. Массовый расход порошка в холодной газозвеси измерялся методом фильтрации через тканевый фильтр с последующим взвешиванием фильтра с порошком на аналитических весах типа ВЛА-200г-М. Погрешность измерения массовой концентрации горючего и объемных расходов не превышала 5-7%.

В экспериментах был использован промышленный порошок карбонильного железа РС-10 ($\langle d \rangle = 4$ мкм). Подачу порошка осуществляли азотом (97-99%) — ой чистоты. В качестве окислителя применялся технический кислород 95% — ой чистоты. Объемные расходы несущего и окисляющего газов устанавливались равными $W_1 = 250$ см³/с (несущий газ) $W_2 = (500-800)$ см³/с. Массовая концентрация горючего могла варьироваться в широких пределах от $4 \cdot 10^{-4}$ г/см³ до $15 \cdot 10^{-4}$ г/см³ (счетная концентрация частиц — $n_p = 3C / (4\pi \rho_m \langle r^3 \rangle) = (1 \div 4) 10^6$ см⁻³, ρ_m — плотность металла; $\langle r^3 \rangle^{1/3}$ -среднекубический радиус частиц железа)

Рентгенофазовый анализ продуктов сгорания железа в ЛДДФ позволил установить, что они имеют кристаллическую структуру магнетита (Fe₃O₄). Дисперсный анализ продуктов сгорания проводился с помощью оптического и электронного микроскопов. Отметим, что распределение частиц по размерам неплохо описываются логнормальным распределением:

$$f(r) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma r} \exp \left[-\frac{\ln^2(r_0/r)}{2\sigma^2} \right]$$

Параметры распределений исходных частиц и продуктов сгорания представлены в таблице 1.

Таблица 1

Параметры функции распределения частиц Fe и Fe₃O₄ по размерам

Частицы	г ₀ , мкм	у
Fe	2,2	0,35
Fe ₃ O ₄	2,8	0,35

Результаты дисперсного анализа и приведенные ниже данные спектральных измерений позволяют утверждать, что в ЛДДФ частицы Fe горят гетерогенно. Действительно, в этом случае температура к-фазы во фронте факела значительно ниже температуры кипения железа $T_k = 3473\text{K}$. Зона горения даже для очень мелких частиц горючего выглядит дискретной. Для всех массовых концентраций горючего в спектре отсутствуют молекулярные полосы и атомарные линии железа и его соединений с кислородом. Приведенные факты не оставляют сомнений о гетерогенном механизме горения Fe в данных экспериментальных условиях.

Обратимся к методике спектральных исследований. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Излучение от объекта исследования (1) с помощью объектива (4) фокусировалось в плоскость входной скрещенной щели дифракционного спектрального прибора (5). Излучение регистрировалось с помощью ФЭУ-106 и ФЭУ-62 (6) и фиксировалось запоминающим осциллографом (7). Зафиксированный сигнал снимался видеокамерой (8) либо фотографировался.

Диафрагмирование фокусирующей оптики позволило получить достаточно высокое пространственное разрешение (около 100 мкм). Исследования проводились в диапазоне длин волн $\lambda = (0,4 \div 1)$ мкм. Постоянная времени регистрирующей системы не превышала 10^{-6} с.

Спектральная светимость факела определялась с помощью банд-лампы. Несложно убедиться в том, что если банд-лампа и исследуемый факел устанавливаются в одном месте без изменения положения оптических элементов, диафрагм, ширины щелей и напряжения питания ФЭУ, то спектральная светимость пламени и банд-лампы $r^{\beta-\lambda}$ связаны соотношением:

$$r_\lambda = r_\lambda^{\alpha-\lambda} \frac{\alpha_\lambda \tau_\lambda r}{\beta_\lambda}, \quad (1)$$

где $\beta\lambda$ и $\alpha\lambda$ — величины выходных сигналов банд — лампы и пламени, соответственно; $\tau\lambda$ — коэффициент пропускания излучения окна банд — лампы, r — коэффициент отражения зеркала (3). В свою очередь:

$$r_{\lambda}^{\alpha-\lambda} = r_{\lambda,b} \cdot \varepsilon_{\lambda}^{\alpha-\lambda}, \quad (2)$$

где $r_{\lambda,b} = C_1 \cdot \lambda^{-5} e^{-C_2/\lambda T}$ — формула Вина для спектральной светимости абсолютно черного тела, $C_1 = 3.704 \cdot 10^{-12}$ Вт·см², $C_2 = 1.4388$ см·К; $\varepsilon_{\lambda}^{\alpha-\lambda}$ — спектральная испускательная способность банд — лампы; T — истинная температура.

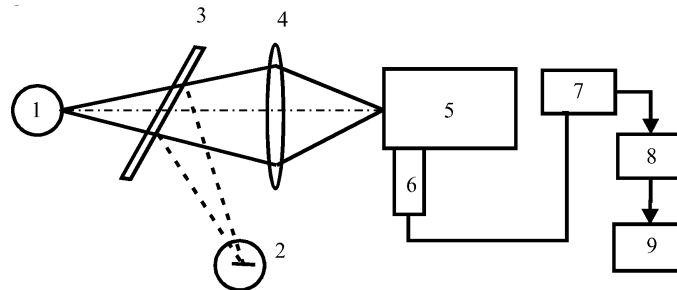


Рис. 1. 1 — объект исследования (ЛДДФ); 2 — источник сравнения (банд-лампа СИ10-300); 3 — поворотное зеркало; 4 — объектив; 5 — дифракционный спектральный прибор; 6 — фотоприемник (ФЭУ -106 (62)); 7 — запоминающий осциллограф; 8 — видеокамера; 9 — компьютер.

Температура к-фазы во фронте факела определялась полицветовым методом, суть которого заключается в следующем. По данным измерений спектральной светимости факела $r\lambda$ в достаточно широком спектральном интервале строился график зависимости $\ln r\lambda^5$ от $1/\lambda$. В интервале длин волн, в котором график представляет собой прямую линию, излучение можно считать серым, что и позволяет определить истинную температуру: $T_k = -c_1/\text{tg}\alpha$ ($\text{tg}\alpha$ — тангенс угла наклона этой прямой к оси абсцисс). Спектральная испускательная способность определялась согласно соотношения:

$\varepsilon_{\lambda} = \frac{r_{\lambda}}{r_{\lambda,b}}$, где $r_{\lambda,b}$ — спектральная светимость абсолютно черного тела при температуре конденсированной фазы.

Температура газовой фазы измерялась методом обращения резонансных линий натрия и по их абсолютным интенсивностям [4]. Ширину фронта факела находили из радиальных распределений с помощью абелевских преобразований, а геометрические параметры факела путем видеосъемки.

Результаты измерений

На рисунке 2 представлены данные измерений спектральной светимости r_λ для трех концентраций горючего.

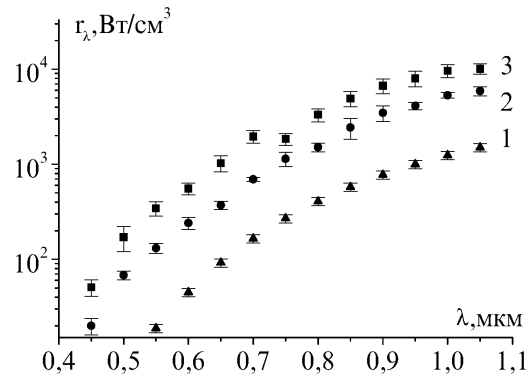


Рис. 2. Спектральная светимость ЛДДФ для различных концентраций горючего: 1 — $4,38 \cdot 10^{-4}$ г/см³; 2 — $8,3 \cdot 10^{-4}$ г/см³; 3 — $15,6 \cdot 10^{-4}$ г/см³;

Из рисунка 2 видно, что спектральная светимость с увеличением концентрации горючего (частиц Fe) возрастает. Причем интегральная светимость в указанном диапазоне концентраций горючего описывается соотношением:

$$\Delta R = \int_{0,45}^{1,05} r_\lambda d\lambda = (80 \pm 16) \cdot C, \quad (3)$$

где: ΔR — измеряется в Вт/см², а концентрация C — в г/см³

С помощью полицветового метода была определена температура конденсированной фазы в зоне горения ЛДДФ в широком диапазоне массовых концентраций горючего. Оказалось, что T_k линейно растет с увеличением концентрации C в пределах 100 К, т.е. практически не зависит от концентрации горючего.

$$T_k = (1740 \pm 50) + (1,1 \pm 0,1) \cdot 10^5 C \quad (4)$$

Измерения газовой температуры T_g показали отсутствие зависимости ее от величины C . Причем газовая температура оказалась ниже на 100 — 150 К температуры конденсированной фазы и равной $T_g = (1670 \pm 20)$ К.

Возможными причинами столь слабой зависимости температуры от массовой концентрации горючего могут быть фазовые переходы плавления железа (1812 К) и магнетита Fe₃O₄ (1870 К), стабилизирующие температуру конденсированной фазы. Визуальные наблюдения за фронтом пламени показывают, что в этом режиме практически отсутствуют треки взрывающих-

ся частиц железа, характерные для более высокотемпературных режимов горения газовзвесей (предварительно перемешанных с окислителем) железа.

Приведенные данные спектральных исследований, равно как и дисперсный анализ, свидетельствует о гетерогенном горении частиц железа во фронте ЛДД факела.

Спектральная светимость r_λ и температура к- фазы T_k позволили определить спектральную испускающую способность фронта факела ϵ_λ . Оказалось, в пределах погрешностей ϵ_λ в исследованном диапазоне длин волн можно считать величиной не зависящей от λ . Причем $\langle \epsilon \rangle$ для исследованного диапазона концентрации частиц определяется соотношением:

$$\langle \epsilon \rangle = (0.007 \pm 0.005) + (9.6 \pm 1.5) \cdot C \quad (5)$$

В приближении слабой зависимости ϵ_λ от длины волны в инфракрасном диапазоне, можно на основе закона Стефана — Больцмана оценить интегральную светимость фронта факела (мощность излучения с единицы площади):

$$R = \langle \epsilon \rangle \sigma T^4 \quad (6)$$

Представленные выше результаты позволили оценить роль излучения в тепловом балансе ЛДД факела железа.

Роль излучения в тепловом балансе факела

Сравним мощность излучения от всего факела с мощностью тепловыделения в результате химической реакции железа с кислородом. Несложно показать, что для оптически тонких источников спектральная светимость связана с интенсивностью излучения соотношением:

$$I = \frac{4R}{L_{эфф}} = \frac{4 \langle \epsilon \rangle \sigma T^4}{L_{эфф}} \quad (7)$$

где I — интенсивность излучения (энергия излучаемая единицей объема в единицу времени в 4π телесный угол), $L_{эфф}$ — ширина фронта факела.

Мощность излучения факела в целом, очевидно, будет определяться соотношением:

$$P_{rad} = I \cdot S \cdot L_{эфф} \quad (8)$$

где $S = \pi R_l l$ — площадь боковой поверхности факела; $S L_{эфф}$ — объем излучающей области, l — образующая боковой поверхности факела, которую далее принимаем равной его высоте h ($R_l < 0.1l$), R_l — радиус горелки. Тогда учитывая (6), окончательно получаем:

$$P_{rad} = 4 \langle \epsilon \rangle \sigma T^4 S \quad (9)$$

С другой стороны, мощность тепловыделения в результате горения:

$$P_{chem} = W_1 C q \quad (10)$$

где $q = 4886$ кДж/кг [5] — тепловой эффект реакции (конечный продукт Fe_3O_4);
Используя (9) и (10), получаем долю излучения в тепловом балансе:

$$\eta = \frac{P_{rad}}{P_{chem}} = \frac{4 \langle \epsilon \rangle \sigma T^4 h \pi R_1}{W_1 \cdot C \cdot q} \quad (11)$$

Зависимость высоты факела от концентрации горючего заимствована из работы [6]:

$$h = 12.25 + 7500 \cdot C \quad (12)$$

где h высота факела в см.

Используя выражения (4), (5), (11), (12) рассчитаем долю тепловых потерь излучением в тепловом балансе факела в зависимости от массовой концентрации горючего. Результаты вычислений приведены в таблице 2.

Таблица 2

Зависимость характеристик ЛДДФ железа от массовой концентрации горючего

$C, \text{ г/см}^3$	$T, \text{ К}$	$\langle \epsilon \rangle$	$h, \text{ см}$	$\eta, \%$
4,38E-04	1790	0,011	15.5	28.4
8,30E-04	1830	0,015	18.5	26.2
1,56E-03	1910	0,022	24.0	31.5

Из приведенных данных видно, что доля излучения в тепловом балансе ЛДД факела железа в пределах погрешностей измерений ($\pm 10\%$) не зависит от концентрации горючего. В тоже время, несмотря на относительно низкую температуру во фронте факела, эти потери весьма значительны. Очевидно, это связано с большой испускательной способностью к-частиц.

Излучательные характеристики к-частиц во фронте факела

Корректный учет влияния излучения на процессы горения требует информации об оптических характеристиках источников излучения. Таковыми являются факторы 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 λ . Расчеты Q_a и Q_s проводятся с использованием теории Ми. Особый интерес представляют факторы эффективности поглощения, поскольку $Q_a(\lambda, \text{ г, п, ч(T)}) = e_{a,\lambda}$ [7]. Здесь $e_{a,\lambda}$ - спектральная испускательная способность частицы. Последнее равенство позволяет рассчитать интенсивность излучения к-фазы согласно очевидному соотношению:

$$I_{\lambda} = n_1 \cdot r_{\lambda b} \int 4\pi r^2 Q_a(r) \cdot f(r) dr = \frac{4r_{\lambda}^2}{L_{\text{эфф}}} \quad (13)$$

где $n_1 = n_p T_x / T_z$ — счетная концентрация частиц во фронте факела, T_x , T_z — температура газа вблизи среза горелки и во фронте факела. Интегрирование производится в пределах функции распределения частиц по размерам $f(r)$. В формуле (13) мы использовали соотношение (7), но для спектральных величин.

Используя определение коэффициента поглощения для единичной концентрации частиц:

$$\beta_{\lambda} = \int \pi r^2 Q_a(r) \cdot f(r) dr \quad (14)$$

из (13) получаем:

$$\beta_{\lambda} = \langle \beta_{\lambda} \rangle = \frac{\langle \varepsilon \rangle T_z}{L_{\text{эфф}} n_p T_x} \quad (15)$$

Выражение (15) позволяет определить $\langle \beta_{\lambda} \rangle$ или осредненные по функции распределения факторы эффективности поглощения частиц: $\langle Q_a \rangle = \langle \beta_{\lambda} \rangle / p \langle r^2 \rangle = \langle \varepsilon_{\lambda, \nu} \rangle$.

При сравнении выражений (14) и (15) складывается впечатление, что они противоречат друг другу. Действительно, теоретический коэффициент поглощения $\langle \beta_{\lambda} \rangle$, определенный согласно (14), при неизменном дисперсном составе продуктов сгорания ($f(r)$) и относительно слабой зависимости температуры к-фазы и, следовательно, Q_a от концентрации горючего, должен быть величиной постоянной. С другой стороны, экспериментально определенный коэффициент $\langle \beta_{\lambda} \rangle$ согласно выражению (15), может зависеть от концентрации горючего посредством $\langle \varepsilon_{\lambda}(C) \rangle$, $n_p(C)$, $T(C)$ и $L_{\text{эфф}}(C)$. Первые три функции известны (см. выше), последнюю экспериментально установить не удалось. Как уже упоминалось выше $L_{\text{эфф}}$ можно определить из радиальных распределений с помощью абелевских преобразований. При этом решается некорректная задача, которая предопределяет относительно большие погрешности измерений. Результаты измерений показали, что $L_{\text{эфф}} = 0.15 \pm 0.02$ см. В работе [8] теоретически установлена зависимость $L_{\text{эфф}} \sim C^{-1/2}$. Объединяя оба результата, получили: $L_{\text{эфф}} = 4.5 \cdot 10^{-3} \cdot C^{-1/2}$. При этом определенную экспериментально величину $L_{\text{эфф}}$ мы отнесли к $C = 9 \cdot 10^{-4}$ г/см³ (средина исследованного диапазона концентраций горючего). В таблице 3 представлены результаты косвенных измерений $\langle \beta_{\lambda} \rangle$ с использованием представленных выше зависимостей $\langle \varepsilon_{\lambda}(C) \rangle$, $n_p(C)$, $T(C)$ и $L_{\text{эфф}}(C)$ согласно соотношению (15).

Таблица.3

Зависимость коэффициента поглощения от массовой концентрации горючего

$C, 10^{-4} \text{ г/см}^3$	4	8	12	15
$\langle \beta_\lambda \rangle, 10^{-7} \text{ см}^2$	4.4	4.3	4.6	4.8

Как видно из таблицы, наблюдается некоторое увеличение $\langle \beta_\lambda \rangle$ с ростом концентрации горючего, которое можно не принимать во внимание из-за погрешностей измерений, достигающих 50% для $\langle \beta_\lambda \rangle$. В этом не сложно убедиться из анализа погрешностей измерений использованных при определении $\langle \beta_\lambda \rangle$ физических величин. С учетом выше сказанного коэффициент поглощения можно принять равным: $\langle \beta_\lambda \rangle = (4.5 \pm 2.2) \cdot 10^{-7} \text{ см}^2$. Соответствующий ему осредненный фактор (фактически спектральная испускательная способность частиц иногда называемый коэффициентом черноты): $\langle Q_a \rangle \approx 1.6 \pm 0.8$. Полученный результат мы отнесли к частицам Fe_3O_4 , учитывая при этом отличие их радиуса от радиуса частиц железа.

Как видно полученную величину $\langle Q_a \rangle$ в пределах погрешностей измерений можно принять равной единице, если считать ее предельно допустимой. Однако, как следует относиться к величинам $Q_a > 1$? Выше уже упоминалось, что при решении задач о переносе излучения в излучающих, поглощающих и рассеивающих дисперсных системах факторы эффективности поглощения и испускательная способность частицы принимаются равными. Это равенство интерпретируется как закон Кирхгофа для излучения и поглощения произвольной сферической частицей. В таком случае приходится сталкиваться со сферическими частицами с факторами эффективностями поглощения, превышающими единицу. Однако, если Q_a может быть больше единицы, то и излучательная способность может быть больше единицы. В этом заключается суть «парадокса». Разъяснение ему дается в монографии [7]. А поскольку сделано это весьма убедительно, и в силу исключительной важности этого вопроса, приведем цитату из этой книги. «... это наносит сильный удар по глубоко укоренившимся предрассудкам, касающимся верхнего предела, которого может достигать истинная излучательная способность; на первый взгляд тот факт, что излучательная способность больше единицы, означает, что частица излучает больше, чем «абсолютно черная частица». Но что такое «абсолютно черная частица»? Общепринятое определение абсолютно черного тела состоит в том, что это тело поглощает весь падающий на него свет. Понятие света, геометрически падающего на тело, является геометрооптическим, и оно теряет свою силу для частиц с размерами, сравнимыми или меньшими, чем длина волны. На это было указано еще Планком, который писал, что «при дальнейшем анализе будем предполагать, что ... радиусы кривизны всех рассматриваемых поверхностей велики по сравнению с длинами волн имеющих лучей». Кирхгоф тоже отдавал себе полный отчет в ограниченности своего вывода. К сожалению, как это часто бывает в физике, каждый новый автор все больше отходит от первоисточника теории и

склонен упускать тонкости, касающиеся ее применимости. Когда «парадокс» рано или поздно разрешается, камни почему-то летят в теорию, тогда как истинной мишенью для них являются те, кто огульно использует ее, находясь в состоянии блаженного неведения относительно налагаемых на эту теорию ограничений.». Для частиц, размеры которых велики по сравнению с длиной волны, что имеет место в нашем случае, определение излучательной способности частицы согласуется с элементарными представлениями об излучательной способности тела. Сказанное иллюстрирует рис.3, на котором представлены результаты вычислений $\langle Q_a \rangle$ для частиц Fe_3O_4 с параметрами функции распределения из табл.1 в зависимости от мнимой части показателя преломления. Видно, что $\langle Q_a \rangle$ для типичных значений χ выходит на насыщение и не превышает единицы.

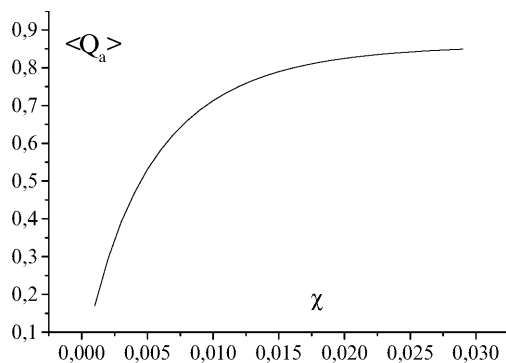


Рис. 3. Факторы эффективности поглощения продуктов сгорания Fe_3O_4 во фронте факела осредненные по функции распределения (табл.1)

Выводы

Результаты проведенных исследований свидетельствуют о том, что температуры, реализующиеся в ламинарном диффузионном факеле частиц железа (около 1800К-1900К) недостаточны для перевода горения индивидуальных частиц в газофазный режим, необходимый для образования наночастиц продуктов сгорания. При этом увеличение температуры в зоне горения за счет увеличения массовой концентрации горючего оказывается незначительным.

Роль излучения в тепловом балансе ЛДДФ железа сводятся к теплотерям. Теплотери излучением из зоны горения ЛДДФ железа не зависят от массовой концентрации горючего и составляют около 30% от тепловыделения в результате химической реакции. Высокие теплотери при относительно невысоких температурах горения объясняются большими значениями факторов эффективности поглощения частиц горючего, которые для усло-

вий реализующихся в ЛДДФ железа можно принять равными единице, что существенно облегчает решение задачи о переносе излучения в подобных дисперсных системах.

Литература

1. Золотко А.Н., Вовчук Я. И., Полетаев Н. И., Флорко А. В, Альтман И. С.: Синтез наноксидов в двухфазных ламинарных пламенах. Физика горения и взрыва, 1996, т. 32, №3, с.24-34.
2. Poletaev N. I, Zolotko A. N., Florko A.V., Vovchuk J. I., Nazarenko A.A. Combustion Synthesis and Investigation of Metal Oxide Nanopowders Properties. Chemical Engineering — A Key Technology Serving Mankind, Proceeding of 3rd European Congress of Chemical Engineering, Nuremberg, June 26-28, 2001
3. Флорко И.А., Полетаев Н. И., Флорко А. В. Теплообмен излучением в горящих дисперсных системах. Физика аэродисперсных систем, Межведомственный научный сборник, ТЕПЛОМАССООБМЕН, Одесса, «Астропринт» 2001, вып. 38, с. 178-188
4. Флорко И. А., Флорко, А. В., Швец А. И. Влияние аппаратных искажений на результаты измерения температуры по абсолютным интенсивностям резонансных линий. Физика аэродисперсных систем, Межведомственный научный сборник, Одесса, «Астропринт» 2002, вып. 39, с. 87-94
5. Термодинамические свойства индивидуальных веществ. Спр. под ред. В. П. Глушко, т. 1-3, М.: Наука, 1981.
6. Poletaev N. I., Vovchuk J. I. Particularities of the Laminar Diffusion Dust Flames. Proceedings of International Conference on Combustion and Detonation. Zel'dovich Memorial II, August 30 — September 3, 2004, Moscow, Russia, CD version, PP11-5
7. Борен К., Хафмен Д. Поглощение и рассеяние света малыми частицами. М.: Мир. 1986. — 660 с
8. Агеев Н. Д., Вовчук Я. И., Горошин С. В., Золотко А. Н., Полетаев Н. И. Стационарное горение газовзвесей твердых горючих. Ламинарный диффузионный факел. Физика горения и взрыва, 1990, т. 26, № 6, с.54-62.

В. В. Головка, М. І. Полетаєв, О. В. Флорко

**Роль випромінювання в тепловому балансі ламінарного
дифузійного факела заліза**

АНОТАЦІЯ

У роботі наведено результати спектральних досліджень зони горіння ламінарного дифузійного факела частинок заліза. Показано, що температура в зоні горіння факела слабо залежить від масової концентрації частинок пального. Частинки заліза в умовах дифузійного факела горять гетерогенно. Продукти згорання мають кристалічну фазу магнетиту (Fe_3O_4). Роль випромінювання зводиться до втрат тепла із зони горіння, які складають близько 30% від загального тепловиділення хімічної реакції і в межах похибки вимірювань не залежать від масової концентрації пального. Високі тепловтрати при відносно невисоких температурах горіння пояснюються великими значеннями факторів ефективності поглинання частинок заліза.

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

**The influence of radiation on heat balance of the laminar diffusive
dust flame of the iron particles**

SUMMARY

The results of spectral researches of combustion zone of laminar diffusion flame of iron particles are presented. It is shown that a temperature in the combustion zone of such flame poorly depends on mass concentration of fuel. The particles of iron in the conditions of diffusion dust flame burn heterogeneous. The combustion products have the crystalline phase of magnetite (Fe_3O_4). The role of radiation is taken to the losses of heat from the combustion zone, which make about 30% from common heat release of chemical reaction and within the limits of measure errors does not depend to mass concentration of fuel. The loss of heat at the relatively low temperatures of combustion is explained by the large values of factors of iron particles absorption efficiency.

***А. Е. Сидоров, Е. Н. Кондратьев,
Л. В. Бойчук, В. Г. Шевчук***

*Институт горения и нетрадиционных технологий
Одесского национального университета им. И.И. Мечникова.*

Влияние формы частиц на горение пылей

В работе, на примере аэрозвесей частиц магния сферической и неправильной формы, экспериментально показано, что развитая форма частиц обуславливает возрастание нормальной скорости пламени в пылях. Термопарными измерениями в волне горения подтвержден преимущественно кондуктивный механизм теплопередачи для горящей пыли.

Процессы горения предварительно перемешанных газофазных смесей и пылей характеризуются значительной газодинамической аналогией, проявляющейся в существовании для обоого типа горючих систем ламинарного, вибрационного, турбулентного, детонационного и переходных между ними режимов распространения пламени. [1] Это обусловлено тем, что реализация указанных режимов в обоих случаях зависит от конкретной гидродинамической ситуации при организации процесса горения, связанной с внешним масштабом системы, например, диаметром реакционной трубы или горелки, радиусом облака, загруженностью канала, местом поджига и т.д.

Однако, в отличии от газообразных систем, где горючее и окислитель перемешаны на молекулярном уровне, в пылях существуют внутренние микроскопические масштабы, определяемые размерами частиц пыли и расстояниями между ними. Это обуславливает существование целого ряда характерных для пыли явлений, таких как существенная зависимость от размера частиц (при заданном значении концентрации горючего) скоростей распространения пламени, минимальных энергий зажигания, концентрационных пределов реализации указанных режимов. [1]

Из общих физических соображений следует, что, на ряду с размером частиц, существенное влияние на скорость горения должна оказывать и форма частиц горючей пыли. Действительно, в [2] показано, что удельная реакционная поверхность твердой фазы, зависящая как от размера частиц, так и от их формы (степени развитости поверхности), является управляющим параметром для процессов воспламенения, волнового и диффузионного горения пыли.

Вместе с тем исследования влияния формы частиц пыли на процесс распространения в ней пламени не проводились.

В данной работе подобные экспериментальные исследования проведены

для аэровзвесий частиц магния сферической и неправильной формы. В качестве исходных порошков использовался сферический полидисперсный порошок магния и фрезерованный магниевый порошок марки МПФ-4 (частицы в виде стружек, дендриты различной конфигурации с шероховатой поверхностью и острыми кромками и углами). Предварительно на центробежном сепараторе отсеивались фракции частиц с размером меньше 20 мкм, а затем производился ситовой рассев крупной фракции. Последующие опыты проводились с двумя фракциями сферического порошка со средними диаметрами $d_{10}=70$ и 135 мкм и фрезерованным магнием с размерами 80÷140 мкм. Фактически сферический магний соответствовал нижней и верхней границе фрезерованного магния.

Опыты проводились в вертикальных трубах длиной 3,5 м и диаметром 5,6 см по методике описанной в [3]. Взвесь создавалась у верхнего закрытого конца трубы с помощью дискового дозатора и центробежного распылителя и подавалась в трубу со спутным потоком, имеющим скорость $V_{\text{сп}} = 0,36$ м/с. Зажигание производилось у нижнего открытого конца трубы с помощью пиротехнического состава. Продукты сгорания свободно оттекали от фронта пламени, не возмущая последний.

Видимая скорость пламени, как сумма скорости спутного потока и собственно скорости распространения пламени по отношению к стенкам трубы, оставалась практически постоянной вдоль всей реакционной трубы для всех испытанных фракций и массовых концентраций. Флуктуации скорости пламени вдоль трубы не превышали 5÷8% от ее среднего значения и обусловлены местными флуктуациями плотности взвеси. Среднеквадратичная ошибка измерений видимой скорости составляет по результатам серий 5÷9 опытов (при фиксированной концентрации горючего) приблизительно 2÷8%. Концентрация горючего во взвеси определялась методом отсечки контрольного объема с последующим взвешиванием осевшего порошка, погрешность ее определения не превышала 10%.

Форма и структура пламени исследовалась с помощью скоростной кино съемки небольшого участка трубы при его прохождении пламенем. Форма фронта близка к параболоиду вращения, обращенного вершиной в исходную смесь. Основание параболоида не занимает всего сечения трубы и отстоит от стенок на 5÷8 мм — темная зона (для крупных частиц это расстояние больше, чем для мелких). Отношение площади поверхности пламени к площади его сечения k зависит от размера частиц и практически не зависит от массовой концентрации. Это величина в наших опытах составила: $k=3\pm 0,5$ для сферического магния с $d_{10}=70$ мкм, $k=5,6\pm 0,6$ для сферического магния $d_{10}=135$ мкм и $k=4,0\pm 0,7$ для фрезерованного магния.

Экспериментальные данные по зависимости видимой скорости пламени от массовой концентрации магния приведены в таблице.

Уже из данных таблицы видно, что аэровзвеси частиц неправильной формы в целом превосходят по своей активности в отношении распростра-

нения по ним волны горения соответствующие аэровзвеси сферических частиц. Однако, количественные сопоставления правомочны только для нормальных скоростей пламени, иначе мы приходим к парадоксальному, на первый взгляд, выводу, что скорость пламени возрастает с увеличением размера сферических частиц. Поэтому приведем представленные в таблице значения

видимой скорости пламени к ее нормальным значениям $V_n = \frac{V_a}{k}$ — (рис.1).

Таблица

d ₁₀ =70мкм		d ₁₀ =135мкм		МПФ, d ₁₀ =80ч140 мкм	
B, г/м ³	V _B , м/с	B, г/м ³	V _B , м/с	B, г/м ³	V _B , м/с
77±4	0,52±0,02	92±4	0,57±0,01	39±6	0,49±0,05
115±3	0,53±0,01	132±4	0,6±0,02	79±23	0,69±0,05
182±5	0,57±0,02	220±6	0,67±0,02	90±12	0,72±0,06
210±5	0,57±0,02	260±7	0,71±0,02	142±12	0,73±0,06
234±5	0,58±0,02	345±15	0,7±0,03	189±20	0,99±0,07
278±14	0,63±0,02			240±25	1,06±0,08
324±4	0,68±0,03			300±30	1,16±0,08
395±8	0,74±0,02				

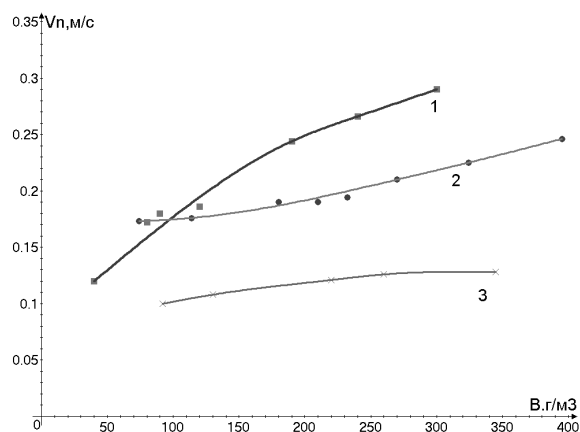


Рис. 1. Значения нормальной скорости пламени в аэровзвесах частиц магния сферической и неправильной формы.
1 — магний фрезерованный полидисперсный, 2 — магний сферический d = 70 мкм, 3 — магний сферический d = 135 мкм.

Таким образом, приведенные выше экспериментальные данные свидетельствуют о том, что нормальные скорости пламени в аэровзвеси частиц неправильной, развитой формы превосходят таковые в аэровзвесах соответ-

ствующих сферических частиц. Причина этого явления обусловлена, прежде всего, большей реакционной способностью частиц неправильной формы, приводящей к снижению температуры их воспламенения T_b . Это, в свою очередь, приводит к возрастанию скорости распространения пламени. Действительно, в случае кондуктивного механизма теплопередачи в волне горения, нормальная скорость пламени определяется выражением [4]:

$$V_n^2 \cong \frac{a}{\tau} \frac{T_r - T_b}{T_b - T_0} \quad (1)$$

где τ_r — время горения частиц во фронте пламени, a — эффективный коэффициент температуропроводности взвеси, T_r — адиабатическая температура сгорания. Как следует из (1), нормальная скорость пламени возрастает с уменьшением T_b .

В данной попытке объяснить наблюдаемые закономерности мы сталкиваемся с принципиальной проблемой ламинарного пламени в газовзвесах — вопросом о механизме теплопередачи в волне горения. Это связано с тем, что введение понятия нормальной скорости, как фундаментальной характеристики горючей смеси, независимой от способа организации процесса горения, оправдано в том случае, когда ширина предпламенной зоны (составляющая в случае кондуктивного механизма теплопередачи в газовзвеси доли миллиметра, аналогично газозвесьным системам) и зоны горения (в газовзвеси она составляет несколько миллиметров) много меньше характерных размеров установки, в нашем случае — диаметра трубы. При радиационном механизме теплопередачи ширина предпламенной зоны определяемая длиной пробега излучения в предпламенной зоне, составляет десятки сантиметров и даже метры. В этом случае понятие нормальной скорости теряет смысл, по крайней мере для мелкомасштабных установок.

В этой связи нами была предпринята попытка оценить относительный вклад радиационного потока в волне горения аэрозвеси сферических частиц магния размера 70 мкм посредством измерения динамики прогрева термопары в предпламенной зоне волны горения. Для этого в центр реакционной стеклянной трубы помещалась металлическая вставка, через узкое отверстие в которой вводилась хромель-алюмелевая термопара с диаметром спая 200 мкм, спай располагался на оси трубы. Сигнал от термопары записывался одним из лучей двухлучевого осциллографа С1-18, второй луч отмечал расстояние от движущегося фронта до спая. Оказалось, что при $V = 300$ г/м³ и $d_{10} = 70$ мкм температура спая на расстоянии 0,1 м от фронта пламени превышает начальную температуру на 30–40 К (толщина зоны кондуктивного прогрева взвеси перед фронтом a/V , где a — коэффициент теплопроводности газа, не превышает доли миллиметра; длина пробега излучения $l \approx 0,27$ м).

Оценим прогрев термопары перед фронтом пламени:

$$cmV \frac{dT}{dx} = q_0^* S \cdot \exp\left(-\left|\frac{x}{l}\right|\right) - 4S\alpha(T - T_0). \quad (2)$$

Здесь первое слагаемое в правой части — прогрев термопары за счет излучения от фронта пламени, а $q_0^* \approx q_0 \frac{R}{l}$ — плотность исходящего от зоны горения излучения; $q_0 = \varepsilon_r \sigma T_r^4$; $\varepsilon_r = 0,1$ — интегральная степень черноты горячей взвеси магния; температура горения $T_r = 2940$ К [5]. Множитель R/l — соответствует уменьшению радиационного потока (по отношению к плоскому неограниченному пламени q_0) за счет геометрических ограничений. Второе слагаемое — теплоотдача от термопары в газ; c — теплоемкость термопары, m — ее масса, S — сечение сепя, α — коэффициент теплообмена.

Решение (2):

$$T - T_0 = \frac{q_0^* S l}{cmV + 4S\alpha l} \exp\left(-\left|\frac{x}{l}\right|\right) \quad (3)$$

Максимальный прогрев термопары ($x = 0$) соответственно равен:

$$T - T_0 = \frac{q_0 R}{c \rho_s V + \frac{24\alpha}{d_r}} \frac{\sigma}{d_r} \quad (4)$$

Для условий эксперимента $V = 0,3$ м/с, $q_0 = 44 \cdot 10^4$ Вт/м² и из (4) $\Delta T = 30^\circ$, что соответствует экспериментально определенному.

Таким образом, проведенные исследования, наряду с прямым измерением радиационных параметров горючих аэрозвесей [5], свидетельствуют о второстепенной роли радиационного переноса в волне горения аэрозвесей частиц магния.

Литература

1. V.G. Shevchuk, A.V. Floriko. Combustion of Dusts//Proc. of the Zeldovich Memory International conference on combustion. Moscow, — 1994. Combustion, Detonation, Shock waves. — V.2 Ed. by Frolov S.M. R. S. of the C. I., P. 211-214.
2. A.N. Zolotko. Ignition and Combustion of Dispersed Heterogeneous systems.// Progress in Combustion and Detonation. TORUS Press LTD. — Moscow. — 2004, — P.432. www.ism.ac.ru/zeldovich/
3. Шевчук В.Г., Горошин С.В., Клячко Л.А. и др. Скорость распространения пламени в газозвесах частиц магния. //Физика горения и взрыва. — 1980. — Т.12. — №1. — С.57-63.

4. Руманов Э.Н. Хайкин Б.И. О распространении пламени по взвеси частиц в газе. // Докл. АН СССР, — 1971. — Т.201. — №1. — С.104-116.
5. Шевчук В.Г. Безродных А.К. Бойчук Л.В. О механизме ламинарного пламени в аэрозвесьях металлических частиц. // ФГВ. — 1988. — Т.24. — №2. — С.85-89.

О. Е. Сидоров, Е. М. Кондратьев, Л. В. Бойчук, В. Г. Шевчук

Вплив форми частинок на горіння пилу

АНОТАЦІЯ

У роботі, на прикладі аэрозавесів часток магнію сферичної та неправильної форми, експериментально показано, що розвинута форма часток обумовлює зростання нормальної швидкості полум'я в пилу. Термопарними вимірами в хвилі горіння підтверджений переважно кондуктивний механізм теплопередачі для палаючого пилу.

Sidorov A. E., Kondratyev E. N., Boychuk L. V., Shevchuk V. G.

Influence of form of particles on dust burning process

SUMMARY

In current work, on the example of magnesium particles aerosuspensions, spherical and irregular-shaped, increase of normal speed of a flame in dusts, caused by the advanced form of particles, is experimentally shown. Conductive mechanism of a heat transfer in a wave of burning for a burning dusts by thermoelectric couple measurements confirmed mainly .

С. Н. Ивашов, Н. Х. Копыт

Одесский национальный университет им. И. И. Мечникова.

Определение действительной температуры излучения ряда пламен и тантала. Термодинамика излучения

Используя моментный подход для описания спектров теплового излучения реальных тел получены выражения для определения действительной температуры излучения ряда пламен и тантала. Он также позволяет построить термодинамику теплового излучения нагретых тел. Определены температурные зависимости свободной энергии, полной энергии, энтропии и т.д. для тантала.

Температура является одним из важнейших параметров многих технологических процессов, а точность ее определения является важной задачей экспериментальной физики. На сегодняшний день весьма эффективными являются контактные методы измерения, применимость которых ограничена средними температурами [1-3]. В случае высоких температур широко используются бесконтактные методы измерения [4-8]. Хотя они и позволяют измерять температуру излучения, их методики не лишены недостатков. Так, при использовании метода обращения спектральных линий (исчезновение спектральной линии на фоне сплошного спектра), метода абсолютных и относительных яркостей спектральных линий и пирометрических методов, экспериментаторы пользуются Виновским законом излучения, применимым в области $\lambda T \leq 3 \cdot 10^{-3}$ мк. Это, в свою очередь, накладывает ограничения на измерение температуры выше 3000 К. При измерении температуры по доплеровскому уширению спектральных линий не вполне ясно как отделить эффекты, обусловленные за счет самого доплеровского уширения, вызванного явлениями столкновения молекул газа между собой (лоренцевское уширение). О недостатках остальных методов см. в [8].

Общей чертой всех известных методов является то, что они не позволяют достичь желаемой точности измерений. Таким образом, представляется желательным разработка более точных методов измерения температуры. Так в [9,10,15] было показано, что температуру излучения реальных тел можно определить по положению максимума спектральной плотности излучения (аналог закона смещения Вина)

$$v_{\max} = \frac{m_1}{m_0} \left[1 - \frac{m_0 \bar{m}_3}{2m_1 m_2} \right], \quad (1)$$

где $m_n = \int v^n J(v, T) dv$, $\bar{m}_n = \int (v - \bar{v})^n J(v, T) dv$ — начальные и центральные моменты; n — порядок моментов; $\bar{v} = m_1 / m_0$ — центр тяжести кривой распределения. Интегрирование производится по всему контуру спектра излучения. Точность метода тем выше, чем большее число моментов определено и чем выше точность определения каждого из них.

В настоящей работе проводятся исследования по определению температуры излучения ряда пламен и тантала. Показано, что для однозначного определения температуры излучения исследуемых веществ необходимы, либо измерения положения максимума спектральной плотности излучения, либо интегральной плотности излучения. Построена термодинамика излучения для реальных тел. В случае тантала получены температурные зависимости теплофизических параметров, характеризующих излучение.

Представим спектральную плотность излучения реальных тел в виде:

$$J(v, T) = \varepsilon(v, T) J^p(v, T), \quad (2)$$

где $\varepsilon(v, T)$ — излучательная способность нагретых тел; $J^p(v, T)$ — спектральная плотность излучения абсолютно черного тела:

$$J^p(v, T) = \frac{8\pi h}{c^3} v^3 \left[\exp\left[\frac{hv}{kT}\right] - 1 \right]^{-1}.$$

Здесь h — постоянная Планка; c — скорость света; k — постоянная Больцмана; T — температура.

Для ряда пламен, порождаемых ацетиленом и другими пламенами $\varepsilon(v, T)$ с хорошей точностью аппроксимируется выражением (смотри [11]):

$$\varepsilon(v, T) = \varepsilon_0 v^\alpha,$$

где показатель α различен для различных пламен (Таблица 1), ε_0 — константа.

Нетрудно видеть, что n -й частотный момент для спектральной плотности излучения (2) имеет вид

$$m_n = A_n T^{n+a+1}, \quad A_n = \frac{8\pi\varepsilon_0}{c^3} \frac{k^{4+n+a}}{h^{3+n+a}} \int_0^\infty \frac{x^{3+n+a}}{e^x - 1} dx. \quad (3)$$

Подставляя (3) в (1) находим общее выражение для определения температуры излучения пламен

$$T = A' \frac{hv_{\max}}{k}. \quad (4)$$

Значение коэффициентов A' для различных типов пламен приведены в таблице 1.

Таблица 1

Расчетные значения константы A' , входящей в выражение (4), для ряда пламен

Тип пламен	α	$A', 10^{-1}$
Пламя Гейфнера	1.35	2.31
Светильный газ-воздух	1.3	2.35
Стеариновая свеча	1.2	2.44
Масло	1.05	2.55
Ацетилен-воздух	0.8	2.94
Ацетон	1.43	2.29
Бензин-воздух	1.23	2.43

Для расчета частотных моментов используется интеграл (смотри [12])

$$\int_0^{\infty} \frac{z^{y-1}}{e^z-1} dz = \Gamma(y)\xi(y),$$

где $\Gamma(y)$ — гамма-функция, $\xi(y)$ — функция Римана.

Применительно к излучению абсолютно черного тела формула (4) существенно упрощается и имеет вид

$$T = \frac{hv_{\max}}{2,829k}$$

и только в тысячном знаке отличается от точного результата $T = hv_{\max} / 2,822k$ [13]. Положение максимума можно определить и непосредственно по формуле (2), вычисляя производную по частоте ν . Однако, получаемое таким путем трансцендентное уравнение для $h\nu / kT$ значительно менее удобно для анализа по сравнению с (4).

Из таблицы 1 и уравнения (4) видим, что для однозначного определения температуры из экспериментальных данных необходимы прецизионные измерения лишь положения максимума спектральной плотности излучения.

В качестве следующего примера рассмотрим определение действительной температуры излучения тантала. В отличие от пламен, для которых излучательная способность как функция частоты задана аналитически, $\varepsilon(\nu, T)$ для тантала затабулирована [14]. Значения моментов спектральной плотности для тантала были рассчитаны на ПЭВМ и представлены в таблице 2.

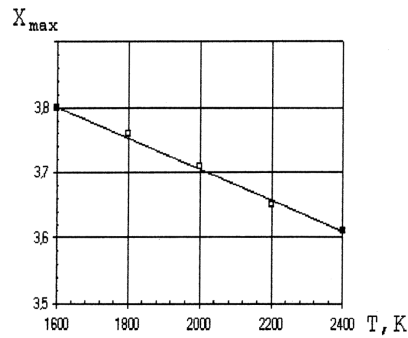
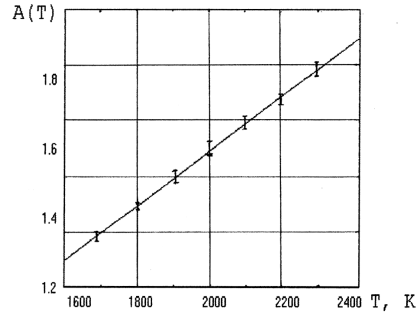
Как видим, из рисунка 1, с использованием метода наименьших квадратов, температура излучения тантала представима в виде

$$T = 8,5 \cdot 10^3 \left(1 - \sqrt{1 - 0,67 \cdot 10^{-15} \nu_{\max}} \right). \quad (5)$$

Таблица 2

Температурная зависимость начальных моментов
спектральной плотности излучения тантала

T, K	$m_0 * 10^{-4}$ Дж*с/м ³	$m_1 * 10^{11}$ Дж/м ³	$m_2 * 10^{25}$ Дж/с*м ³	$m_3 * 10^{38}$ Дж/с ² *м ³	$m_4 * 10^{52}$ Дж/с ³ *м ³
1600	6,99	1,17	2,32	5,34	1,41
1800	13,2	2,44	5,35	13,7	4,06
2000	23,2	4,66	11,2	31,7	10,3
2200	38,3	8,31	21,7	66,6	23,5
2400	59,9	13,9	39,2	130	49,2

Рис. 1. Температурная зависимость
положения максимума спектральной
плотности тантала $X_{max} = h \nu_{max}/kT$.Рис. 2. Температурная зависимость
коэффициента
 $A(T) = J(T)/\sigma T^4$

Из (5) видим, что как и для пламен, для определения действительной температуры излучения тантала необходимы измерения лишь положения максимума спектральной плотности излучения.

Интегральную плотность излучения реальных тел (аналог закона Стефана-Больцмана) определим выражением [9,10,15]

$$J(T) = \frac{m_0}{\sqrt{2\pi}} \left\{ \frac{\sqrt{2\pi}}{2} \operatorname{erfc} \left(\frac{\bar{\nu}}{\sqrt{2\sigma}} \right) - \frac{\gamma_1}{\sigma} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{\bar{\nu}}{\sigma} \right)^2} * \right.$$

$$\left. * \left[1 + \frac{3\gamma_\varepsilon}{\gamma_1} \left(1 - \frac{5}{3} \frac{\gamma_1^\varepsilon}{\gamma_\varepsilon} \right) \left(\frac{\bar{\nu}}{\sigma} \right) + \left(\frac{\bar{\nu}}{\sigma} \right)^\varepsilon - \frac{\gamma_\varepsilon}{4\gamma_1} \left(\frac{\bar{\nu}}{\sigma} \right)^3 - \frac{\gamma_1}{12} \left(\frac{\bar{\nu}}{\sigma} \right)^5 \right] \right\}$$

где σ — дисперсия,

$$\gamma_1 = \frac{\bar{m}_3}{\bar{m}_2^{3/2}} \sqrt{m_0}; \gamma_\varepsilon = \frac{\bar{m}_4}{\bar{m}_\varepsilon} m_0 - 3. \quad (6)$$

Знание интегральной плотности излучения (6) позволят построить термодинамику излучения реальных тел:

- а) $F = -\frac{V}{3} J(T)$ — свободная энергия;
- б) $E = \frac{V}{3} \left(T \frac{\partial J(T)}{\partial T} - J(T) \right)$ — полная энергия излучения;
- в) $S = \frac{V}{3} \frac{\partial J(T)}{\partial T}$ — энтропия;
- г) $C_V = \frac{V}{3} \left(\frac{\partial^2 J(T)}{\partial T^2} \right)_V$ — теплоемкость при постоянном объеме;
- д) $P = \frac{1}{3} J(T)$ — давление.

В случае абсолютно черного тела выражение (6) переходит в известный закон Стефана-Больцмана [13]. Ошибка аппроксимации при этом не превышает 5%.

Найдем температурную зависимость $J(T)$ для тантала. Представляя $J(T)$ для (6) в виде

$$J(T) = A(T) \sigma_0 T^4, \quad (7)$$

где $\sigma_0 = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт} / \text{м}^2 \text{К}^4$ — постоянная Стефана-Больцмана и используя таблицу 2 для моментов получим температурный ход $A(T)$ представленный на рисунке 2. Как видим из рисунка 2, $A(T)$ хорошо аппроксимируется уравнением вида

$$A(T) = BT^\alpha, \quad (8)$$

где $B = 7,4 \cdot 10^{-4} \text{ К}^{-1,01}$, $\alpha = 1,01$.

Подставляя (8) в (7), окончательно для интегральной плотности излучения тантала получаем следующее выражение

$$J(T) = CT^\beta, \quad (9)$$

$$C = 4,2 \cdot 10^{-11} \text{ Вт} / \text{М}^\varepsilon \text{К}^{5,01} \text{ и } \beta = 5,01.$$

Здесь уместно отметить следующее обстоятельство. Температуру излу-

чения тантала можно определять как согласно (1), так и по экспериментально измеренной интегральной плотности излучения (9). В этом случае в интервале $1600K \leq T \leq 2400K$ имеем

$$T = D^{5,01} \sqrt{J(T)},$$

где $D = \sqrt{1/C}$. Для термодинамических функций, описывающих излучение тантала, получаем следующие температурные зависимости для термодинамических функций характеризующих излучение

а) свободная энергия $F = -aVT^{5,01}$, $a=1,4 * 10^{-11} \text{ Bm/m}^2 \text{ K}^{5,01}$;

б) полная энергия $E=bVT^{5,01}$, $b=5,6 * 10^{-11} \text{ Bm/m}^2 \text{ K}^{5,01}$;

в) энтропия $S=CVT^{4,01}$, $C=2,1 * 10^{-10} \text{ Bm/m}^{-10} \text{ K}^{4,01}$;

г) теплоемкость при $V=\text{const}$

$C_v = dVT^{4,01}$, $d=3,5 * 10^{-10} \text{ Bm/m}^2 \text{ K}^{4,01}$;

д) давление $P=aT^{5,01}$ $a=1,4 * 10^{-11} \text{ Bm/m}^2 \text{ K}^{5,01}$.

В заключение нужно отметить, что данная методика может быть использована для веществ любой природы имеющих тепловой спектр излучения.

Литература

1. Методы измерения температур в промышленности // Гордов А.Н., Аржанов А.С. и др. — М. 1952. 2. Саченко А.А., Мильченко В.Ю., Кочан В.В. Измерение температуры со встроенными калибраторами. — М. 1986.
3. Николаенко В.А., Карпухин В.И. Измерение температуры с помощью облученных материалов. — М. 1986.
4. Снопко В.Н. Спектральные методы оптической пирометрии нагретой поверхности. — Минск. 1988.
5. Объективные методы пирометрии излучения металлов // Д.Я. Свет. — М. 1976.
6. Свет Д.Я. Объективные методы высокотемпературной пирометрии при непрерывном спектре излучения. — М. 1968.
7. Поскачей А.А., Чарихов Л.А. Пирометрия объектов с изменяющейся излучательной способностью. — М. 1978.
8. Температурные измерения // Геращенко О.А. и др. — Киев. 1989.
9. Ивашов С.Н., Фисенко А.И. Обработка спектров теплового излучения карбидов циркония и титана при высоких температурах // ЖПС. — Т. 48, Вып. 6. — 1988. — С. 1024 — 1025.
10. Ивашов С.Н., Фисенко А.И. Оптические и излучательные характеристики вольфрама при высоких температурах // ИФЖ, 1989. — Т. 57, Вып. 1. — С. 131 — 134.
11. Кадышевич А.Е. Измерение температуры пламени. — М., 1961.
12. Прудников А.П. и др. Интегралы и ряды. — М., 1981., 799 с.

13. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. — М. 1976., 484 с.
14. Излучательные свойства твердых материалов // Под ред. Шейндлина А.Е. — М., 1974. 578 с.
15. Fisenko A.I., Ivashov S.N. Determination of the true temperature of emitted radiation bodies from generalizet Wien's displacement law// J. Phys. 32 (1998) P. 2882-2885. (Printed in the UK)

С. М. Івашов, М. Х. Копит

Визначення дійсної температури випромінювання деяких полум'їв і тантала. Термодинаміка випромінювання

АНОТАЦІЯ

В роботі представлені дослідження дійсної температури випромінювання ряду полум'їв та тантала. Основна ідея полягає в тому, що температура реальних тіл визначається по положенню максимуму спектральної густини випромінювання. Остання визначається через частотні моменти спектральної густини випромінювання. Точність метода тим вище, чим точніше визначені кожен із моментів.

Побудована термодинаміка теплового випромінювання реальних тіл. Одержані температурні залежності для вільної енергії, повної енергії, енергії, теплоємності при постійному об'ємі для тантала.

Результати роботи застосовано для речовин які мають тепловий спектр випромінювання.

Ivashov S. N., Kopyt N. Kh.

Determination of the actual temperature of radiation of some flames and tantalum. Thermodynamics of radiation

SUMMARY

In this work was realizing investigation of determination of the actual temperature of radiation of some flames and tantalum. Main idea deduces in that, that the temperature of the real bodies determinate by position of maximum of the radiation spectrum density. The latter take the form of frequent moments of the radiation spectrum density. Exactness of this metod is highest, the highest exactness of determination of every one of the moments.

Was built the thermodynamics of the heat radiation of real bodies and received temperature dependences for free energy, entropy, heat capacity with constant volume for tantalum.

Results of this work applicable for substances with heat radiation spectrum.

УДК 534.222+662.612

С. К. Асланов

Одесский Национальный Университет им. И. И. Мечникова

О несостоятельности двух подходов к линейному анализу гидродинамической неустойчивости плоской поверхности контакта различных покоящихся сред

Раскрывается несостоятельность двух исследований по гидродинамической неустойчивости линии контакта двух покоящихся несжимаемых сред различного типа. Конкретно указывается на допущенные ошибки принципиального характера.

1. В работе [1] делается вывод о гидродинамической неустойчивости линии раздела между двумя покоящимися несжимаемыми средами: гомогенной (жидкой) и двухфазной (аэрозольной). Задача на линейную устойчивость ставится в системе отсчета, относительно которой граница раздела неподвижна, а система отсчета имеет постоянное ускорение \vec{g} , перпендикулярное к этой границе. Следовательно, исследуемые на устойчивость движения в обеих средах обусловлены только накладываемыми бесконечно малыми возмущениями.

Для описания взаимодействия между фазами в аэрозольной среде используется сила, которая по формуле Стокса для медленного стационарного обтекания сферических (радиуса a) частиц взвеси потоком *вязкой* жидкости равна $\vec{f}_\mu = 6\pi\mu_1 a(\vec{V}_1 - \vec{V}_2)$, где μ_1 — коэффициент вязкости несущей среды, а индексы “1” и “2” относятся соответственно к несущей фазе и взвешенной среде. Так существенным образом учитывается, что несущая фаза в аэрозольной среде является *вязкой* жидкостью, для которой справедлив реологический закон Ньютона [2, с.359].

В то же самое время в математической постановке задачи на устойчивость [1, с.228-229] применяются уравнения движения Эйлера, справедливые для *идеальной* жидкости и не содержащие вязких членов $\mu(\partial^2 \vec{V} / \partial x^2 + \partial^2 \vec{V} / \partial y^2)$ Навье-Стокса [2, с.370], описывающих диссипацию механической энергии при движениях в вязких средах. Тем самым гомогенная жидкость и несущая среда аэрозоля задаются *идеальными*.

Вполне понятно, предложенный в [1] подход никак нельзя признать состоятельным, поскольку линеаризация члена, проигнорированного в уравнениях движения несущей фазы, дает величину $\mu_1(\partial^2 \vec{V}'_1 / \partial x^2 + \partial^2 \vec{V}'_1 / \partial y^2)$ того же самого порядка малости, что и у используемого в [1] линеаризованного слагаемого $\vec{f}'_\mu = 6\pi\mu_1 a(\vec{V}'_1 - \vec{V}'_2)$, принятого по закону Стокса для описания взаимодействия фаз аэрозвеси. Указанная несостоятельность подчеркивается еще и тем, что вязкость, проигнорированная в гомогенной жидкой области (с поверхностным натяжением σ), как известно, на порядки выше, чем для несущей среды аэрозоля.

Учет же указанного выше вязкого члена Навье-Стокса сразу повысит порядок дифференциальных уравнений движения и потребует добавления в (1) [1, с. 231] еще по одному решению в каждой из контактирующих сред для описания возмущений вихревого типа. Именно такой последовательный подход на принципиально более глубоком уровне исследования неустойчивости должен применяться к обсуждаемой задаче.

Использование формулы Стокса в качестве силы взаимодействия между фазами в аэрозольной среде также требует своего обоснования. В учебной литературе [2] говорится, что формула Стокса пригодна лишь при очень малых значениях числа Рейнольдса и в условиях, когда сфера обтекается “медленным **стационарным** потоком вязкой жидкости, при котором основное значение придается силам трения и давлений, а **инерционные члены откидываются**” [2, с.423]. Более того, “чем меньше число Рейнольдса, тем больше роль сил вязкости в рассматриваемом движении” см. [2, с.427]. Следовательно, использование **нестационарных** уравнений движения Эйлера для **идеальной** жидкости наряду с формулой Стокса в [1] совершенно неприемлемо.

Кроме того, в физической постановке данной задачи вообще отсутствует какая-либо характерная скорость, поскольку основное состояние сред — состояние **покоя!** Поэтому использование “ V_* — некоторого характерного значения скорости” для приведения уравнений (1)-(2) к безразмерной форме совершенно абсурдно!

Необходимо отметить, что задача о гидродинамической неустойчивости для линеаризованных возмущений ставится в [1] отнюдь не как задача Коши (задача с начальными данными), а исключительно как граничная — с заранее заданным их функциональным видом (1) зависимости от времени типа $\exp(-i\omega \cdot t)$. Тем самым она сводится к задаче на собственные значения ω . Поэтому рассуждения в [1] на с. 227 о “*начальном моменте времени $t = 0$ возникновения малых возмущений*” опять-таки бессмысленны. Решение нестационарной задачи без начальных условий [1], строго говоря, применимо лишь при $t \rightarrow \infty$, когда эти условия целиком утрачивают свое влияние, а не при $t > 0$, как это представляется автору.

Таким образом, предложенный в [1] подход к анализу гидродинамичес-

кой неустойчивости ускоряющейся линии контакта двух несжимаемых сред нельзя признать состоятельным по высказанным соображениям принципиального характера, касающимся самой физико-математической постановки задачи.

2. В предшествующей работе [3] предпринята попытка решения задачи, аналогичной рассмотренной в [1], но в рамках вязкой гидродинамической неустойчивости и для предельного случая, когда обе контактирующие среды являются гомогенными. Хотя этот анализ и базировался на уравнениях Навье-Стокса и учитывал возмущения вихревого типа, предложенный подход опять-таки нельзя признать состоятельным.

В самом деле, в принятом условии совпадения вязких касательных напряжений на возмущенной границе раздела сред (2) ошибочно используются абсолютные значения скоростей: $\mu_{ж}(\partial V'_{1x}/\partial y + \partial V'_{1y}/\partial x) = \mu_2(\partial V'_{2x}/\partial y + \partial V'_{2y}/\partial x)$, т.е. по отношению к ее невозмущенному состоянию $y = 0$, вместо относительных (по отношению к ее возмущенному состоянию), а именно: $\mu_{ж}[\partial V'_{1x}/\partial y + \partial(V'_{1y} - \partial\varepsilon/\partial t)/\partial x] = \mu_2[\partial V'_{2x}/\partial y + \partial(V'_{2y} - \partial\varepsilon/\partial t)/\partial x]$, где $\varepsilon(x, t) \sim \exp(ihx - i\omega t)$ — смещение по y возмущенной границы раздела сред, а оси (x, y) — соответственно вдоль и поперек ее невозмущенного состояния, h — волновое число.

Поскольку постановка задачи в [3] является предельным случаем таковой [1] (когда обе среды гомогенные), только ошибочностью [3] можно объяснить отсутствие в [1] совершенно естественного сравнения их результатов.

Литература:

1. Гирин А.Г. О гидродинамической неустойчивости ускоряющейся поверхности раздела гомогенной и двухфазной сред. // ФАС, 2003, Вып. 40, С. 226–236.
2. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. — М.: Наука., 1987. — 840 с.
3. Гирин А.Г. Влияние вязкости на неустойчивость Рэлея-Тейлора в двухфазных потоках // ФАС. 1982. Вып. 21. С. 95–98.

С. К. Асланов

**Щодо безгрунтовності двох підходів до лінійного аналізу
гідродинамічної нестійкості плоскої поверхні контакту різних
середовищ що покояться**

АНОТАЦІЯ

Розкривається безгрунтовність двох досліджень з гідродинамічної нестійкості межі контакту двох нестисливих середовищ різного типу що покояться. Конкретно вказується на припущені помилки принципового характеру.

Aslanov S. K.

**On the error of two approaches to the linear analysis of hydrodynamic
instability of plane surface of different rest media contact**

SUMMARY

It is shown the errors of two studies of two studies of hydrodynamic instability of interface of two rest incompressible media of different types. The paper presents the analysis of fundamental errors.

А. В. Затовский¹, Б. Брутовский², В. Лисы², Й. Тотова²

¹Одесский национальный университет им. И. И. Мечникова, г. Одесса,

²Университет П.Шафарика, г. Кошице (Словакия)

О динамике полимерных растворов с учетом гидродинамического шума

Проведено обобщение уравнения Рауза-Зимма для вектора положения звена полимера, учитывающее эффекты вязкого последствия и гидродинамического шума. В качестве случайных сил, ответственных за шум, взяты случайные флуктуации тензора натяжений уравнений гидродинамики. В результате на звено действует случайная сила, спектральные свойства которой не дельта коррелированы, и определяются гидродинамической восприимчивостью растворителя. Операция предварительного усреднения тензора Озеена нестационарного уравнения Навье-Стокса позволила связать временные корреляционные функции компонент разложения Фурье положения звена цепи с корреляционными функциями гидродинамического поля, порождаемого шумом. Оказалось, что главный член дальне временной зависимости КФ скорости центра масс глобулы имеет дробостепенную зависимость, и не зависит от ее параметров. Время релаксации и коэффициент диффузии макромолекулы как целого такие же, как и в модели Рауза-Зимма.

Анализ кинетических явлений разбавленных растворов полимеров во многих случаях основывается на модельном представлении полимерной макромолекулы в виде набора бусинок, связанных в цепь [1,2]. В модели Рауза-Зимма на каждое звено полимерной цепи действуют силы со стороны соседних звеньев \vec{f}_n^{ch} , сила трения о растворитель \vec{f}_n^{fr} и случайные силы \vec{f}_n^r , возникающие за счет столкновений звена с молекулами растворителя. Растворитель частично увлекается в движение полимерной цепи, поле скорости растворителя $\vec{v}(\vec{x})$ возмущается, и сила трения записывается в виде силы трения Стокса

$$\vec{f}_n^{fr} = -\xi \left[\frac{d \vec{x}_n}{dt} - \vec{v}(\vec{x}_n) \right]. \quad (1)$$

Здесь \vec{x}_n — вектор положения звена цепи (бусинки) радиуса b , $\xi = 6\pi\eta b$, η — вязкость растворителя. Нами в публикациях [3-5] было проведено обобщение построения уравнения Зимма с учетом эффектов вязкого последствия. Вместо силы трения Стокса была использована сила трения Бусине, а

тензор Озеена строился на основе нестационарного уравнения Навье-Стокса. Запишем модифицированное уравнение Зимма после преобразования Фурье по времени. В континуальном приближении по дискретной переменной уравнение движения для n — го звена полимерной цепи имеет вид

$$-i\omega x_\alpha^\omega(n) = \frac{1}{\xi_\omega} \left[f_\alpha^{ch,\omega}(n) + f_\alpha^\omega(n) + M\omega^2 x_\alpha^\omega(n) \right] + \int_0^N dm H_{\alpha\beta nm}^\omega \left[\frac{3k_B T}{a^2} \frac{\partial^2 x_\beta^\omega}{\partial m^2} + f_\beta^\omega(m) + M\omega^2 x_\beta^\omega(m) \right]. \quad (2)$$

В этом уравнении a — средняя длина звена цепи, M — масса бусинки

$$\xi_\omega = \xi \left[1 + \chi b + \frac{1}{9} (\chi b)^2 \right], \quad \chi = \sqrt{-i\omega\rho/\eta}, \quad (3)$$

зависящий от частоты коэффициент трения с положительной вещественной частью χ , ρ — плотность растворителя,

$H_{\alpha\beta nm}^\omega = H_{\alpha\beta}^\omega(|\bar{x}(n) - \bar{x}(m)|)$ — Фурье — образ тензора Озеена. Явный вид этого тензора приведен в [3]. Здесь же запишем лишь его значение после предварительного усреднения по равновесной парной функции распределения

$$P(r_{nm}) = (2\pi a^2 |n-m|/3)^{-3/2} \exp\left[-3r_{nm}^2/(2a^2 |n-m|)\right], \quad \bar{r}_{nm} \equiv \bar{x}(n) - \bar{x}(m), \quad (4)$$

отметив усреднение угловыми скобками с ноликом

$$\langle H_{\alpha\beta nm}^\omega \rangle_0 = \delta_{\alpha\beta} h^\omega(n-m), \quad (5)$$

$$h^\omega(n-m) = (6\pi^3 |n-m|)^{-1/2} (\eta a)^{-1} \left[1 - \sqrt{\pi} z \exp(z^2) \operatorname{erfc}(z) \right], \quad z \equiv \chi a (|n-m|/6)^{1/2}.$$

Приближение предварительного усреднения существенно упрощает систему уравнений (2), так как она становится системой линейных интегро-дифференциальных уравнений со случайными источниками (уравнениями Ланжевена). В континуальном пределе следует добавить дополнительные условия для концевых мономерных звеньев

$$\partial \bar{x}^\omega(n)/\partial n = 0, \quad n = 0, N. \quad (6)$$

Решение уравнений (2) удобно искать в виде разложения по внутренним модам цепи преобразованием Фурье

$$\begin{aligned}\bar{x}^\omega(n) &= \bar{y}_0^\omega + 2 \sum_{p \geq 1} \bar{y}_p^\omega \cos(\pi np/N), \\ \bar{y}_p^\omega &= \frac{1}{N} \int_0^N dn \bar{x}^\omega(n) \cos(\pi np/N).\end{aligned}\quad (7)$$

В этом случае амплитуды \bar{y}_p^ω определяются линейными алгебраическими уравнениями. Элементы Фурье-преобразования матрицы

$$h_{pq}^\omega = \frac{1}{N^2} \int_0^N dn \int_0^N dm h^\omega(n-m) \cos(\pi pn/N) \cos(\pi pm/N) \quad (8)$$

при больших значениях индексов диагональные. Если оба индекса порядка единицы, то недиагональные элементы имеют числовую малость по сравнению с диагональными [2]. Поэтому можно приближенно пренебречь недиагональными элементами, а в (8) использовать результаты преобразования для $p \approx 1$ в таком же виде, как и для больших p . В этом случае для амплитуд Фурье-разложения получен результат

$$\bar{y}_p^\omega = \bar{f}_p^\omega \left[-i\omega \Xi_p^\omega - M\omega^2 + K_p \right]^{-1}, \quad (9)$$

где

$$\Xi_p^\omega = \xi^\omega \left[1 + (2 - \delta_{p0}) N h_{pp}^\omega \right]^{-1}, \text{ и } K_p = 3p^2 p^2 k_B T / (Na)^2, p = 0, 1, 2 \dots \quad (10)$$

Спектральные свойства амплитуд случайных сил \bar{f}_p^ω следуют из флуктуационно-диссипативной теоремы [6], так что

$$\langle f_{p\alpha}^\omega f_{q\alpha}^{\omega'} \rangle = \frac{k_B T}{(2 - \delta_{p0}) \pi N} \text{Re} \Xi_p^\omega \delta_{\alpha\beta} \delta_{pq} \delta(\omega + \omega'). \quad (11)$$

С учетом этих спектральных свойств случайной силы нами [5] был проведен анализ динамики разбавленных полимеров.

Это не единственный способ задания спектральных свойств случайных сил в теории броуновского движения. Целью последующего изложения является изучение свойств случайных сил, действующих на элементы полимерной цепи, на основании другого подхода. При движении сферической частицы в жидкости будем учитывать наряду с полем скорости, вызванным движением этой частицы, дополнительное поле скорости и давления, порождаемое спонтанными флуктуациями тензора натяжения $S_{\alpha\beta}$ (спонтанным гидродинамическим шумом). Шум будем считать гауссовым с нулевым первым моментом, а квадратичные флуктуации тензора натяжения традиционно [6] определим дельта коррелированными выражениями

$$\begin{aligned} & \langle S_{\alpha\beta}(\vec{r}, t) S_{\alpha'\beta'}(\vec{r}', t) \rangle = \\ & = 2k_B T \eta \left(\delta_{\alpha\alpha'} \delta_{\beta\beta'} + \delta_{\alpha\beta'} \delta_{\alpha'\beta} - \frac{2}{3} \delta_{\alpha\beta} \delta_{\alpha'\beta'} \right) \delta(\vec{r} - \vec{r}') \delta(t - t'). \end{aligned} \quad (12)$$

Пусть скорость $\vec{v}^\omega(\vec{r})$ и давление $p^\omega(\vec{r})$ — Фурье-компоненты поля гидродинамического шума, создаваемого случайными натяжениями $S_{\alpha\beta}^\omega$ в отсутствие примесной частицы, а при наличии движущейся частицы со скоростью \vec{x}_n эти поля обозначим $\vec{V}^\omega(\vec{r})$ и $P^\omega(\vec{r})$. Выберем начало сферической системы координат совпадающим с центром масс частицы. Краевая задача для определения Фурье-компонент поля скорости и давления несжимаемой жидкости записывается следующим образом

$$-i\omega\rho\vec{V}^\omega = -\nabla P^\omega + \eta\Delta\vec{V}^\omega + \vec{F}^\omega, \quad F_\alpha^\omega = \nabla_\beta S_{\alpha\beta}^\omega, \quad \text{div } \vec{V}^\omega = 0, \quad (13)$$

$$\vec{V}^\omega(\vec{r}) = \vec{x}_n^\omega, \quad (|\vec{r} - \vec{x}_n| = b); \quad \vec{V}^\omega(\vec{r}) \rightarrow \vec{v}^\omega(\vec{r}), \quad (r \gg b). \quad (14)$$

Решение подобной задачи приведено в работах Мазура и Бедо [7,8], в которых результаты использованы для определения компонент тензора натяжений и силы гидродинамического напора, действующего на частицу. Этими сведениями мы воспользуемся и представим полученный результат воздействия гидродинамических сил на элементы полимерной цепи в виде двух вкладов, первый из которых по форме совпадает с нестационарным выражением (1)

$$\vec{f}_n^{ir,\omega} = -\xi^\omega \left[\vec{x}_n^\omega - \vec{v}^\omega(\vec{x}_n) \right], \quad (15)$$

а второй в виде случайной силы, свойства которой определяются корреляторами (12)

$$\vec{f}_n^\omega = \xi \left[(1 + b\chi) \vec{v}^{S\omega}(\vec{x}_n) + \frac{1}{3} b^2 \chi^2 \vec{v}^{V\omega}(\vec{x}_n) \right]. \quad (16)$$

Здесь введены обозначения для интегралов по поверхности и по объему частицы, центр масс которой расположен в точке с координатами \vec{x}_n

$$\vec{v}^{S\omega}(\vec{x}_n) = S^{-1} \int \vec{v}^\omega(\vec{x}_n + b\vec{n}_0) dS, \quad \vec{v}^{V\omega}(\vec{x}_n) = V^{-1} \int \vec{v}^\omega(\vec{x}_n + \vec{r}) dV. \quad (17)$$

Отметим, что при интегрировании при $\vec{x}_n = 0$ для билинейных средних случайной силы (16) с использованием (12) результат [8] в точности совпадает с традиционным, основанном на использовании ФДТ [6], т.е.

$$\langle f_\alpha^\omega f_\beta^{\omega'} \rangle = 2k_B T \text{Re } \zeta^\omega \delta_{\alpha\beta} \delta(\omega + \omega'). \quad (18)$$

Воспользуемся результатами (15)-(17) для построения билинейных спектров внутренних амплитуд полимерной цепи

$$\langle y_{p\alpha}^{\omega} y_{q\beta}^{\omega'} \rangle = \frac{\langle f_{p\alpha}^{\omega} f_{q\beta}^{\omega'} \rangle}{[-i\omega \Xi_p^{\omega} - M\omega^2 + K_p] [-i\omega' \Xi_q^{\omega'} - M\omega'^2 + K_q]}, \quad (19)$$

связанных со спектральными плотностями шума интегральным преобразованием

$$\langle f_{p\alpha}^{\omega} f_{q\beta}^{\omega'} \rangle = \frac{1}{N^2} \int_0^N dn \int_0^N dm \langle f_{n\alpha}^{\omega} f_{m\beta}^{\omega'} \rangle \cos \frac{\pi pn}{N} \cos \frac{\pi qm}{N} \quad (20)$$

Квадратичные флуктуации (12) тензора натяжений дельта коррелированы, так что можно сразу написать

$$\langle f_{n\alpha}^{\omega} f_{m\beta}^{\omega'} \rangle = \delta(\omega + \omega') \langle \hat{A} \hat{A}' v_{\alpha}^{\omega}(\bar{x}_n + \bar{r}) v_{\beta}^{\omega'}(\bar{x}_m + \bar{r}') \rangle, \\ \vec{f}_n^{\omega} = \hat{A} \vec{v}^{\omega}(\bar{x}_n + \bar{r}), \quad (21)$$

где введен оператор \hat{A} , действующий по правилу (16). Спектральная плотность флуктуаций поля скорости под воздействием шума хорошо известна [9], и определяется интегрированием гидродинамической восприимчивости

$$\langle v_{\alpha}^{\omega}(\vec{R}) v_{\beta}^{\omega*}(\vec{R}') \rangle = \delta_{\alpha\beta} \frac{k_B T}{12 \pi^3 \rho} \int \frac{v k^2 \exp(i\vec{k}(\vec{R} - \vec{R}'))}{\omega^2 + v^2 k^4} d\vec{k}. \quad (22)$$

Прежде, чем провести двойное интегрирование в (20) по дискретным переменным (континуальное приближение), усредним экспоненту из (22) по равновесной функции распределения $P(r_{nm})$ (4) элементов полимерной цепи (как и тензора Озеена). В результате имеем

$$\langle \exp(i\vec{k}(\bar{x}_n - \bar{x}_m)) \rangle_0 = \int \exp(i\vec{k}\vec{r}_{nm}) P(r_{nm}) d\vec{r}_{nm} = \exp \left[-\frac{k^2 a^2}{6} |n - m| \right]. \quad (23)$$

Отсюда после интегрального преобразования в таком же приближении, как и для h_{pq} , находим

$$\left[\langle \exp(i\vec{k}(\bar{x}_n - \bar{x}_m)) \rangle_0 \right]_{pq} \approx \delta_{pq} \frac{24}{pNa^2} \frac{k^2}{k^4 + (6\pi p / Na^2)^2}. \quad (24)$$

Теперь спектральную плотность амплитуд (20) можно записать в виде

$$\begin{aligned} \langle f_{p\alpha}^{\omega} f_{q\beta}^{\omega'} \rangle &\approx \delta(\omega + \omega') \delta_{pq} \delta_{\alpha\beta} \frac{2k_B T}{\pi^3 p N a^2 \eta} \times \\ &\times \int d\vec{k} \frac{\hat{A} \hat{A}^* \exp(i\vec{k}(\vec{r} - \vec{r}'))}{k^4 + (\omega/v)^2} \frac{k^4}{k^4 + (6\pi p / N a^2)^2}. \end{aligned} \quad (25)$$

Результат применения операторов \hat{A} и \hat{A}' к экспоненте приводит к выражению

$$\hat{A} \exp(i\vec{k}\vec{r}) = \zeta \left[(1 + b\chi) \frac{\sin bk}{bk} + (b\chi)^2 \left(\frac{\sin bk}{bk} - \cos bk \right) (bk)^{-2} \right]. \quad (26)$$

Теперь спектральную плотность амплитуд разложения смещений элементов полимерной цепи можно записать при $p=1, 2, \dots$ в виде

$$\begin{aligned} \langle |y_p^\omega|^2 \rangle &= \frac{24k_B T}{\pi^2 p N a^2 \eta} \frac{b}{\omega} \int_0^\infty dk \frac{k^6}{k^4 + (\omega b^2 / v)^2} \frac{1}{k^4 + (6\pi p b^2 / N a^2)^2} \times \\ &\times \left| (1 + b\chi) \frac{\sin k}{k} + (b\chi)^2 \left(\frac{\sin k}{k^3} - \frac{\cos k}{k^2} \right) \right|^2 \left| \frac{\xi}{-i\omega \Xi_p^\omega - M\omega^2 + K_p} \right|^2 \end{aligned} \quad (27)$$

Интегрирование по безразмерной переменной с учетом разложения подынтегральной функции на более простые дроби можно провести до конца и выразить ответ в элементарных функциях и с помощью интеграла вероятности [10]. Из-за громоздкости результат выписывать не будем. Рассмотрим лишь часть более простых следствий.

Для исследования диффузионного движения полимерного клубка как целого следует провести анализ динамических свойств радиуса — вектора центра масс

$$\vec{y}_0^\omega = \frac{1}{N} \int_0^N dn \vec{x}^\omega(n).$$

Найдем коэффициент диффузии всего клубка, используя соотношение Кубо

$$D_C = \frac{1}{3} \langle |\dot{\vec{y}}_0^\omega|^2 \rangle \Big|_{\omega=0}. \quad (28)$$

С учетом явного вида подвижности (9), (10) и (16) имеем

$$D_C = \frac{4\pi k_B T}{\eta b N^2} \int_0^N dn \int_0^N dm \int_0^\infty dk \left(\frac{\sin k}{k} \right)^2 \exp(-k^2 \frac{a^2}{6b^2} |n-m|). \quad (29)$$

Введем безразмерный параметр $\sigma = b/(a\sqrt{N/6})$, и после интегрирования по n и m коэффициент диффузии принимает вид

$$D_C = \frac{4k_B T}{3\eta\sqrt{6\pi^3 a^2 N}} \psi(\sigma). \quad (30)$$

Здесь

$$\psi(\sigma) = \frac{3}{2\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \frac{dk}{k^4} \left(\frac{\sin k\sigma}{k\sigma} \right)^2 (k^2 - 1 + e^{-k^2}) \quad (31)$$

интеграл с предельным значением $\psi(0) = 1$. Интегрированием по частям можно выразить $\psi(\sigma)$ через элементарные функции и интеграл ошибок $erf(\sigma)$. Результат (30) при $\sigma=0$ точно совпадает с результатом для коэффициента диффузии клубка в модели Зимма [1-3]. Эффективный гидродинамический размер клубка $R_C \div a\sqrt{N}/\psi(\sigma)$ с учетом флуктуаций тензора натяжений растворителя содержит еще слабую зависимость от отношения размера бусинки b к размеру клубка $a\sqrt{N}$.

Остановимся еще на асимптотическом поведении при больших значениях времени корреляционной функции скорости центра масс клубка

$$\Phi_0(t) = \langle \dot{y}_0(t) \dot{y}_0(0) \rangle = \int d\omega \cos \omega t \langle |\dot{y}_0^\omega|^2 \rangle. \quad (32)$$

При больших значениях t в выражении для спектральной плотности, входящей под знак интеграла (32), достаточно ограничиться областью малых значений ω , так что главный вклад даст спектр скорости из (21). С учетом (26) можно записать

$$\langle |\dot{y}_0^\omega|^2 \rangle \propto \frac{k_B T}{N^2} \times \\ \times \int_0^N dn \int_0^N dm \int d\vec{k} \frac{vk^2}{\omega^2 + (vk^2)^2} \left(\frac{\sin kb}{kb} \right)^2 \exp(-k^2 a^2 |n-m|/6). \quad (33)$$

Отсюда

$$\Phi_0(t) \approx \frac{6k_B T}{\rho\pi N a^2 b} \left[\varphi \left(\frac{b}{\sqrt{vt}} \right) - \varphi \left(\frac{b}{\sqrt{vt + a^2 N/6}} \right) \right], \quad (34)$$

где введено обозначение

$$\varphi(x) = erf(x) - (1 - e^{-x^2}) (x\sqrt{\pi})^{-1}. \quad (35)$$

Главный член асимптотики при $t \gg Na^2/\nu$ имеет такое же значение, как и для уединенной броуновской частицы (или глобулы как целого), но с учетом эффектов вязкого последдействия [5], и не содержит параметров полимерной цепи

$$\Phi_0(t) \approx \frac{2k_B T}{\rho} (4\pi\nu t)^{-3/2}. \quad (36)$$

Отметим также, что выражение (34) допускает интерполяцию временной зависимости в область малых значений времени, а среднеквадратичное значение скорости центра масс клубка определяется ее эффективной массой

$$\Phi_0(t) \approx \frac{3k_B T}{M_C^{eff}}, \quad M_C^{eff} \propto (\rho Na^2 b) / \left[1 - \varphi\left(\frac{b}{a\sqrt{N/6}}\right) \right]. \quad (37)$$

Литература

1. Doi M., Edwards S.F. The theory of polymer dynamics. Oxford: Clarendon Press, 1986. 460 p.
2. Гросберг А.Ю., Хохлов А.Р. Статистическая физика макромолекул. М.: Наука, 1989. 342 с.
3. Затовский А. В., Левин М.В., Лисы В. Кинетика разбавленных полимеров с учетом вязкого последдействия// Физика аэродисп. систем. 2001. В. 38. С. 228-235.
4. Lisy V., Tothova J., Zatoovsky A.V. Long-time tails in the dynamics of Rouse polymers// J. Chem. Phys. 2003. V.119, n.24. P. 13135-13137.
5. Lisy V., Tothova J., Zatoovsky A.V. Long-time dynamics of Rouse-Zimm polymers in dilute solutions with hydrodynamic memory// J.Chem. Phys. 2004. V.129, n.21. P.10699-10706.
6. Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Статистическая физика. М.: Наука, 1978. Часть 2, 447 с.
7. Mazur P., Bedeaux D. A generalization of Faxen's theorem to nonsteady motion of a sphere through an incompressible fluid in arbitrary flow// Physica. 1974. V. 76. P. 235-246. V. 78. P.505-515.
8. Bedeaux D., Mazur P. Brownian motion and fluctuating hydrodynamics// Physica. 1974. V. 76. P. 247-258.
9. Фишер И.З. Гидродинамическая асимптотика автокорреляционной функции скорости молекулы в классической жидкости// ЖЭТФ. 1971. Т.61. С. 1647-1659.
10. Градштейн И.С., Рыжик И.М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М.: ГИФМЛ, 1963. 1100 с.

О. В. Затовський, Б. Брутовський, В. Лісь, Й. Тотова

**Про динаміку полімерних розчинів
з врахуванням гідродинамічного шуму**

АНОТАЦІЯ

Проведено узагальнення динамічного рівняння Рауза-Зіма для вектора положення ланки полімера з врахуванням ефектів в'язкої післядії та гідродинамічного шуму. В якості випадкових сил, відповідних за шум, взяті випадкові флуктуації тензора натягу в рівняннях гідродинаміки. В результаті на ланку діють випадкові сили, спектральні властивості яких не дельта корельовані, а визначаються гідродинамічною сприйнятливістю рзчинника. Операція попереднього усереднення тензора Озеена нестационарного рівняння Нав'є-Стокса дозволила знайти часові кореляційні функції компонент розкладу Фур'є положення ланки полімера у вигляді часової згортки раніше знайдених нами результатів з кореляційними функціями гідродинамічного поля, яке породжується шумом. Головний член далекочасової залежності КФ швидкості центра мас глобули має алгебраїчну залежність, і не залежить від її параметрів. Час внутрішньої релаксації і коефіцієнт дифузії макромолекули як цілого такі ж, як і в моделі Рауза-Зіма.

Zatovsky A.V., Brutovsky B., Lisy V., Tothova J.

About of dynamys dilute polymers with the hydrodynamic noise

SUMMARY

The generalization of Rouse-Zimm equation for a polymer link position vector is conducted of taking into account the viscous aftereffect and hydrodynamic noise. Ozeen tensor is constructed on the basis of non stationary Navier-Stockes equation. Non-markov equation for the time correlation function of the furrier components of the polymer link position is obtained. The viscous aftereffect essentially tells upon the long-time asymptotic — it becomes the fractional-power function. Molecular relaxation time and diffusion coefficient rest as such as at Rouse-Zimm model.

А. Г. Гирин, А. В. Абрамова

Одесский национальный университет им. И. И. Мечникова

Исследование динамики взрывных волн методами численного эксперимента

Методами численного эксперимента с использованием средств визуализации в приближении двумерного плоскопараллельного движения исследована газодинамика взрывной волны, образованной при мгновенном сгорании объёма аэрозвеси, внутри помещения и найдены главные характеристики действия её на стенки. Наиболее существенное влияние оказывает эффект кумуляции энергии взрывной волны в углах помещения, так что её действие максимально в углах. Наличие проёма в стене ведёт не только к отсутствию части отражённой волны, но и к возникновению волны разрежения, идущей внутрь помещения, что уменьшает динамические характеристики. Продемонстрирована универсальность методики численного эксперимента, средствами которой можно сравнительно легко моделировать влияние различных факторов на процесс.

Введение

Аэрозвеси твёрдых либо жидких горючих частичек, образующиеся в аварийных ситуациях на производстве, взрывоопасны вследствие высокой концентрации энергии в них (взрывы угольной пыли в шахтах, газокapельных объёмов при авариях трубопроводов, взрывы на элеваторах и т.п.). Катастрофические последствия таких объёмных взрывов [1] определяют практическую значимость исследования как начальной стадии процесса — сгорания гетерогенной смеси в объёме, так и заключительной — распространения образованных при этом взрывных ударных волн (ВВ) и определения их динамического воздействия на сооружения. Оценка действия взрывов поэтому столь же актуальна, сколь и сложна в своем количественном описании. Получить полный объём информации о явлении взрыва и распространения возникающих ВВ в натурном физическом эксперименте затруднительно из-за большого количества влияющих факторов [1,2], поэтому такие исследования целесообразно проводить на основе комплексной методики численного эксперимента, которая позволяет получить эту информацию, разработав математическую модель явления и проведя анализ её численных решений, что и составляет суть численного эксперимента. Зачастую при условии содержательности физической модели изучаемого явления, корректности математической постановки соответствующей задачи и правильности выбора численного метода её решения объём информации, получаемой из расчётов, существенно полнее и значительно дешевле аналогичных экспериментов.

Взрыв внутри здания отличается от взрыва вне тем, что в первом случае выделившаяся энергия сравнительно долго может оставаться в ограниченном объеме, так как ВВ, отражаясь от стенок, переносит её обратно внутрь помещения. Эксперты отмечают, что вероятность проведения терактов в замкнутых помещениях (например, в метро) выше, что вызвано усилением взрыва действием стенок. Отраженные ударные волны, взаимодействуя друг с другом, порождают сложную ударно-волновую структуру течения и газодинамический процесс может поддерживаться довольно “длительное” время, которое для явления взрыва, относящегося к физике быстропротекающих процессов, составляло в проведенных экспериментах ~ 50 мс. В то же время длительность расчётной части эксперимента — 4-5 часов для процессора типа *Celeron* с частотой 2 ГГц, так что скорость счётного продвижения по оси физического времени была порядка $\sim 10^{-6}$. Её малость объясняется необходимым использованием громоздких численных методов газодинамики для расчёта сложной структуры двумерного нестационарного течения. Такой расчет целесообразно проводить методом сквозного счета на равномерной неподвижной сетке. Огромный объем получаемой в каждом численном эксперименте информации (более 100 Мб) требует для его анализа применения специальных средств её визуальной обработки. Ещё два десятилетия тому назад такие расчёты были невозможны [1, кн. 1, стр. 209].

В настоящей работе в приближении двумерного плоскопараллельного движения газа исследована динамика ВВ, образованной при мгновенном сгорании объема аэрозвеси внутри помещения прямоугольной формы и рассчитаны основные динамические характеристики действия ВВ на стены помещения — распределения по его периметру максимального давления $P_m(h)$ и импульса избыточного давления $Imp(h)$ учтено влияние проёмов. Изменение давления внутри помещения во времени регистрировалось расположенными в заданных точках “датчиками”. Исследование проведено на основе компьютерной модели явления [3], включающей вычислительный код и использование программных средств для обработки результатов численного эксперимента и визуализации исследуемого процесса в среде *Windows*. Вычислительная часть состояла в применении метода Годунова [4] на неподвижной прямоугольной сетке с погонной плотностью 10 ячеек на метр для отыскания решений системы уравнений газодинамики, описывающих процесс. Размытие фронтов ударных волн было минимальным и они чётко прослеживались визуально. Разрешимость сетки была достаточной даже для выявления нерегулярного (с “ножкой Маха”) отражения ВВ. Визуальная часть включала применение приложения *SURFER* для построения системы изолиний и поверхностей неизвестных скалярных функций (давление, плотность, температура, энтропия) над областью течения и специально созданного приложения *GRAFIKA* для построения поля вектора скорости. При этом обработка информации численного эксперимента могла производиться либо во всей расчётной области, либо только во внутренней, либо только во внеш-

ней. Такое сочетание средств визуализации позволяет построить достаточно полную картину течения и провести анализ развития сложных газодинамических процессов.

Представляет интерес рассмотреть взрыв внутри помещения прежде всего в связи с проблемой живучести самого здания. Поэтому мы предполагали случай сильного режима сгорания взрывоопасной смеси (детонация), в результате которого давление может повышаться до нескольких десятков атмосфер, и влияние внутренней структуры (опоры, перегородки) не учитывалось.

Постановка задачи

Рассмотрим прямоугольное помещение размерами $a \times b$. Пусть при $t = 0$ в области инициализации взрыва, имеющей форму круга радиуса R , центр которого отстоит на r м. и s м. от стенок помещения, происходит мгновенное сгорание объёма горючей смеси с выделением энергии $Q_{взр}$, соответствующим повышению давления до значения $p_{взр}$. Требуется найти возникающее при таком выделении энергии течение газа, и рассчитать характеристики динамического действия ВВ на стены помещения.

Это течение описывается решениями системы уравнений двумерного нестационарного адиабатического движения идеального нетеплопроводного совершенного газа:

$$\frac{\partial \vec{f}}{\partial t} + \frac{\partial \vec{g}}{\partial x} + \frac{\partial \vec{h}}{\partial y} = 0; \text{ где } \vec{f} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho V_x \\ \rho V_y \\ e \end{pmatrix}, \vec{g} = \begin{pmatrix} \rho V_x \\ p + \rho V_x^2 \\ \rho V_x V_y \\ (e + p)V_x \end{pmatrix}, \vec{h} = \begin{pmatrix} \rho V_y \\ \rho V_x V_y \\ p + \rho V_y^2 \\ (e + p)V_y \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Здесь ρ — плотность, p — давление, V_x, V_y — компоненты вектора скорости, $e = \rho(E + 0,5(V_x^2 + V_y^2))$ — полная энергия единицы объёма газа, $E = p/(\gamma - 1)\rho$ — внутренняя энергия единицы массы, $\gamma = 1,4$ — показатель адиабаты. Оси декартовой системы координат с центром в левом верхнем углу помещения направлены вдоль его стенок; во внешней области аналогично использовалась собственная система координат. В качестве граничных условий для уравнений (1) принимались условия непроницаемости на стенках помещения, которые заключаются в равенстве нулю нормальной составляющей скорости. На части границы расчетной области, соответствующей проёму, осуществлялись условия свободного протекания газа в атмосферу и обратно. Численные эксперименты проводились для значений $R = 2$ м, $a = b = 20$ м, $r = 6$ м, $s = 8$ м ($x_c = 6$ м, $y_c = 8$ м),

$p_{\text{взр}} = 20 \text{ атм}$. Были рассчитаны варианты взрыва в замкнутом помещении, а также с одним проёмом на верхней стенке ($x = 0, 10 \text{ м} < y < 14 \text{ м}$) и с четырьмя проёмами общей протяжённостью 10 м . В случае прямоугольного помещения $14 \text{ м} \times 20 \text{ м}$ общая картина течения качественно не менялась по сравнению с квадратным. В рассмотренных в работе вариантах энергия взрыва выделялась в круге, но легко можно рассмотреть случай любой плоской аналитической фигуры (например, эллипса), а также их комбинаций.

Анализ газодинамического течения

На рис. 1 приведено распределение давления (поверхность $p(x, y)$) при взрыве в замкнутом помещении для момента времени $t = 19,281 \text{ мс}$. На этом рисунке, иллюстрирующем сложность волновой картины исследуемого газодинамического течения, одновременно видны все основные её элементы: процесс отражения и формирование косой ударной волны на правой стенке; начало отражения ВВ на передней стенке; нерегулярное отражение на левой; кумулятивный эффект в верхнем правом углу; распад кумулятивной зоны в верхнем левом углу с образованием ударных волн. Кроме того,

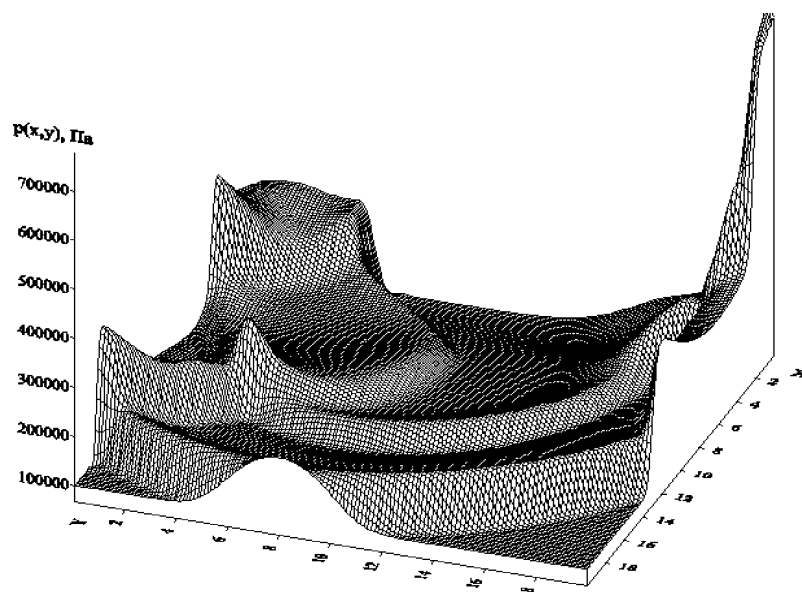


Рис. 1. Поверхность $p(x, y)$ для $t = 19,281 \text{ мс}$, иллюстрирующая ударно-волновую структуру течения в помещении.

внутри области видны падающая ВВ, две отраженные от верхней и от левой стенок ударные волны и их косое взаимодействие, причём в результате взаимодействия волн структура течения становится еще более сложной.

Можно отметить, что та часть волны, которая отражена по нормали к стенке, очень быстро “стравливается” в центральную область, занятую мало плотными покоящимися продуктами взрыва, и, благодаря малому значению импеданса в ней, “убегает” от той своей части, которая взаимодействует с более плотным слоем непосредственно за падающей ВВ. Этот эффект, отмечавшийся в работе [5] для случая взаимодействия двух взрывных волн, лучше виден на рис. 2, сделанном в более ранний момент времени, а также на семействе изобар, изображённом на рис. 8. Анализ поля скоростей показывает, что газ за этой отражённой волной также движется с максимальной по всей области скоростью. Это приводит к тому, что энергия отражённых по нормали волн быстро распределяется по большому объёму, делая поле давления более однородным, а волны менее интенсивными. Наиболее же интенсивными остаются те возмущения, которые распространяются вдоль стенок.

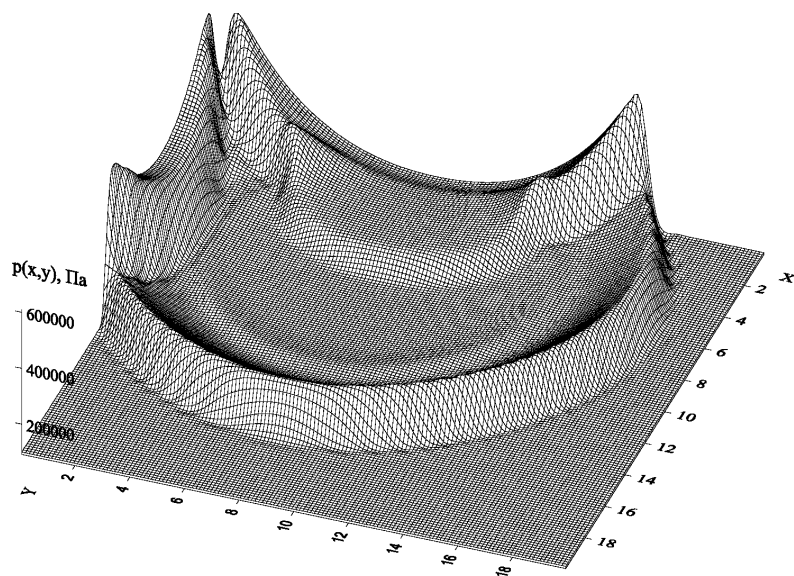


Рис. 2. Поверхность $p(x, y)$ для $t = 11,004$ мс .

Сталкиваясь в каждом из углов помещения, они производят кумулятивный эффект, который является наиболее характерной особенностью газодинамики ВВ в помещении и оказывает существенное влияние на общие закономерности процесса.

На рис. 2, соответствующем моменту времени $t=11,004 \text{ мс}$, в левом верхнем углу видны две такие сходящиеся вдоль соседних стенок ударные волны с характерными пиками давления на стенках. Увеличение давления в них, возникшее при нормальном отражении, поддерживается затем нерегулярностью косоугольного отражения вблизи угла с образованием мощного течения вдоль стенки (рис. 4), которое совместно с падающей ВВ при достижении угла порождает повышение давления до значения, значительно превосходящего значения как за падающей, так и за отраженной волнами: на фронте падающей волны — $2,20 \text{ атм}$, при нормальном отражении — $4,18 \text{ атм}$, за косоугольно отраженной волной в угле $\sim 3,6 \text{ атм}$, а максимальное значение давления в угле составляет $8,92 \text{ атм}$. Эффект значительного повышения давления в углах при взаимодействии ВВ со стенками отмечен в работе [6], где рассматривалась задача о взрыве внутри помещения трубопровода высокого давления (35 атм).

Нерегулярность отражения падающей ВВ от стенки и существование мощного течения вдоль неё иллюстрируется рис. 3, 4, на которых представлены система изобар и поле вектора скорости для увеличенного фрагмента течения, изображенного на рис. 2. В верхней правой части этих рисунков видна падающая ВВ, в которой давление повышается приблизительно до $2,69 \text{ атм}$. За отраженной волной, уходящей вправо вниз, давление достигает $\sim 3,50 \text{ атм}$. От места их соединения по нормали к стенке уходит “ножка Маха”, расположенная на расстоянии $15,8 \text{ м}$ от начала координат, дли-

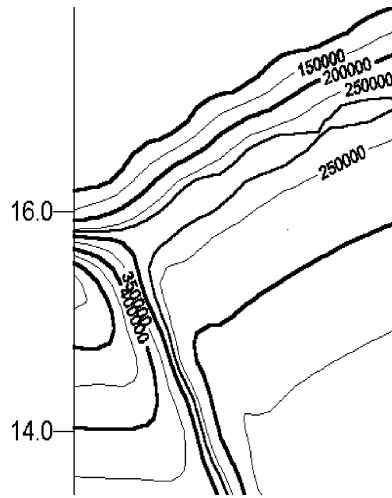


Рис. 3. Система изобар при нерегулярном отражении.

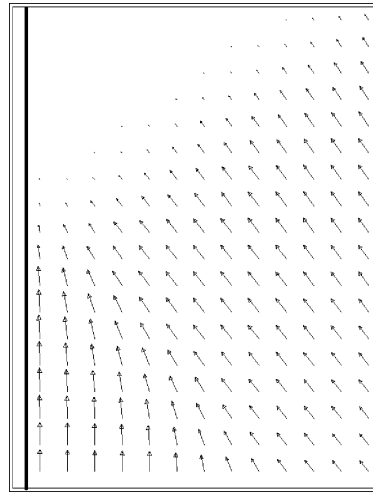


Рис. 4. Поле скоростей для того же фрагмента течения.

на которой составляет $\sim 0,7$ м, а давление за ней повышается до $\sim 5,69$ атм. На поле скоростей видно, что наиболее интенсивное течение газа имеет место за “ножкой Маха” (409,57 м/сек.), которое направлено вдоль стенки и превосходит течение за падающей ВВ в полтора раза (267,73 м/сек.).

Влияние проёма

Отмеченное формирование мощных течений вдоль стенок вблизи угла, ведущее к кумуляции, ставит вопрос о влиянии оконных либо дверных проёмов, обычно имеющихся в достаточном количестве в производственных помещениях, которое способно снизить этот эффект. Влияние проёма зависит от его размеров, угла, под которым на него падает ВВ, расстояния до области инициализации взрыва, и выражается прежде всего в формировании сложного газодинамического течения в его окрестности, существенно влияющего на динамические характеристики. Рассмотрим случай, когда единственный проём находится на верхней стенке, между областью инициализации и правым углом, на отрезке $10 \text{ м} < y < 14 \text{ м}$ ($2 \text{ м} < y_{вн} < 6 \text{ м}$ для внешней области), при неизменном положении области инициализации. Такое их взаимное расположение с углом падения в центре проёма $\sim 34^\circ$ обуславливает достаточное влияние проёма и исключает случай близкого расположения, когда большая часть потоков энергии и импульса сразу же уйдёт в проём. Внешняя расчётная область имела форму квадрата со стороной 8 м, а на её границах задавались условия отсутствия отражённых возмущений.

На рис. 5 приведена последовательность (“кинограмма”) распределения давления над внешней областью (вид со стороны помещения) для моментов времени $t=7,392 \text{ мс}$, $t=8,581 \text{ мс}$, $t=9,739 \text{ мс}$, $t=10,916 \text{ мс}$, иллюстрирующая процесс прохождения ВВ через проём во внешнюю область. При взаимодействии с ближним к области инициализации (левым) краем проёма происходит затекание газа за стенку (см. также рис. 6), с образованием слабой ударной волны, распространяющейся вдоль стенки влево во внешнюю атмосферу, и идущей вправо от неё в возмущённую область интенсивной волны разрежения: минимальные давления в ней, вблизи края проёма, в приведенные моменты времени составляют 0,416 атм, 0,332 атм, 0,328 атм, 0,353 атм. Волна разрежения взаимодействует со всей прошедшей ВВ, снижая давление на ее фронте неравномерно, более всего в левой части. В случае четырёх проёмов, для проёма, находящегося вблизи угла помещения, разрежение от падающей ВВ усиливается после прохождения через него ударной волны, образующейся после распада кумулятивной зоны в этом углу. Эти две ударные волны, распространяясь во внешней области вдоль стенки в противоположных направлениях, как бы “растаскивают” газ, создавая сильное разрежение вблизи края проёма вплоть до значения 0,2 атм.

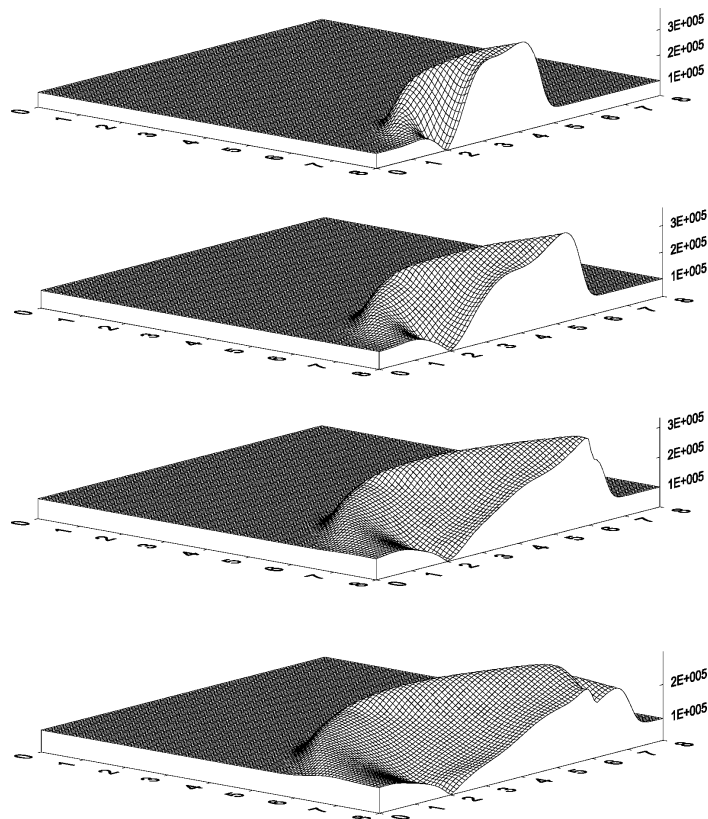


Рис. 5. Поверхности $p(x, y)$ при прохождении ВВ через проём ($2 < y_{в.н} < 6$) во внешнюю область, вид изнутри помещения (сверху вниз: $t = 7,392$ мс; $8,581$ мс; $9,739$ мс; $10,916$ мс).

На рис. 6 приведено поле скоростей для фрагмента течения вблизи проёма. На нём чётко видны течения за прошедшей в проём ВВ и отражённой слева от него ударной волной. Наиболее интенсивное движение газа ($V_m = 430$ м / сек) имеет место не за прошедшей ВВ, а между нею и ударной волной, образованной во внешней области при затекании газа за стенку влево. Это дополнительное расширение газа рождает в этом месте интенсивную волну разрежения, распространяющуюся не только вслед за прошедшей ВВ, но и внутрь помещения. Анализ поля скоростей в последующие моменты времени показывает, что эта область разрежения над левым краем

проёма существует довольно длительное время (~ 15 мс), поддерживаясь возникающим там строго циркуляционным вихревым движением газа, для которого поверхность $p(x, y)$ имеет воронкообразный вид, а линии тока есть строгие окружности. Зарождение этого вихря над левым краем проёма с образованием возвратного течения можно заметить на рис. 6. Такое вихревое движение наблюдается экспериментально вблизи края пластины после прохождения ударной волны [2], а также при дифракции на прямом угле [8, рис. 6.3]. Длительное существование такого разрежения означает, что оно может существенно влиять на динамические характеристики вблизи проёма, поэтому в качестве внешнего давления на стенку надо выбирать не атмосферное, а расчётное во внешней области.

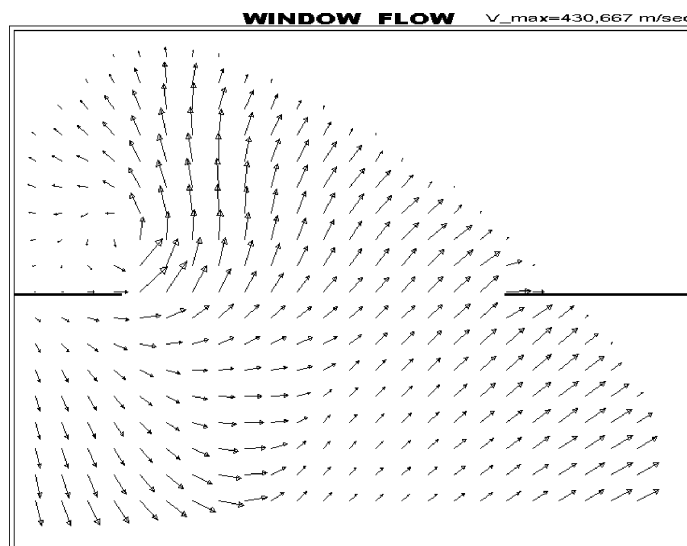


Рис. 6. Поле скоростей при прохождении взрывной волны через проём.

За процессом формирования волны разрежения внутри помещения можно проследить на рис. 7 (вид изнутри помещения), на котором приведена последовательность распределений давления в помещении для моментов времени $t=6,201$ мс, $t=7,392$ мс, $t=8,581$ мс. При отражении ВВ от стенки слева от проёма давление увеличивается до $\approx 10,4$ атм, а правая часть отражённой волны начинает “сравливаясь” в проём, в результате чего давление достигает лишь $\approx 9,5$ атм (верхний рисунок). Дальнейшее взаимодействие ВВ с проёмом приводит к полному исчезновению “всплеска” давления, а вместе с ним значительной части отражённой волны (средний рисунок), и образованию волны разрежения, распространяющейся внутрь

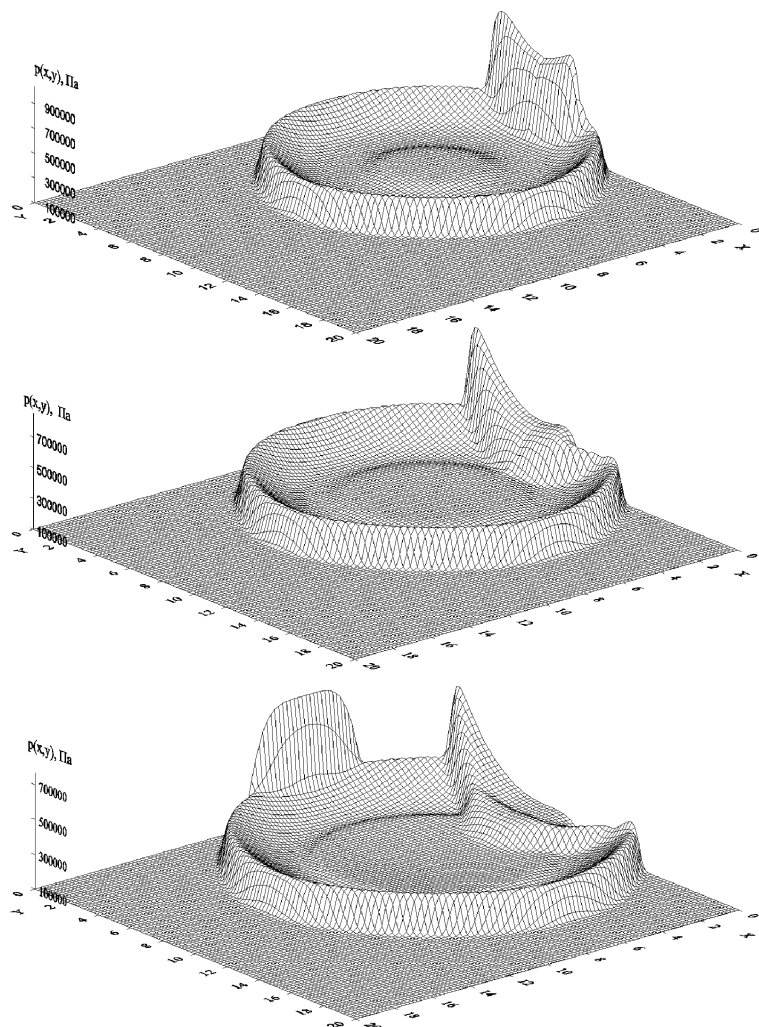


Рис. 7. Отражение ВВ вблизи проёма и процесс формирования волны разрежения внутри помещения.

помещения вслед за отражённой волной (нижний рисунок). На этом же рисунке видно, что часть отражённой волны, расположенная напротив проёма, сильно ослаблена и распространяется с меньшей скоростью, чем та, которая отражена от стенки.

Общая дифракционная картина течения во всей расчётной области (внутренней и внешней) представлена на рис. 8 в виде семейств изобар для момента времени $t=10,916 \text{ мс}$, а также на рис. 9 в виде поверхности давления (вид снаружи) для того же момента времени. Кроме описанного выше взаимодействия с ближним по отношению к области инициализации взрыва краем проёма (на рисунке — справа), на рис. 9 видно начало процесса отражения падающей ВВ от жесткой стенки, прилегающей к дальнему краю и затекание за стенку, которое образует небольшую волну разрежения за стенкой, ослабляющую дифрагированную волну, из-за чего последняя движется с меньшей скоростью, чем ВВ в помещении.

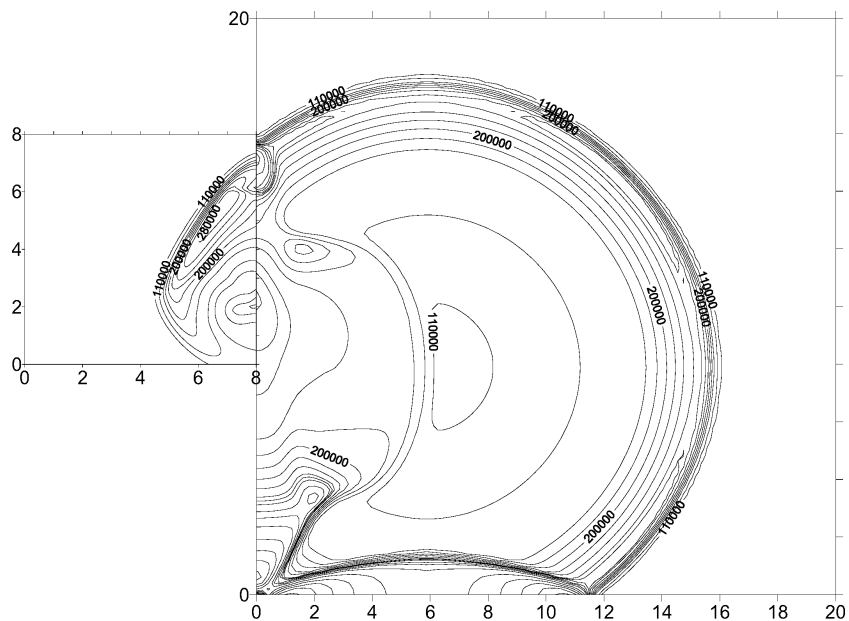


Рис. 8. Система изобар для всей расчётной области при $t = 10,916 \text{ мс}$. Проём расположен при $x_{\text{вн}} = 8 \text{ м}$, $2 < y_{\text{вн}} < 6$ (во внешней области — собственная координатная система).

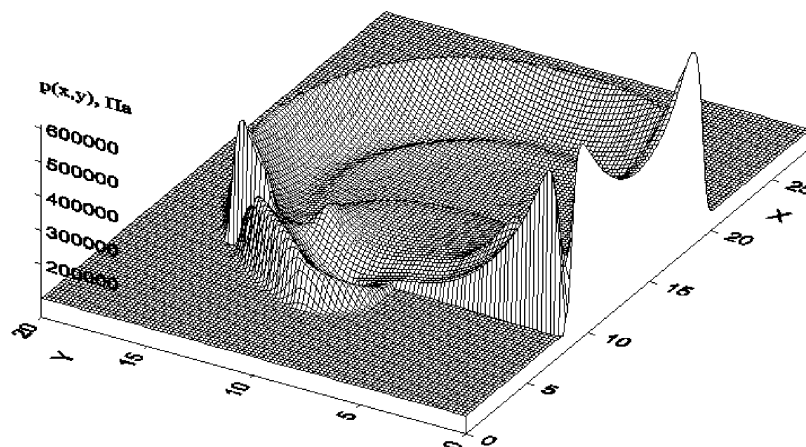


Рис. 9. Поверхность $p(x, y)$ при $t = 10,916 \text{ мс}$ для всей расчётной области, вид со стороны внешней области. На переднем плане слева видна прошедшая через проём во внешнюю область ВВ (ср. с рис. 5), а также волны, отражённые внутри помещения от стенок.

Характеристики динамического действия взрывной волны

Отмеченные выше особенности газодинамического течения оказывают непосредственное влияние на распределения вдоль периметра помещения h основных характеристик действия ВВ на стенки — импульса избыточного давления

$$Imp(h) = \int (p(h, t) - p_{Амм}) dt$$

и значений максимального давления $P_m(h)$. Развёртки этих зависимостей, а также осциллограммы одного из датчиков давления приведены на рис. 10—12 для случаев с проёмом (кривые 1) и без него (кривые 2). Их отличительной особенностью является наличие острых локальных максимумов в каждом из углов помещения ($h=20 \text{ м}, 40 \text{ м}, 60 \text{ м}, 80 \text{ м}$), обязанных своим существованием описанному выше кумулятивному эффекту.

В каждом из проведенных экспериментов максимальные значения давления $P_m(h)$ достигались в основном при первом взаимодействии падающей ВВ со стенками. Это объясняется тем, что в дальнейшем происходит отмеченное выше перераспределение импульса и энергии на большую массу газа, ведущее к уменьшению интенсивности волн. Исключение составляют малозначительные локальные максимумы, образованные при столкновении

волн от распадающихся кумулятивных зон ($h=27\text{ м}$, 35 м , 45 м , рис. 10). Кроме того, локальные пологие максимумы имеются в точках, ближайших к области взрыва ($h=6\text{ м}$, $h=72\text{ м}$).

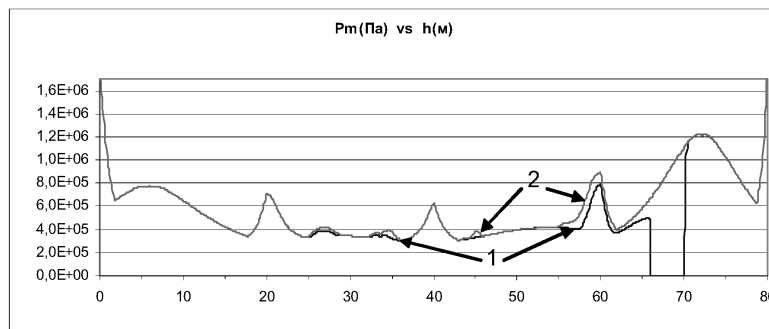


Рис. 10. Зависимости $P_m(h)$ для случаев с проёмом (кривая 1) и без него (кривая 2).

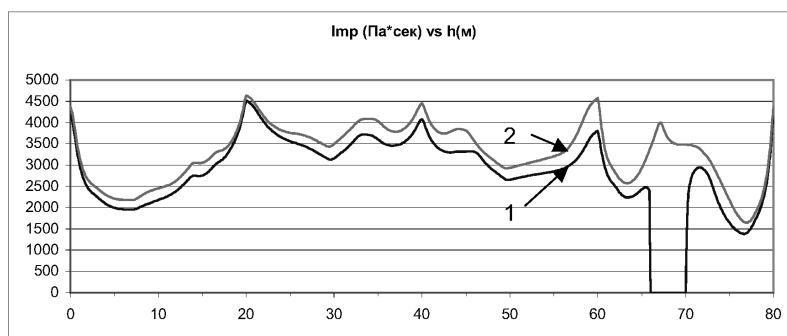


Рис. 11. Зависимости $Imp(h)$ при наличии проёма (кривая 1) и без него (кривая 2).

Сравнение зависимостей $Imp(h)$ (рис.11) говорит о заметном влиянии проёма на большей части периметра, $30\text{ м} < h < 75\text{ м}$, уменьшающем импульс на $10\div 15\%$. Причиной является отмеченное выше ослабление в зоне проёма (на участке $55\text{ м} < h < 66\text{ м}$) волны, отражённой от верхней стенки (рис. 10), а также вызванное этим ослабление эффекта кумуляции в правом верхнем углу ($h = 60\text{ м}$). Об этом свидетельствует также анализ записей датчиков давления, расположенных в правой части помещения.

При наличии проёма каждый из датчиков фиксирует ослабление давления сразу после прихода отражённой от верхней стенки волны. На рис. 12

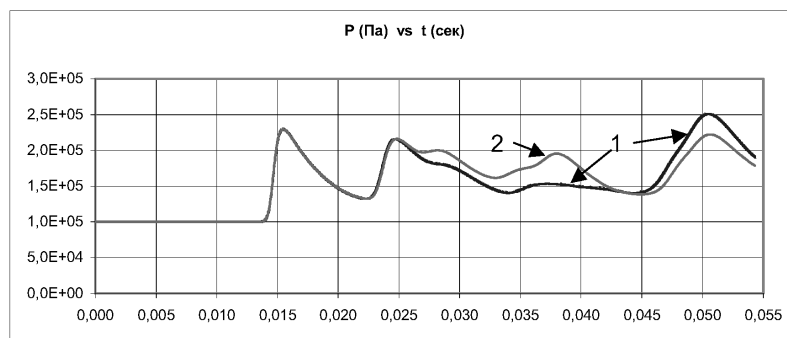


Рис. 12. Осциллограммы датчика давления в т. (12 м, 18 м) при наличии проёма (кривая 1) и без него (кривая 2).

представлены осциллограммы датчика, расположенного в точке (12 м, 18 м). Он фиксирует последовательно падающую ВВ (16 мс), отражённую от правой стенки волну (24 мс), волну, отражённую от верхней стенки (27 мс), волну, образованную при распаде зоны кумуляции в правом верхнем углу (38 мс), волну, образованную при распаде кумулятивной зоны в правом нижнем углу (51 мс). Видно, что ослаблена не только отражённая от верхней стенки волна, но и волна, образованная при распаде кумулятивной области в правом верхнем углу. Отметим, что датчики, расположенные в правой части помещения, фиксируют немонотонность влияния проёма, что свидетельствует об изменении волновой интерференционной картины течения в этой части помещения, вызванном перераспределением импульса при наличии проёма. Так, осциллограмма рис. 12 показывает в этом случае усиление волны, приходящей после распада кумуляции в нижнем правом углу. Анализ поверхностей давления $p(x, y, t)$ говорит о том, что причиной этого является смещение области взаимодействия этой волны с волной, отражённой от нижней стенки, ближе к правой стенке. Датчик, расположенный в т. (15 м, 12 м), фиксирует при наличии проёма усиление волны, образованной при взаимодействии волн, отражённых от правой и нижней стенок, что также вызвано смещением области их взаимодействия ближе к этому датчику.

Выводы

Исследование проведено в довольно общей постановке, тем не менее оно позволило выявить некоторые важные особенности газодинамики взрывной волны в помещении:

1. Вследствие кумуляции зависимости $P_m(h)$ и $Imp(h)$ имеют явно выраженные острые максимумы в каждом из углов помещения, так что действие ВВ на стенки всегда максимально в углах.

2. Распределение $P_m(h)$ определяется практически при первом взаимодействии ВВ со стенками и не зависит от последующих взаимодействий, в отличие от $Imp(h)$, зависящего от дальнейшего развития ударно-волновых процессов.

3. Влияние единичного проёма сводится к небольшому, но заметному (10÷15%) уменьшению импульса давления на большей части периметра помещения, расположенной ближе к нему, что вызвано ослаблением отражённой волны. Поэтому для безопасности здания целесообразно располагать взрывоопасные участки производства вблизи проёмов, а проёмы — вблизи углов помещения.

4. Влияние проёма на $P_m(h)$ слабое, и сказывается только непосредственно за проёмом.

5. В случае нескольких проёмов возникновение во внешней области волн разрежения и сжатия и их взаимодействие может существенно изменить динамические характеристики в окрестности проёма и делает необходимым расчёт течения во внешней области.

6. Датчики фиксируют более сложную зависимость давления от времени, чем применяющийся при расчёте поведения элементов конструкций треугольный профиль волны [1], поэтому для этих целей необходим более детальный расчёт газодинамического течения.

Продемонстрирована универсальность методики численного эксперимента, средствами которой можно сравнительно легко моделировать влияние различных факторов на процесс (местоположение и форма области взрыва, значение выделившейся энергии, наличие произвольного количества проёмов, форма и размеры помещения, и т.п.).

Разработанная компьютерная модель газодинамики взрывной волны в помещении позволяет получить полную количественную информацию о явлении и определить характеристики действия взрыва. Полнота этой информации, дополненная критериями разрушения конструкций, может служить основой для проведения соответствующих экспертных оценок.

Литература.

1. Бейкер У., Кокс П., Уэстайн П. и др. Взрывные явления. Оценка и последствия.: В 2-х кн./ М.: Мир, 1986.
2. Гласс И. И. Ударные волны и человек. / М.: Мир, 1977. — 191 стр.
3. Абрамова А. В., Гирин А. Г. Компьютерное моделирование аварийных взрывных процессов. / Сб. докл. и тез. II-го Межд. молод. форума “Информационные технологии в XXI веке”. Днепр-к, УГХТУ, 2004, стр. 4-6.
4. Годунов С. К., Забродин А. В., Иванов М. Я. и др. Численное решение многомерных задач газовой динамики. / М.: Наука, 1976. 400 с.
5. Красовская И. В., Сыщикова М. П. Некоторые свойства течения, возникающего при встречном взаимодействии двух взрывных волн. / АН СССР, Физ. — Тех. Ин-т, Препринт № 917. Л.: 1984. 14 с.

6. Tomoe O., Yoshiaki T., Tetsuya K. Numerical simulation of blast waves in a closed space. // Natur. Sci. Rept. Ochanomizu Univ. 2002. 53, № 1. Pp. 79 — 84.
7. Броуд Г.Л. Проблемы, связанные с расчётами взрывных взаимодействий в воздухе. / В кн: Броуд Г. Расчёты взрывов на ЭВМ. Газодинамика взрывов. М.: Мир, 1986, стр. 217–238.
8. Нестационарные взаимодействия ударных и детонационных волн в газах. / Отв. ред. В.П.Коробейников. М.: Наука, 1986, — 206 с.

О. Г. Гірін, Г. В. Абрамова.

**Дослідження динаміки вибухових хвиль
методами чисельного експерименту**

АНОТАЦІЯ

Методами чисельного експерименту з використанням засобів візуалізації у наближенні двовимірного плоско-паралельного руху досліджена газодинаміка вибухової хвилі, яка виникла при миттєвому згорянні об'єму аеросуміші, всередині приміщення і знайдені головні характеристики її дії на стінки. Найбільш суттєвий вплив має ефект кумуляції енергії у кутах приміщення, тому дія вибухової хвилі максимальна у його кутах. Наявність отвору у стіні веде не тільки до відсутності частини відбитої хвилі але і до виникненню хвилі розрідження, яка іде всередину приміщення, що зменшує динамічні характеристики. Продемонстрована універсальність методики чисельного експерименту, засобами якої можна порівняно легко моделювати вплив різних факторів на процес.

Girin A. G., Abramova A. V.

**Investigation of blast waves dynamics by the means
of computing simulation**

SUMMARY

Gas dynamics of explosion wave, which is produced by instant burning of aerosol volume inside industrial premises, is investigated by means of computing simulation in 2-D plane approximation of motion with the use of visualization techniques, and the main dynamic characteristics of its action on walls are obtained. Most considerable influence is exerted by cumulative effect in corners of premises, so that the action of explosion wave is always greatest in its corners. The presence of wall aperture leads to the absence of part of reflected shock wave and to appearance of rarefaction wave, which propagates inside and causes decreasing of dynamic characteristics. Universality of the computing simulation methods is demonstrated, so that the influence of various factors on the process may be easily modeled by these means.

С. К. Асланов

Одесский национальный университет им. И. И. Мечникова

Об учете пространственного размера заряда в теории взрывной ударной волны

Теоретически исследуется процесс затухания ударной волны, порожденной взрывом сферического заряда. Основой служат построенные автором ранее аналитическое решение такой же задачи для точечного взрыва с учетом противодействия и теория эквивалентного точечного взрыва. С помощью аналитического сращивания асимптотического решения газодинамических уравнений в дальней зоне взрыва с начальными условиями возникновения ударного фронта на границе взрывающегося заряда удастся найти единообразную зависимость давления во фронте ударной волны от расстояния на всем бесконечном промежутке ее распространения. Общность полученного результата подтверждается достаточно хорошим согласованием с экспериментальными данными, как для горючих газовых объемов, так и для зарядов твердых взрывчатых веществ.

Всякий заряд, обладая определенной массой, занимает в пространстве соответствующий объем, характерный размер которого играет роль геометрического масштаба для процесса формирования и дальнейшего распространения ударной волны (УВ), порождаемой взрывом. В то же время последний имеет второй линейный масштаб, связанный с соотношением между выделившейся при взрыве энергией и противодействием окружающей среды, отражающий динамическую природу. Наличие этих двух характерных масштабов, значительно отличающихся по величине друг от друга, создает непреодолимые математические трудности решения начально-краевой задачи о взрыве, которая попадает в класс труднейших задач с так называемыми особыми возмущениями.

Однако, именно геометрический масштаб является определяющим для характера поведения ударного фронта (УФ) в ближней зоне заряда, и необходимость его учета, прежде всего, приобретает значение для облаков горючих газообразных и аэрозольных систем, которые обладают сравнительно небольшой объемной плотностью энергии. Решение проблемы принципиально осложнено наличием внутренних сильных разрывов и, в первую очередь, вторичного УФ, который сразу же возникает в продуктах взрыва при выходе (распаде) детонационного скачка на внешнюю границу заряда. Кроме того, образующаяся ударная волна, которая уходит в окружающую среду, характеризуется неограниченной величиной интенсивности своего начального затухания. Этим объясняется наличие лишь соответствующих чис-

ленных расчетов и результатов экспериментальных измерений с естественной ограниченностью области надежного применения [1-5], тем более в ближней зоне от взрывающегося объема.

В [6] было построено приближенное аналитическое решение задачи для распространяющегося фронта УВ от точечного взрыва (ТВ) с учетом противодействия окружающей среды p_0 с отношением теплоемкостей γ , справедливое во всей полубесконечной области существования УВ и хорошо согласующееся с результатами численного расчета [7], наиболее детального из всех известных. Для этого производилось сращивание четырехчленного асимптотического разложения в дальней зоне [8,9] с таковым же непосредственно в особой точке (центре взрыва) [8,10].

Первые два слагаемых построенного решения [6], которые соответственно обеспечивают главный член асимптотики в дальней зоне ($R^0 \gg 1$) и особенность решения в центре ($R^0 = 0$), имеют следующий вид:

$$\Delta p = \frac{p_f}{p_0} - 1 = \frac{A_1}{R^0 \sqrt{\ln[(R^0/R_*^0) + C_0]}} + \frac{A_2}{R^0 \ln^2[(R^0/R_*^0) + 1]} ;$$

$$R^0 = r_1^0 / r_d^0 ; r_d^0 = \sqrt[3]{E_0^0 / p_0} ; \quad (1)$$

$$A_1 = 0,2639 ; A_2 = 0,01673 ; R_*^0 = 3,06 ; C_0 = 1,36 \text{ для } \gamma = 1,4 ;$$

где r_1^0 — радиус УВ; p_f — давление на ее фронте; r_d^0 — динамический радиус; E_0^0 — энергия взрыва; верхний индекс “0” означает принадлежность параметров к ТВ.

В работе [10] была развита теория асимптотически эквивалентного ТВ (АЭТВ), которая устанавливает энергетическое подобие в дальней зоне между взрывом сферического заряда радиуса r_0 с энергией E_0 и ТВ с энергией E_0^0 . А именно: чтобы получить избыточное давление Δp на УФ от взрыва заряда конечного объема (ВЗКО), необходимо в асимптотическом представлении, вытекающем из (1) при $R^0 \gg 1$, вместо R^0 использовать величину $R^0 = R \cdot \eta^{-1/3}$, где $R = r_1 / r_d$ и $r_d = \sqrt[3]{E_0 / p_0}$, а r_1 и r_d — относятся к ВЗКО. Масштабный коэффициент $\eta = E_0^0 / E_0 < 1$ указанного пересчета, являясь интегральным параметром, выражается найденными [10] (с.47) аналитическими зависимостями, включающими в себя удельное энерговыделение детонирующего объема, а также отношения удельных теплоемкостей для окружающей среды (γ), исходной горючей смеси (γ_1) и продуктов взрыва (γ_2), давление p_0 .

В настоящей работе, базируясь на результатах [6,10], удастся произвести

аналитическое сращивание асимптотического представления ($R \gg 1$) решения для Δp от сферически симметричного ВЗКО с начальными условиями возникновения фронта образующейся УВ непосредственно на внешней границе заряда $r = r_0$ ($R_0 = r_0/r_d$). Это позволило получить теоретическую зависимость величины максимального давления во взрывной УВ на всем промежутке $R_0 \leq R < \infty$ ее распространения, в достаточной степени согласующуюся с эмпирическими данными для различных горючих систем [3,4].

В случае ВЗКО газообразного или аэрозольного типа, обладающих небольшой объемной плотностью энергии (на три порядка ниже конденсированных взрывчатых веществ — КВВ), теряет смысл учет в выражении (1) второго члена, которым представляется особенность ТВ, имеющего бесконечную плотность энергии своего источника. Тогда после указанного выше сведения этого АЭТВ с энергией E_0^0 к ВЗКО с радиусом R_0 и энергией E_0 будем иметь

$$\Delta p = \frac{A_1}{R_\eta \sqrt{\ln[(R_\eta/R_*) + C]}}; R_\eta = R \cdot \eta^{-1/3}; R_{\eta 0} = R_0 \cdot \eta^{-1/3}; \quad (2)$$

где величина A_1 заимствуется из (1); энергетический коэффициент подобия вычисляется по формулам (3.12), (3.13), полученным в [10] для самоподдерживающейся детонации Жугэ, инициированной из центра $R = 0$.

При сращивании представления (2), обеспечивающего правильную асимптотику [8] при $R \gg 1$, с условиями на границе заряда $R = R_0$ определяются величины R_* и C . Последняя из них выражается в виде

$$R = R_0; a_j = \frac{A_j}{R_{\eta 0} \Delta p_0}; \quad (3)$$

из требования: $\Delta p = \Delta p_0$ при $R = R_0$ — совпадения с начальным значением давления Δp_0 в УВ, образующейся в окружающей среде в результате распада разрыва при выходе детонационного фронта на поверхность заряда. Решение такой задачи о распаде разрыва хорошо известно [11].

Для того, чтобы отразить влияние геометрического размера R_0 заряда, представим R_* в следующей форме:

$$R_* = R_0^0 \cdot [1 - A \cdot (\gamma_1/\gamma_2) \cdot (\eta_0/\eta)^{1/3} \cdot R_0]; A > 0; \quad (4)$$

где присутствие (γ_1/γ_2) связано с различием физических свойств исходной горючей системы “1” и продуктов взрыва “2”. С целью отразить энергети-

ческое влияние конечности взрывающегося объема указанный выше закон асимптотического подобия применим непосредственно на границе заряда, используя при этом энергетический коэффициент η для АЭТВ в масштабе такового η_0 при $R = R_0$, что выделит множитель $(\eta_0/\eta)^{1/3}$. Сам же локальный коэффициент η_0 можно определить из условия совпадения Δp_0 с величиной Δp при $R = R_0$ из аналитического решения [8] для сильного ТВ. Положительность коэффициента A вытекает из необходимости увеличения Δp с приближением ВЗКО к ТВ ($R_0 = 0$), когда объемная плотность энергии вкладывается целиком в УВ.

Строгое же определение этого коэффициента, математически замыкающее рассматриваемую проблему сращивания асимптотических представлений при $R \gg 1$ и $R \cong R_0$, затруднительно по следующей причине. Из решения задачи о сферическом распространении детонации известно, что профиль детонационной волны обладает бесконечной крутизной на своем фронте. Поэтому следует ожидать, что УВ, возникающая в окружающей среде в результате распада разрыва при выходе детонационного фронта на границу сферического заряда $R = R_0$, будет также характеризоваться предельным начальным градиентом избыточного давления на своем фронте: $[d(\Delta p)/dR]_{R=R_0} \rightarrow -\infty$. В качестве способа преодоления возникающей трудности определения константы A , можно предложить использовать величину q_0 отношения такой неограниченной начальной крутизны спада зависимости $\Delta p(R)$ для воздушной и кислородной смесей одного и того же горючего. Тогда с помощью (2), (3) получаем

$$q_0 = \left\{ \frac{[d(\Delta p)/dR]_e}{[d(\Delta p)/dR]_k} \right\}_{R=R_0} = \frac{\Delta p_0^e R_0^k}{\Delta p_0^k R_0^e} \cdot \frac{1 + \frac{R_{\eta_0}^e}{2a_{1e}^2 \cdot \exp(a_{1e}^2) \cdot R_*^e}}{1 + \frac{R_{\eta_0}^k}{2a_{1k}^2 \cdot \exp(a_{1k}^2) \cdot R_*^k}}, \quad (5)$$

где индексы “e” и “k” относятся соответственно к воздушной и кислородной смеси, для которых объемные плотности заряда различаются в несколько раз. Приведение обоих случаев к ТВ согласно указанному выше локальному подобию при $R = R_0$ ($E_0^0 = \eta_0 E_0$) позволяет выделить в (5) множитель $(\eta_0^k/\eta_0^e)^{1/3}$, который и принимается в качестве количественной оценки величины q_0 . Используя это значение вместе с выражениями вида (4), получим из (5) квадратное уравнение для нахождения константы A . В результате приходим к аналитически единообразному представлению (2) избыточного давления во фронте взрывной УВ на всем промежутке ее распространения

$R_0 \leq R < \infty$, которое достаточно хорошо количественно согласуется с экспериментальными результатами [4] по детонации сферических объемов топливно-воздушных (ТВС) и топливно-кислородных (ТКС) смесей в нормальной атмосфере ($\gamma = 1,4$).

Эти результаты, будучи приведенными к безразмерному виду с использованием динамического радиуса r_d , описываются [4] следующими эмпирическими зависимостями:

$$\Delta p = \frac{b_0}{R^{1,7}}, \text{ когда } b_* \leq R \leq 0,858; \Delta p = \sum_{i=1}^3 \frac{b_i}{R^i}, \text{ когда } 0,858 < R; \quad (6)$$

для ТВС: $b_* = 0,229$; $b_0 = 0,311$; $b_1 = 0,172$; $b_2 = 0,115$ $b_3 = 0,0586$;

для ТКС: $b_* = 0,143$; $b_0 = 0,406$; $b_1 = 0,192$; $b_2 = 0,139$ $b_3 = 0,0820$.

В непосредственной близости от поверхности заряда $R = R_0$ на расстоянии около $0,25 \cdot R_0$ наблюдается резкое двукратное падение начального давления во фронте УВ.

Рассматривая в качестве характерного горючего газа пропан, будем по [4] иметь исходные параметры, необходимые для построенной выше теории. В случае воздушной смеси: теплота сгорания $Q^e = 835 \text{ ккал/м}^3$; $R_0^e = 0,1909$; $\gamma_1 = 1,38$; $\gamma_2 = 1,25$; $\Delta p_0^e = 13,71$; $p_0 = 1 \text{ атм}$; если привести к безразмерному виду. Применяя асимптотику [8] ТВ при $R^0 \ll 1$: $\Delta p_{ТВ}^e = 0,1567 \cdot (R^0)^{-3}$, из условия подобия $\Delta p_{ТВ}(R_0) = \Delta p_0$ находим $\eta_0^e = 6,3816 \cdot \Delta p_0 R_0^3 = 0,6094$. В случае кислородной смеси: теплота сгорания $Q^k = 3450 \text{ ккал/м}^3$; $R_0^k = 0,1186$; $\gamma_1 = 1,34$; $\gamma_2 = 1,24$; $\Delta p_0^k = 24,16$; $\eta_0^k = 0,2572$. С помощью соответствующих формул [10] для реальной (самоподдерживающейся) детонации Жугэ можно найти энергетические коэффициенты: $\eta_e = 0,8020$ и $\eta_k = 0,8295$.

Подстановка в (5) принятой оценки для $q_0 \approx (\eta_0^k / \eta_0^e)^{1/3}$ и основных параметров дает квадратное уравнение

$$0,01883A^2 - 1,1050A + 3,1558 = 0 \text{ с корнями } 3,01 \text{ и } 55,69.$$

Последний из них не пригоден, поскольку приводит к $R_* < 0$, так что с точностью 0,3% остается принять в выражении (4)

$$A = 3. \quad (7)$$

Тем самым удается теоретически получить единообразное во всем диапазо-

не $R_0 \leq R < \infty$ распределение $\Delta p(R)$, которое является результатом аналитического сращивания асимптотического решения ($R \gg 1$) газодинамических уравнений [8] с начальными условиями ($R \gg 1$) возникновения фронта УВ.

Найденная теоретическая зависимость (2) достаточно хорошо согласуется (как для ТВС, так и для ТКС) с эмпирическими данными (6) из [4], где приводится полный набор необходимых характерных параметров, включая начальные Δp_0 , полученные по решению конкретных задач о распаде детонационного скачка при его выходе на границу взрывчатого объема. Различие теории и эксперимента находится в пределах 10%, что согласуется с указанной в [4] ($5 \div 10$)-ной ошибкой измерений параметров УВ. Резкое падение теоретического распределения (2) с удалением от заряда в непосредственной близости к нему, а именно: в 2 раза внутри области $R < 1,25R_0$, соответствует наблюдаемому. Оно связано с исключительно большой величиной начального градиента

$$\operatorname{tg} \beta_0 = - \left. \frac{d(\Delta p)}{dR} \right|_{R=R_0} = \frac{\Delta p_0}{R_0} \cdot \left[1 + \frac{R_{\eta 0}}{2a_1^2 \cdot \exp(a_1^2) \cdot R_*} \right], \quad (8)$$

где β_0 — величина угла наклона касательной к кривой $\Delta p(R)$ (2) в точке $R = R_0$.

По (8) для смеси пропана с воздухом получим:

$$\operatorname{tg} \beta_0^g = 715,597; \beta_0^g = 89^\circ,92;$$

для кислородной смеси соответственно —

$$\operatorname{tg} \beta_0^k = 956,859; \beta_0^k = 89^\circ,94;$$

что дает всего лишь 0,09%- и 0,07%-ное отклонение от 90° , т.е. бесконечно-го градиента.

Заряды конденсированных взрывчатых веществ (КВВ) обладают объемной плотностью, на 3 порядка превосходящей таковую у газообразных горючих систем. Благодаря этому обстоятельству характер взрыва КВВ имеет определенные черты ТВ (с бесконечной объемной плотностью энергии), что заставляет принять во внимание второй член в (1), чтобы обеспечить правильный предельный переход при $R_0 = 0$ [8]. Тогда, подобно (2), можно записать

$$\Delta p = \frac{A_1}{R_\eta \sqrt{\ln[(R_\eta/R_*) + C]}} + \frac{A_2}{R_\eta \ln^2[(R_\eta/R_*) + C_1 + 1]}, \quad (9)$$

где $C_1 = B \cdot (\eta_0/\eta)^{1/3} \cdot R_0$; A_1 и A_2 заимствуются из (1), а C_1 выражается в

виде, аналогичном (4). Коэффициент B , т.е. величина C_1 , находится из выполнения заданного условия $\Delta p(R_0) = \Delta p_0$ следующим образом:

$$C_1 = \exp(\xi) - \frac{R_{\eta_0}}{R_*} - 1, \quad \xi = \sqrt{\frac{a_2}{1 - a_1 \cdot \ln^{-1/2}[(R_{\eta_0}/R_*) + C]}}. \quad (10)$$

Однако, теперь в силу очень большой объемной плотности заряда из КВВ в качестве энергетического коэффициента подобия с ТВ вблизи его границы $R = R_0$ следует принять значение $\eta_0 = \eta(R_0)$ согласно указанной выше процедуры вычисления, т.е. $R_{\eta_0} = R_0 \eta_0^{-1/3}$.

Из-за малости величин (η_0/η) и R_0 , связанной со значительной плотностью энергии заряда, можно просто принять $R_* \approx R_{*0}$. Определение величины C требует задания еще одного условия для математического замыкания проблемы аналитического сращивания асимптотического решения ($R \gg 1$) газодинамических уравнений с начальным состоянием ($R = R_0$) возникновения УВ. В качестве такого условия естественно использовать опять-таки свойства начального градиента $tg \beta_0 = -[d(\Delta p)/dR]$ при $R = R_0$. Не трудно показать, что последний по параметру C обладает максимумом, который имеет место при выполнении уравнения

$$\frac{\exp(\xi)}{(R_{\eta_0}/R_*) + C} \left\{ 1 + \frac{3}{2 \ln[(R_{\eta_0}/R_*) + C]} \right\} - \frac{3}{\xi} - 1 = 0. \quad (11)$$

Поскольку теоретически ожидаемое начальное значение крутизны падения кривой избыточного давления в УВ не ограничено сверху, это уравнение может быть принято для определения величины C .

В случае тротила, как характерного КВВ, имеем по [11]: плотность заряда $1,62 \text{ г/см}^3$; $Q = 1,701 \cdot 10^6 \text{ ккал/м}^3$; $\gamma_2 = 1,25$ (для расширившихся продуктов взрыва), начальное давление возникновения УВ — $670 \text{ кг/см}^2 \approx 650 \text{ атм}$, т.е. $\Delta p_0 \approx 649$. Тогда находим по [10] $\eta = 0,9543$; а также $\eta_0 = 0,01407$; $R_0 = 0,01503$. В результате уравнение (11) дает $C = 0,9902$ и по (10) — $B = 0,2447$, так что задача сращивания получает окончательное решение в виде единообразного аналитического распределения избыточного давления в УВ (9) во всем диапазоне ее распространения $R_0 \leq R < \infty$. Причем, как отмечалось выше, в непосредственной близости от границы заряда (практически, начиная с $R < 4R_0$) в (9) уже следует использовать энергетический коэффициент η_0 , т.е. $R_\eta = R\eta_0^{-1/3}$.

В случае тротила величина начального градиента будет выражаться соответственно

$$\operatorname{tg} \beta_0 = - \left. \frac{d(\Delta p)}{dR} \right|_{R=R_0} = \frac{\Delta p_0}{R_0} \cdot \left[1 + \frac{a_1}{2 \left(1 + \frac{R_* C}{R_{\eta 0}} \right) \ln^{3/2} \left[\frac{R_{\eta 0}}{R_*} + C \right]} + \frac{2a_2}{\left(1 + \frac{R_* (C_1 + 1)}{R_{\eta 0}} \right) \ln^3 \left[\frac{R_{\eta 0}}{R_*} + C_1 + 1 \right]} \right] = 1,232 \cdot 10^5,$$

чему отвечает $\beta_0 = 89^\circ,9995$; составляя 90° с точностью до 0,0005%.

В результате отличие полученного теоретического распределения избыточного давления (9) для тротила от эмпирических данных Садовского [12] $b_1 = 0,234$, $b_2 = 0,227$, $b_3 = 0,167$ ($0,1 < \Delta p < 10$) не превосходят 10%, достигая своего наибольшего значения лишь вблизи $R = 1,5$

Литература:

1. Фонарев А.С., Чернявский С.Ю. Расчет ударных волн при взрыве сферических зарядов взрывчатых веществ в воздухе // *Механика жидкости и газа*. — 1968. — №5. — С. 169-174.
2. Ждан С.А. Расчет взрыва газового сферического заряда в воздухе // *Журнал прикладной механики и технической физики*. — 1975. — №6. — С. 56-62.
3. Садовский М.А. Механическое действие воздушных ударных волн по данным экспериментальных исследований // *Сборник "Физика взрыва"*, №1. — Москва: АН СССР. — 1952.
4. Когарко С.М., Адушкин В.В., Лямин А.Г. Исследование сферической детонации газовых смесей // *Физика горения и взрыва*. — 1965. — Вып. 2. — С. 22-34.
5. Борисов А.А., Гельфанд Б.Е., Цыганов С.А. О моделировании волн давления, образующихся при детонации и горении газовых смесей // *ФГВ*. — 1985. — Т.21, №2. — С. 57-69.
6. Асланов С.К. Об асимптотике взрывных ударных волн // *Доклады (Доповіді) НАН Украины*. — 2003. — №4. — С.40-44.
7. Охочимский Д.Е., Кондрашева И.Л., Власова З.П., Козакова Р.К. Расчет точечного взрыва с учетом противодавления. — Москва: Труды математического института АН СССР. — 1957. — т.50. — С. 156.

8. Седов Л.И. Методы подобия и размерности в механике. 9-е изд. — Москва: Наука, 1981. — 448 с.
9. Якимов Ю.Л. Об асимптотических решениях одномерного неустановившегося движения идеального газа и об асимптотических законах затухания ударных волн // Прикладная математика и механика. — 1955. — Т.19, вып.6. — С. 681-692.
10. Асланов С.К., Голинский О.С. Энергия асимптотически эквивалентного точечного взрыва для взрыва заряда конечного объема в совершенном газе // Журнал Прикладной механики и технической физики. — 1988. — №6. — С. 44-51.
11. Физика взрыва / под редакцией К.П. Станюковича. — Москва: Наука, 1975. — 704 с.
12. Губкин К.Е. Распространение взрывных волн // Механика в СССР за 50 лет. — Т.2: Механика жидкости и газа. — Москва: Наука, 1970. — С. 269-311.

С. К. Асланов

Про врахування просторового розміру заряду в теорії вибухової ударної хвилі

АНОТАЦІЯ

Теоретично досліджується процес затухання ударної хвилі, що виникає у наслідок вибуху сферичного заряду. В основу покладені аналітичне рішення подібної задачі для точкового вибуху із врахуванням протитиску та теорія еквівалентного точкового вибуху, що раніше побудовані автором. За допомогою аналітичного зрощування асимптотичного розв'язку газодинамічних рівнянь в дальній зоні вибуху з початковими умовами виникнення ударного фронту на границі заряду, що вибухнув, вдалось знайти одностайну залежність тиску на фронті ударної хвилі від відстані на всьому нескінченному проміжку її розповсюдження. Загальність отриманого результату підтверджується достатньо хорошим погодженням з експериментальними даними, як для горючих газових об'ємів, так і для зарядів твердих вибухових речовин.

Aslanov S. K.

On accounting of space size charge in the theory of blast shock wave.

SUMMARY

The paper analyzed theoretically the process of decay of shock wave from the explosion of spherical charge. On the basis of analytical solution of the same problem for point explosion with regard to counterbalance given previously and theory of equivalent point explosion. With the help of the analytical combination of asymptotical solution of gas-dynamic equations in the far explosion zone with initial conditions of shock front formation on the boundary of explosive charge it was possible to establish uniform dependence of pressure in the front of shock wave from distance in the endless interval of its spreading. The results obtained are congruent with the experimental data for combustible gases' volumes and for charge of hard explosion substances.

А. В. Затовский, Ю. А. Куприянова

Одесский национальный университет им. И.И. Мечникова

К теории ориентационного броуновского движения анизотропных частиц в куэттовом потоке

Изучено поведение временных корреляционных функций ориентационного движения осесимметричных частиц и частотных спектров этих корреляционных функций в жидкости со стационарным течением Куэтта. Тепловые изменения ориентации эллипсоида описывались стохастическим уравнением с вектором угловой скорости, содержащим дополнительный регулярный вклад за счет неоднородного потока. Анализ поведения спектральных функций ориентационного движения проведен на основе ранее развитого авторами метода. Наличие ориентирующего внешнего поля приводит к дуплетной структуре спектров.

Введение

Ориентационное движение частиц дисперсной системы сказывается на результатах широкого круга физических исследований и описания таких явлений, как ядерный магнитный и электронный парамагнитный резонансы, релеевское и комбинационное рассеяние, инфракрасное поглощение света, диэлектрическая релаксация и др. [1,2]. Во многих случаях однозначная интерпретация, например, спектров рассеяния света затруднительна. Поэтому очень важными являются опыты по рассеянию света в неоднородных внешних полях, управлять которыми можно в лабораторных условиях. Контролируемые изменения поля приводят к расщеплению, сдвигам и деформациям контуров линий рассеяния. В настоящем сообщении проведено теоретическое изучение ориентационного броуновского движения разбавленных растворов анизотропных частиц в ламинарном потоке с постоянным градиентом скорости (в куэттовом потоке). В этом случае спектр корреляционных функций ориентационного движения содержит дополнительные линии, положением которых можно управлять путем изменения величины градиента скорости. Показательными являются результаты эксперимента [3] по исследованию раствора макромолекул бактерий *e — coli* в потоке с постоянным градиентом скорости методом оптического смешения. Преимущество такого метода перед традиционными [1,4] гидродинамическими, седиментационными, оптическими и другими в том, что он позволяет быстро и с большой точностью получить информацию о системе. По постановке эти опыты наиболее близки динамооптическому эффекту Максвелла, с той разницей, что кроме ориентирующего действия потока изучается также и динамическое поведение асимметричных по форме

частиц в потоке. В итоге можно получить большую информацию, чем методом двойного лучепреломления.

Спектральная интенсивность рассеянного света определяется комбинацией фурье-образов корреляционных функций (далее КФ) [5,6], составленных из сферических гармоник от углов Эйлера, определяющих ориентацию собственной системы отсчета относительно лабораторной

$$\Psi_{MK}^{(2)}(t) = \langle D_{MK}^{(2)}(t) D_{MK}^{(2)*}(0) \rangle. \quad (1)$$

Если крупную макромолекулу аппроксимировать эллипсоидом, то эти корреляционные функции в равновесной жидкости известны из хорошо развитой теории броуновского вращения [5-7]. Изучение же корреляционных функций (1) даже в случае простейшего течения Куэтта в жидкости сильно затруднено [1,8,9].

Корреляции ориентации и вращения в неоднородной жидкости

Пусть макромолекула имеет форму эллипсоида вращения. Изменение ориентации макромолекулы связано лишь с ее вращением, т.е. с вектором угловой скорости. Угловая же скорость состоит из двух членов — систематического вклада за счет ориентирующего действия неоднородного потока жидкости и случайного дезориентирующего броуновского движения. Регулярная составляющая угловой скорости эллипсоида давно найдена путем решения граничной задачи об обтекании его неоднородным потоком с постоянным градиентом скорости [10]. Обозначим симметричную и антисимметричную части тензора градиента скорости течения жидкости символами γ_{ms} и ω_{ms} соответственно. Тогда угловая скорость вращения эллипсоида определяется выражением

$$\Omega_i^0 = -\lambda \varepsilon_{ilm} n_l \gamma_{ms} n_s + \omega_i, \quad (2)$$

где \vec{n} — единичный орт вдоль оси симметрии, $\lambda = (b_{\parallel}^2 - b_{\perp}^2) / (b_{\parallel}^2 + b_{\perp}^2)$, b_{\parallel} и b_{\perp} — полуоси эллипсоида, $\vec{\omega}$ — вектор, дуальный тензору ω_{ms} , ε_{ilm} — единичный антисимметричный тензор. Параметр λ характеризует анизотропию частицы, при $\lambda = -1$ это тонкий диск, $\lambda = 0$ — сфера, $\lambda = 1$ — тонкая игла. Ограничимся течением, имеющим лишь одну составляющую скорости $V_x = \Gamma u$. Вектор (2) в этом случае имеет декартовы компоненты

$$\vec{\Omega}^0 = \left(\frac{1}{2} \lambda \Gamma n_1 n_2, -\frac{1}{2} \lambda \Gamma n_2 n_3, \frac{\Gamma}{2} + \frac{\Gamma \lambda}{2} (n_2^2 - n_1^2) \right). \quad (3)$$

Перейдем к комплексным ортогональным компонентам сферического вектора [11], представив эти компоненты через функции Вигнера от углов Эйлера

$$\Omega_{\mu}^0 = \omega_{\mu} + \sum_{\alpha=-2}^2 a_{\mu\alpha} D_{\alpha 0}^{(2)}, \quad \mu = -1, 0, 1. \quad (4)$$

Здесь $\omega_{\mu} = \Gamma \delta_{\mu 0} / 2$ и введена матрица с элементами

$$\begin{pmatrix} a_{-1\alpha} \\ a_{0\alpha} \\ a_{1\alpha} \end{pmatrix} = -\frac{\lambda\Gamma}{2\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ \sqrt{2} & 0 & 0 & 0 & \sqrt{2} \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}. \quad (5)$$

В качестве внешнего поля, задающего неоднородные условия при движении примесных макромолекул, можно выбрать постоянное электрическое поле. В этом случае на неполярные макромолекулы со стороны электрического поля (направленного вдоль оси z лабораторной системы координат) действует вращательный момент, и регулярная часть угловой скорости имеет компоненты [12]

$$\vec{\Omega}^0 = (-\sigma E^2 n_2 n_3, \quad \sigma E^2 n_1 n_3, \quad 0), \quad (6)$$

с коэффициентом σ , определяющим геометрические параметры макромолекулы и анизотропию поляризуемости. Этот результат легко записывается в терминах углов Эйлера в таком же, как и (4), виде, но матрица имеет другие элементы. Детальное изучение ориентационного движения эллипсоида вращения с наведенным дипольным моментом во внешнем электрическом поле было проведено с участием одного из нас ранее, и отражено в публикациях [13,14]. Здесь же мы воспользуемся этими результатами для анализа ориентационного движения примесных макромолекул в куэрттовом потоке.

Будем исходить из уравнений Ланжевена, описывающих изменение функций Вигнера ориентационных переменных эллипсоида из-за его вращения с конечной угловой скоростью [11]

$$\frac{d}{dt} D_{MK}^{(l)}(t) = -i \sum_{\lambda, \rho} \left[\Omega_{\lambda}^0(t) + \Omega_{\lambda}^r(t) \right] D_{M\rho}^{(l)}(t) \langle l\rho | I_{\lambda} | lK \rangle. \quad (7)$$

Здесь $\Omega_{\lambda}^0(t)$ и $\Omega_{\lambda}^r(t)$ — соответственно компоненты регулярной и случайной составляющей угловой скорости в подвижной системе отсчета, закрепленной с телом, а $\langle \dots | I | \dots \rangle$ — матричные элементы проекций на те же оси оператора вращения (углового момента), измеряемого в единицах \hbar .

Используя теперь метод и приближения работ [13,14] и свойства матричных элементов оператора вращения, можно получить интегро-дифференциальное уравнение для КФ (1) примесных осесимметричных частиц в жидкости с куэрттовым течением. Громоздкие выкладки здесь мы не приводим,

однако отметим, что регулярная составляющая угловой скорости (4) определяется тоже через функции Вигнера, так что уравнение оказывается незамкнутым, поскольку КФ билинейных функций Вигнера “цепляется” за КФ, составленные из четырех сферических функций. Приближенное расщепление четверных корреляционных функций через бинарные приводит к нелинейному интегро-дифференциальному уравнению

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \Psi_{MK}^{(l)}(t) = & -\frac{l(l+1)-K^2}{3\tau_\Gamma^2} \int_0^t dt' \Psi_{10}^{(2)}(t-t') \Psi_{MK}^{(l)}(t') - \\ & -(\delta_{1,M} + \delta_{-1,M}) \delta_{2,l} \delta_{0,K} \frac{l(l+1)-K^2}{6\tau_\Gamma^2} \times \\ & \times \left[\int_0^t dt' \Psi_{10}^{(l)}(t-t') \Psi_{1K}^{(l)}(t') - t \Psi_{1K}^{(l)}(t) \Psi_{1K}^{(l)}(0) \right] - \frac{1}{\tau_{IK}} \Psi_{MK}^{(l)}(t), \end{aligned} \quad (8)$$

где выражения для характерного времени τ_Γ изменения ориентации частицы в куэттовом потоке и для времени релаксации τ_{IK} ее ориентации вследствие теплового движения имеют следующий вид

$$\frac{1}{\tau_\Gamma} = \frac{|\lambda| \Gamma}{2\sqrt{3}}, \quad \frac{1}{\tau_{IK}} = l(l+1)\Theta_1 + K^2(\Theta_3 - \Theta_1). \quad (9)$$

Здесь Θ_i — главные значения тензора вращательной диффузии частицы. Отметим, что уравнение (8) получено в предположении малости характерного времени релаксации угловой скорости τ_Ω по сравнению с временем релаксации τ_{IK} ориентации частицы, $\tau_\Omega \ll \tau_{IK}$. Такое предположение позволило нам рассматривать уравнение (7) как стохастическое дифференциальное уравнение с быстро меняющимся возмущением $\Omega_\lambda^r(t)$, так что уравнение (8) для КФ (1) является справедливым в первом приближении по имеющемуся малому параметру τ_Ω / τ_{IK} . Предположение малости характерного времени релаксации угловой скорости по сравнению с ориентационным временем релаксации означает, что теория может быть применена только к плотным средам, в которых вращательная релаксация происходит намного быстрее, чем ориентационная. В рассматриваемом случае дисперсной системы взвешенных в жидкости частиц это предположение хорошо обосновано.

Спектры корреляционных функций ориентаций макромолекул в куэттовом потоке

В дальнейшем ограничимся изучением спектральных свойств корреляционных функций с индексами $l = 2$, $K = 0$ и $M = 0, \pm 1, \pm 2$. Решение ин-

тегро-дифференциального уравнения удобно искать в виде одностороннего Фурье — представления корреляционных функций:

$$\tilde{\Psi}_{MK}^{(l)}(\omega) = \int_0^{\infty} dt \Psi_{MK}^{(l)}(t) \exp(i\omega t). \quad (10)$$

В этом случае получим

$$\begin{aligned} -i\omega \tilde{\Psi}_{MK}^{(l)}(\omega) - \tilde{\Psi}_{MK}^{(l)}(0) = & -\frac{l(l+1) - K^2}{3\tau_{\Gamma}^2} \tilde{\Psi}_{10}^{(2)}(\omega) \tilde{\Psi}_{MK}^{(2)}(\omega) - \\ & -(\delta_{1,M} + \delta_{-1,M}) \delta_{2,l} \delta_{0,K} \frac{l(l+1) - K^2}{6\tau_{\Gamma}^2} \times \\ & \times \left[\tilde{\Psi}_{10}^{(2)}(\omega) \tilde{\Psi}_{1K}^{(2)}(\omega) - \frac{\partial \tilde{\Psi}_{1K}^{(2)}(\omega)}{\partial(-i\omega)} \tilde{\Psi}_{1K}^{(l)}(0) \right] - \frac{1}{\tau_{1K}} \tilde{\Psi}_{MK}^{(l)}(\omega). \end{aligned} \quad (11)$$

Для спектров КФ $\tilde{\Psi}_{00}^{(2)}(\omega)$, $\tilde{\Psi}_{10}^{(2)}(\omega)$ и $\tilde{\Psi}_{20}^{(2)}(\omega)$ имеем следующую замкнутую систему уравнений

$$\tilde{\Psi}_{00}^{(2)}(\omega) = \frac{\Psi_{00}^{(2)}(0)}{-i\omega + \frac{1}{\tau_{20}} + \frac{2}{\tau_{\Gamma}^2} \tilde{\Psi}_{10}^{(2)}(\omega)}, \quad (12)$$

$$\tilde{\Psi}_{20}^{(2)}(\omega) = \frac{\Psi_{20}^{(2)}(0)}{-i\omega + \frac{1}{\tau_{20}} + \frac{2}{\tau_{\Gamma}^2} \tilde{\Psi}_{10}^{(2)}(\omega)}, \quad (13)$$

$$\frac{\Psi_{10}^{(2)}(0)}{\tau_{\Gamma}^2} \frac{\partial \tilde{\Psi}_{10}^{(2)}(\omega)}{\partial(i\omega)} + \left(-i\omega + \frac{1}{\tau_{20}} \right) \tilde{\Psi}_{10}^{(2)}(\omega) + \frac{3}{\tau_{\Gamma}^2} \left[\tilde{\Psi}_{10}^{(2)}(\omega) \right]^2 = \Psi_{10}^{(2)}(0). \quad (14)$$

Решение этой системы уравнений сводится к интегрированию нелинейного дифференциального уравнения первого порядка (14). Это уравнение может быть проинтегрировано как численно, так и аналитически в квадратурах. Введем следующие безразмерные комплексные величины

$$\begin{aligned} x = \left(-i\omega + \frac{1}{\tau_{20}} \right) \frac{\tau_{\Gamma}}{\sqrt{\Psi_{10}^{(2)}(0)}} &= \frac{1}{\sqrt{G}} (-i\omega\tau_{20} + 1), \\ z(x) = -\frac{3}{\tau_{\Gamma} \sqrt{\Psi_{10}^{(2)}(0)}} \tilde{\Psi}_{10}^{(2)}(\omega), \end{aligned} \quad (15)$$

где безразмерный параметр G зависит от величины градиента скорости течения Куэтта

$$G = \left(\tau_{20} / \tau_{\Gamma} \right)^2 \Psi_{10}^{(2)}(0). \quad (16)$$

В переменных x и $z(x)$ дифференциальное уравнение (14) является частным случаем уравнения Риккати

$$\frac{d}{dx} z(x) + z^2(x) = xz(x) + 3 \quad (17)$$

с дополнительным условием

$$z(0) = -\frac{3}{\tau_{\Gamma} \sqrt{\Psi_{10}^{(2)}(0)}} \int_0^{\infty} dt \Psi_{10}^{(2)}(t) = -\frac{3}{\sqrt{\Psi_{10}^{(2)}(0)}} \frac{\tau_{\vartheta}}{\tau_{\Gamma}}. \quad (18)$$

Здесь время τ_{ϑ} ($\Gamma \neq 0$) имеет смысл времени релаксации корреляционной функции $\Psi_{10}^{(2)}(t)$ ориентационных переменных. Для построения спектров КФ проще проводить количественный расчет функций $\Psi_{00}^{(2)}(\omega)$, $\Psi_{10}^{(2)}(\omega)$ и $\Psi_{20}^{(2)}(\omega)$ численным интегрированием системы уравнений (12) — (14) в безразмерных переменных

$$\tilde{\omega} = \omega \tau_{20}, \quad \tilde{\Psi}_0 = \tilde{\Psi}_{00}^{(2)} / \tau_{20}, \quad \tilde{\Psi}_1 = \tilde{\Psi}_{10}^{(2)} / \tau_{20}, \quad \tilde{\Psi}_2 = \tilde{\Psi}_{20}^{(2)} / \tau_{20}. \quad (19)$$

В этом случае уравнение (17) принимает вид

$$\frac{\partial \tilde{\Psi}_1}{\partial(i\tilde{\omega})} = -3 \left[\tilde{\Psi}_1(\tilde{\omega}) \right]^2 + \frac{1 - (1 - i\tilde{\omega}) \tilde{\Psi}_1(\tilde{\omega})}{G}, \quad (20)$$

и после выделения вещественной и мнимой частей функции $\tilde{\Psi}_1 = \tilde{\Psi}_1' + i\tilde{\Psi}_1''$ можно записать в виде системы двух дифференциальных уравнений

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{\Psi}_1'}{\partial \tilde{\omega}} &= 6\tilde{\Psi}_1' \tilde{\Psi}_1'' + \frac{\tilde{\Psi}_1'' - \tilde{\omega} \tilde{\Psi}_1'}{G}, \quad \frac{\partial \tilde{\Psi}_1''}{\partial \tilde{\omega}} = \\ &= -3 \left[\left(\tilde{\Psi}_1' \right)^2 - \left(\tilde{\Psi}_1'' \right)^2 \right] + \frac{1 - \tilde{\Psi}_1' - \tilde{\omega} \tilde{\Psi}_1''}{G} \end{aligned} \quad (21)$$

с условиями

$$\tilde{\Psi}_1'(0) = \frac{\tau_{\vartheta}(\Gamma \neq 0)}{\tau_{20}(\Gamma = 0)} \approx 1, \quad \tilde{\Psi}_1''(0) = 0. \quad (22)$$

Времена релаксации ориентационного движения в отсутствии течения τ_{20} и при его наличии τ_{ϑ} ($\Gamma \neq 0$) не идентичны, другими словами, значение коэффициента вращательной диффузии меняется с изменением неоднородности. Явный вид этой зависимости при произвольных значениях градиента течения установить пока не удалось.

Алгебраические уравнения (12) и (13) для Фурье образов корреляционных функций $\Psi_{00}^{(2)}(\omega)$ и $\Psi_{20}^{(2)}(\omega)$ в безразмерных переменных принимают простой вид

$$\tilde{\Psi}_0(\tilde{\omega}) = \tilde{\Psi}_2(\tilde{\omega}) = \frac{1}{1 - i\tilde{\omega} + 2G\tilde{\Psi}_1(\tilde{\omega})}. \quad (23)$$

Результаты численного интегрирования уравнений (21) и спектров (23) представлены графически на рисунках. На рис. 1 приведена зависимость вещественной части Фурье образа корреляционной функции $\tilde{\Psi}_0$ от безразмерной частоты $\tilde{\omega}$ для пяти разных значений безразмерного параметра G , зависящего от величины градиента скорости течения. В отсутствие поля скорости спектр функции $\tilde{\Psi}_0$ является лоренцианом с полушириной $\Delta\omega = 1/\tau_{20}$. Спектр же вещественной части корреляционной функции $\tilde{\Psi}_0(\tilde{\omega})$ при наличии неоднородности имеет дополнительный максимум, сильно зависящий от величины G . На рис. 2 приведены аналогичные зависимости вещественной части функции $\tilde{\Psi}_1(\tilde{\omega})$.

Таким образом, с помощью развитого нами метода удалось получить спектры КФ ориентационного движения разбавленным раствором эллипсоидальных частиц при наличии градиента скорости течения Куэтта. Наличие неоднородности меняет характер броуновского вращения эллипсоидов, что сказалось на форме спектра. Зависимость линии спектра от частоты уже не является лоренцевой, а имеет тонкую структуру в виде локальных максимумов. Положение по оси частот и пиковая интенсивность дополнительных максимумов зависят от величины градиента скорости течения, что дает возможность контролировать эти изменения внешними условиями.

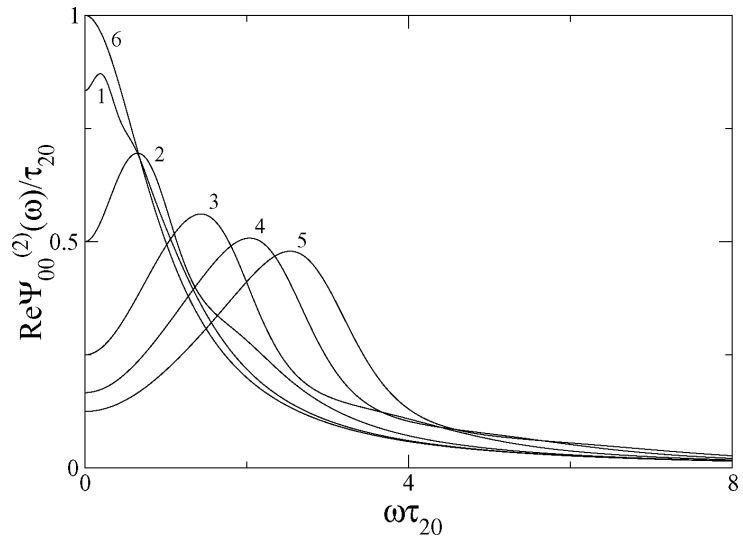


Рис. 1

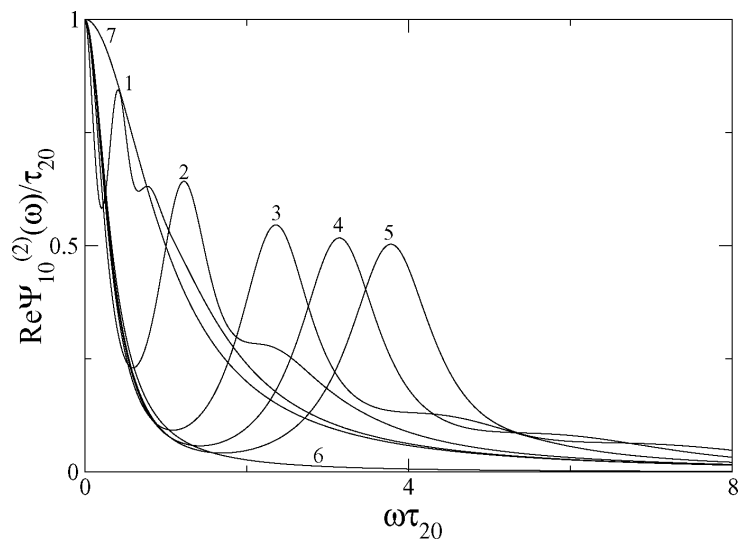


Рис. 2

Литература

1. Цветков В.Н., Эскин В.Е., Френкель С.Я. Структура макромолекул в растворах. — М.: Наука, 1964.
2. Коффи У., Ивенс М., Григолини П. Молекулярная диффузия и спектры. — М.: Мир, 1987.
3. Ломакин А.В., Носкин В.А. Изучение формы частиц методом оптического смешения // Письма в ЖЭТФ — 1978. Т.28. С. 592-5961.
4. Doppke H., Heller W. Light scattering of flow oriented nonspherical particles // J. Phys. Chem. — 1979. V. 83. P.1717-1727.
5. Валиев К.А., Иванов Е.Н. Вращательное броуновское движение // Успехи физических наук — 1973. Т.109. С.31-64.
6. Verne V.J., Pecora R. Dynamic light scattering. — Florida, 1990.
7. Штокман М.И. Спектроскопия рассеянного света в биологии и биофизике // Автометрия — 1980. №1. С.85-98.
8. Покровский В.Н. Статистическая механика разбавленных суспензий. — М.: Наука, 1978.
9. Hinch E., Leal L. Constitutive equations in suspension mechanics // J.Fluid Mech. — 1976. V.76. P.187-208.
10. Jeffery G.V. The motion of ellipsoidal particles immersed in a viscous fluid // Proc.Roy.Soc.A. 1922. V.102. P.161-169.
11. Давыдов А.С. Возбужденные состояния атомных ядер . — М.: Наука, 1967.
12. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. — М.: Наука, 1982.
13. Затовский А.В., Кирилюк А.В. Релеевское рассеяние света суспензией анизотропных частиц во внешнем электрическом поле // Физика аэродисперсных систем — 2003. В.40. С. 253-262.
14. Кирилюк А. В., Затовський О. В. До теорії деполяризованого розсіювання світла броунівськими частинками у зовнішньому електричному полі // Укр фізичн журнал — 2004. Т.49 — С. 570-572.

О. В. Затовський, Ю. А. Купріянова

До теорії орієнтаційного броунівського руху анізотропних частинок в куєтовому потоці

АНОТАЦІЯ

Вивчена поведінка часових кореляційних функцій орієнтаційного руху осесиметричних частинок та частотних спектрів цих кореляційних функцій у рідині зі стаціонарною течією Куєта. Теплові зміни орієнтації еліпсоїда описувались стохастичним рівнянням з вектором кутової швидкості, який мав додатковий регулярний вклад за рахунок неоднорідного потоку. Аналіз поведінки спектральних функцій орієнтаційного руху проведено на основі розвинутого авторами методу. Наявність орієнтаційного зовнішнього поля приводить до дуплетної структури спектрів.

Zatovsky A.V., Kupriyanova J. A.

To the theory of orientation Brownian motion of anisotropic particles in a Couette flow

SUMMARY

The behaviour of time-correlation functions of orientation motion of axisymmetric particles and frequency spectrum of these correlation functions in a liquid with stationary Couette flow is investigated. The thermal changes of orientation of ellipsoid were described by the stochastic equation with a vector of angular velocity containing the additional regular contribution due to a heterogeneous flow. The analysis of behaviour of spectral functions of orientation motion is carried out on a basis developed by the authors. The presence of an orientation external field results to doublet structure of spectra.

УДК: 533.9

В. И. Вишняков

Одесский национальный университет им. И. И. Мечникова

Статическая диэлектрическая проницаемость слоя термической плазмы

Рассмотрено электростатическое взаимодействие частиц конденсированной фазы в термической плазме атмосферного давления на примере параллельных плоскостей. Рассчитано электростатическое давление между плоскостями. Получено выражение для статической диэлектрической проницаемости слоя плазмы. Показана нелинейная зависимость диэлектрической проницаемости от толщины слоя плазмы и потенциала поверхности.

I. Введение

Термическая плазма представляет собой частично ионизированный изотермический газ, в котором ионизация атомов происходит за счет столкновений газовых частиц. Для повышения степени ионизации в газ вводится присадка легкоионизируемых атомов, например, атомов щелочных металлов с концентрацией 10^{16} - 10^{24} м⁻³. При температуре газа порядка 2000 -3000 К некоторая часть атомов присадки оказывается однократно ионизированной. Таким образом, рассматриваемая система представляет собой нейтральный газ атмосферного давления, содержащий однократно заряженные положительные ионы и электроны, то есть низкотемпературную плазму.

Диэлектрическая проницаемость плазмы рассматривается, в основном, применительно к распространению в плазме электрических и электроакустических волн [1-3]. Однако, для изучения взаимодействия пылевых частиц в плазме необходима диэлектрическая проницаемость в статическом пределе [4, 5]. В этом плане особенно интересным является зависимость диэлектрической проницаемости от свойств среды [6], так как это сказывается на результатах измерений. Например, измерение потенциала горячей частицы магния [7] непосредственно связано с изменением емкости слоя плазмы, происходящим в результате изменения температуры и состава плазмы в процессе горения.

В настоящей работе рассматривается диэлектрическая проницаемость слоя термической плазмы, ограниченной двумя плоскостями (например, электродами) при разных концентрациях легкоионизируемой присадки.

II. Электростатическое давление между плоскостями, ограничивающими слой плазмы

В термической плазме атмосферного давления, содержащей легкоионизируемую присадку с концентрацией N_A при температуре T образуется равное количество ионов и электронов с концентрацией $n_i = n_e = n_0$, определяемой уравнением Саха

$$n_0^2 = n_{a0} v_e \exp(-I/kT), \quad (1)$$

где I — потенциал ионизации атомов присадки, k — постоянная Больцмана, $n_{a0} = N_A - n_0$, v_e — эффективная плотность состояний электронов.

Наличие электродов, ограничивающих плазму, приводит к обмену электронами между плазмой и электродами так, что при электронейтральности системы в целом, электронейтральность слоя плазмы нарушается и $n_e \neq n_i$ в общем случае. Плазма оказывается неравновесной, что делает невозможным прямое использование равновесных функций распределения. Эту трудность можно обойти, если отсчитывать энергию не от нуля, что применимо к нейтральной плазме, а от некоторого уровня энергии $E_0 = -e\varphi_{pl}$, зависящего от зарядового состояния слоя плазмы, а потенциал, соответственно, отсчитывать от значения φ_{pl} , которое называется обобщенный потенциал плазмы (bulk plasma potential). В этом случае в уравнении (1) вместо потенциала ионизации следует использовать $I^* = I + e\varphi_{pl}$, а вместо невозмущенной концентрации n_0 — квазивозмущенную концентрацию $n_q = n_0 \exp(-e\varphi_{pl}/2kT)$ [8-10].

Такой подход позволяет использовать уравнение Пуассона — Больцмана для описания пространственного распределения потенциала в слое плазмы между заряженными плоскостями:

$$\frac{d^2\phi}{dr^2} = \frac{1}{r_D^2} \frac{kT}{e} \operatorname{sh}\left(\frac{e\phi}{kT}\right), \quad \Phi \rightarrow \frac{e\phi}{kT}, \quad x \rightarrow \frac{r}{r_D}, \quad \Phi' = \operatorname{sh}(\Phi), \quad (2)$$

где $r_D = \sqrt{\epsilon_0 kT / 2e^2 n_q}$ — длина экранирования, ϕ — электрический потенциал, который отсчитывается от φ_{pl} , то есть полное значение потенциала (которое можно измерить) равно $\varphi = \varphi_{pl} + \phi$.

Понизив порядок уравнения (2), получим

$$\Phi' = \mp 2 \sqrt{\operatorname{sh}^2\left(\frac{\Phi}{2}\right) + \delta}, \quad E = \pm \frac{2kT}{er_D} \sqrt{\operatorname{sh}^2\left(\frac{e\phi}{2kT}\right) + \delta} \quad (3)$$

где постоянная δ для случая, когда толщина слоя $d = r_2 - r_1 \geq 8r_D$, определяется выражением [11, 12]

$$\delta \cong -16 \operatorname{th}(\Phi_1/4) \operatorname{th}(\Phi_2/4) \exp(-d/r_D), \quad (4)$$

где Φ_1 — безразмерный потенциал левой плоскости, Φ_2 — правой.

Потенциал плазмы в случае $d \geq 8r_D$ определяется выражением [12]

$$\varphi_{pl} = -2 \frac{kT}{e} \operatorname{th} \left(\frac{e\phi_1 + e\phi_2}{4kT} \right).$$

Это означает, что полный (измеряемый) потенциал каждой из плоскостей непосредственно зависит от относительного потенциала данной плоскости и опосредовано через потенциал плазмы — от потенциала противоположной плоскости:

$$\phi_1 = \phi_1 - 2 \frac{kT}{e} \operatorname{th} \left(\frac{e\phi_1 + e\phi_2}{4kT} \right) \quad \phi_2 = \phi_2 - 2 \frac{kT}{e} \operatorname{th} \left(\frac{e\phi_1 + e\phi_2}{4kT} \right).$$

Если существует взаимодействие плоскостей, то должна возникать сила, характеризующая это взаимодействие. Мы можем определить электростатическое давление, действующее на ограничивающие плазму плоскости. Рассмотрим одну из плоскостей, допустим левую. Слева и справа от плоскости существует электрическое поле:

$$E_{left} = 2 \frac{kT}{er_D} \operatorname{sh}(\Phi_1/2),$$

так как слева от плоскости — полубесконечная плазма, то есть $\delta = 0$;

$$E_{right} = -2 \frac{kT}{er_D} \operatorname{sgn}(\Phi_1) \sqrt{\operatorname{sh}^2(\Phi_1/2) + \delta}.$$

Разница электрических полей обеспечивает наличие электростатического давления [12]

$$P = \frac{\epsilon_0}{2} (E_{left}^2 - E_{right}^2) = -\frac{\epsilon_0}{2} \left(\frac{kT}{er_D} \right)^2 \delta. \quad (5)$$

Из выражения (5) следует очевидный вывод, что отталкивание или притяжение плоскостей определяется знаком константы δ . Если $\delta > 0$, то распределение потенциала между плоскостями является монотонной функцией, относительные потенциалы плоскостей имеют разный знак

$\text{sgn}(\Phi_1) = -\text{sgn}(\Phi_2)$ и плоскости притягиваются. Если $\delta < 0$, то распределение потенциала между плоскостями имеет локальный минимум, относительные потенциалы плоскостей имеют одинаковый знак $\text{sgn}(\Phi_1) = \text{sgn}(\Phi_2)$ и плоскости отталкиваются.

Для случая, когда расстояние между плоскостями $d \gg r_D$, электростатическое давление (5) можно, с учетом выражения (4) привести к виду:

$$P = 8\varepsilon_0 \left(\frac{kT}{er_D} \right)^2 \text{th} \left(\frac{e\phi_1}{4kT} \right) \text{th} \left(\frac{e\phi_2}{4kT} \right) \exp \left(\frac{-d}{r_D} \right) \quad (6)$$

III. Диэлектрическая проницаемость слоя плазмы

Электростатическое давление, как мы видим из (6), нелинейно зависит от величины потенциального барьера на границе электрод — плазма. Рассмотрим случай малых потенциальных барьеров $e\phi_1, e\phi_2 \ll kT$, когда эту зависимость можно линеаризовать:

$$P = \frac{\varepsilon_0}{2} \frac{\phi_1 \phi_2}{r_D^2} \exp \left(\frac{-d}{r_D} \right) \quad (7)$$

Отсюда видно, что при малых величинах потенциального барьера электростатическое давление зависит, кроме потенциалов поверхности, только от длины экранирования. Сравним это выражение с давлением, действующим на пластины плоского конденсатора, заряженного до напряжения V : $P = \varepsilon_0 \varepsilon V^2 / 2d^2$, где d — расстояние между пластинами конденсатора [13]. Положим $\phi_1 = \phi_2 = \phi_s$, $d / r_D \equiv L$. Тогда получим из (7)

$$P = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 \phi_s^2}{2d^2}, \quad \varepsilon = L^2 \exp(-L), \quad (8)$$

где ε — некоторая макроскопическая характеристика слоя плазмы, которую можно рассматривать как статическую диэлектрическую проницаемость.

Выражения (7) и (8) справедливы только при условии $L \gg 1$. Более общее выражение можно получить из линеаризации уравнения (3):

$\Phi' = \pm 2\sqrt{(\Phi/2)^2 + \delta}$. Отсюда получим для $\phi_1 = \phi_2 = \phi_s \ll kT/e$:

$$\delta = \left(\frac{e\phi_s}{kT} \right)^2 \frac{1}{2\text{sh}(L)}; \quad \varepsilon = \frac{L^2}{2\text{sh}(L)}. \quad (9)$$

Зависимость электростатического давления, диэлектрической проницаемости ε и удельной емкости слоя плазмы $C/S = \varepsilon\varepsilon_0/d$ (S — площадь электродов) от относительного расстояния между плоскостями L представлена на рис.1 для термической плазмы при температуре $T = 2000\text{K}$, потенциале поверхности плоскостей $\phi_s = 0.015\text{ В}$ и концентрации присадки калия $N_A = 10^{20}\text{ м}^{-3}$.

Представленная функция $\varepsilon(L)$ имеет максимум при толщине слоя $L_0 = 1.915$, определяемой уравнением $L_0 = 2 \tanh(L_0)$. Из графика рис.1 видно, что ε , стремится к нулю при уменьшении толщины слоя относительно L_0 , так как в этом случае перекрываются области пространственного заряда и повышается проводимость плазмы, стремясь к проводимости электродов при $L = 0$. Увеличение толщины слоя относительно L_0 приводит к снижению взаимодействия пластин за счет экранирования их заряда плазмой.

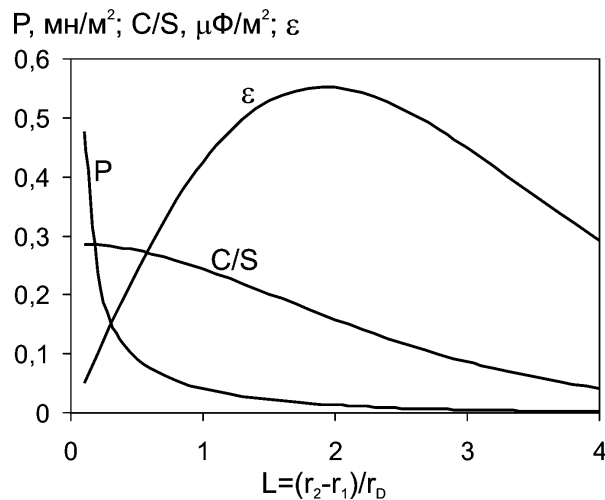


Рис. 1. Зависимость электростатического давления, удельной емкости и диэлектрической проницаемости от относительной толщины слоя плазмы.

Длина экранирования зависит от концентрации присадки и температуры $r_D(T) = \sqrt{\varepsilon_0 kT / 2e^2 n_0(T)}$, так как этим определяется константа Саха (1) и, соответственно, невозмущенная концентрация, в пренебрежении смещением ионизационного равновесия. Зависимость электростатического давления на пластины, ограничивающие слой плазмы толщиной $d = 10$ микрон,

от температуры (рис.2.) также имеет максимум, определяемый изменением длины экранирования и, соответственно относительной толщины слоя $L(T)$.

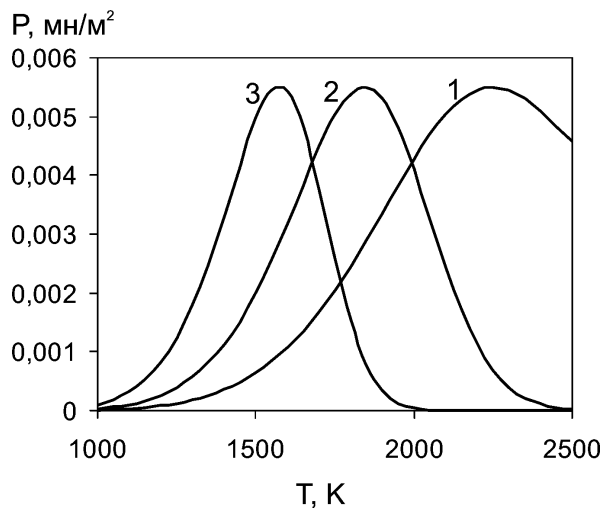


Рис. 2. Зависимость электростатического давления от температуры слоя плазмы толщиной 10 микрон при различных концентрациях присадки: 1 — $N_A = 10^{18} \text{ м}^{-3}$; 2 — $N_A = 10^{20} \text{ м}^{-3}$; 3 — $N_A = 10^{22} \text{ м}^{-3}$.

Когда условие малости потенциальных барьеров на границе электрод — плазма не применимо, выражение для диэлектрической проницаемости плазмы (9) необходимо дополнить еще одним множителем, отвечающим за нелинейную зависимость от потенциала поверхности:

$$\varepsilon = \frac{L^2}{2 \operatorname{sh}(L)} \left[\frac{\tanh(e\phi_s / 4kT)}{e\phi_s / 4kT} \right]^2 \quad (10)$$

Отсюда видно, что увеличение потенциального барьера приводит к уменьшению ε , что означает снижение поляризуемости плазмы с увеличением экранирующего действия слоя пространственного заряда на границе раздела фаз. Для иллюстрации поставим мысленный эксперимент. Пусть слой воздуха ограничен двумя металлическими плоскостями при комнатной температуре. Пусть, далее, одна из плоскостей импульсно приобрела температуру 2000К на 5 секунд, после чего приток тепла прекратился — это, в некоторой степени, моделирует горение частицы [7]. Будем считать концентрацию эмитированных электронов и высоту потенциального барьера на границе плоскость — газ постоянными. Таким образом, будем учитывать толь-

ко изменение температуры слоя плазмы — прогрев и остывание. На рис.3 представлены временные зависимости изменения емкости слоя плазмы при разных значениях высоты потенциального барьера.

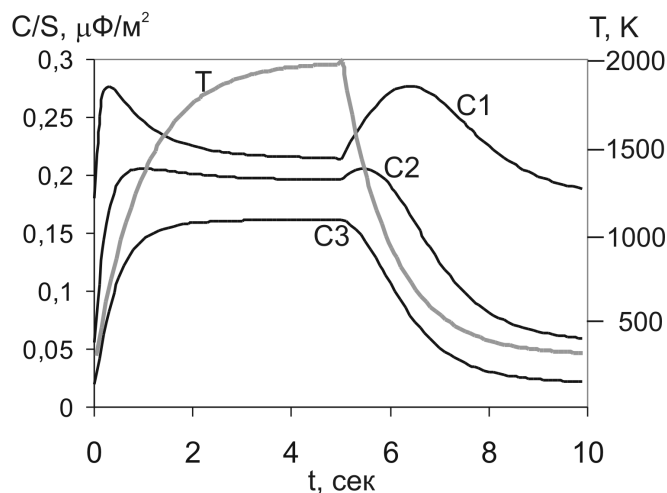


Рис. 3. Изменение во времени температуры и удельной емкости слоя плазмы для разных значений высоты потенциального барьера: 1 — $e\phi_s = 0,15$ эВ; 2 — $e\phi_s = 0,25$ эВ; 3 — $e\phi_s = 0,5$ эВ.

Изменение емкости слоя связано с изменением потенциала плазмы, который при условии $e\phi_s \gg kT$ стремится к насыщению, то есть остается постоянной величиной и не зависит от изменения относительного потенциала поверхности. Это означает, что при больших значениях поверхностного потенциала слой плазмы, заключенный между электродами, не может рассматриваться как один конденсатор. Эквивалентная схема такой системы должна представлять собой набор последовательно соединенных конденсаторов, каждый из которых соответствует слою плазмы со своей степенью возмущения: например, слой пространственного заряда и слой невозмущенной плазмы. Соответственно, каждому слою плазмы должно соответствовать свое значение диэлектрической проницаемости, то есть понятие диэлектрической проницаемости всего слоя плазмы теряет смысл в сильно нелинейных системах, хотя и может использоваться для оценки низкочастотной проводимости.

IV. Заключение

Из проведенного анализа следует, что статическая диэлектрическая проницаемость слоя плазмы нелинейно зависит от толщины слоя и температу-

ры плазмы, что связано с нелинейной зависимостью потенциала плазмы от высоты потенциального барьера на границе раздела фаз. Увеличение высоты потенциального барьера приводит к увеличению экранирующего действия слоя пространственного заряда за счет неравновесных носителей заряда, возникающих в результате изменения степени ионизации атомов присадки, что вызывает уменьшение поляризуемости слоя плазмы.

Изложенное выше можно распространить на взаимодействие пылевых частиц (или частиц дыма), размер которых много больше длины экранирования. В этом случае можно сделать вывод, что взаимодействие частиц нелинейно зависит от их заряда, причем с увеличением заряда относительная сила взаимодействия уменьшается. Если при малых зарядах пылевых частиц любое изменение заряда какой-либо частицы влечет за собой изменение силы взаимодействия за счет изменения потенциала плазмы, то при больших зарядах частиц этого не происходит. Флуктуации заряда на поверхности сильно заряженных пылевых частиц вызывают только колебания окружающего их слоя пространственного заряда, но не влияют на взаимодействие с другими частицами. В этом плане можно сказать, что с увеличением заряда пылевых частиц уменьшается диссипация энергии пылевой компоненты.

Литература

1. Molotkov V.I., Nefedov A.P., Torchinski V.M., Fortov V.E., Khrapak A.G. Dust acoustic waves in a dc glow-discharge plasma. // *JETP*. — 1999. — **89**. — P. 477-480.
2. Shukla P.K. A survey of dusty plasma physics. // *Phys. Plasmas*. — 2001. — **8**. — P. 1791-1803.
3. Tskhakaya D.D., Shukla P.K., Tsintsadze N.L. Electrodynamics and Dispersion Properties of a Magnetoplasma Containing Elongated and Rotating Dust Grains. // *JETP*. — 2001. — **93**. — P. 301-312.
4. Lu C. — Y. D. The static dielectric constant of a colloidal suspension. // *J. Chem. Phys.* — 2001. — **115**. — P. 4904-4908.
5. Ricci P., Lapentaa G., de Angelis U., Tsytovich V. N. Plasma kinetics in dusty plasmas. // *Phys. Plasmas*. — 2001. — **8**. — P. 769-776.
6. Amadeia A., Apol M.E.F., Brancato G., Di Nola A. Theoretical equations of state for temperature and electromagnetic field dependence of fluid systems, based on the quasi-Gaussian entropy theory. // *J. Chem. Phys.* — 2002. — **116**. — P. 4437-4449.
7. 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.
8. Вишняков В.И. Свойства изотермического контакта металл — плазма

- продуктов сгорания. // Физика аэродисп. систем. — Киев-Одесса.: Вища школа. — 1989. — **32**. — С. 147-157.
9. Вишняков В.И., Драган Г.С., Маргашук С.В. Межфазные взаимодействия в низкотемпературной плазме. // Химия плазмы. — М.: Энергоатомиздат. — 1990. — Вып.16. — С. 98 — 120.
 10. Vishnyakov V.I., Dragan G.S. Electron and Ion Statistics in the Thermal Plasma with Condensed Phase. // Ukr. J. Phys. — 2004. — 49 (2). — P. 132-137.
 11. Вишняков В.И., Драган Г.С. Распределение электростатического потенциала в низкотемпературной плазме во внешнем электрическом поле плоского конденсатора. — Одесса.: ОГУ. — 1986. — Деп. в УкрНИИТИ № 2295 — Ук86. — 18 с.
 12. Vishnyakov V.I., Dragan G.S. The electrostatic interaction of charged planes in the thermal collision plasma: Detail investigation and experimental checkout. // Phys. Rev. E. (в печати).
 13. Поль Р.В. Учение об электричестве. — М.: Физматгиз. — 1962. 516 с.

В. І. Вишняков

Статична діелектрична прозорість слою термічної плазми

АНОТАЦІЯ

Розглянута електростатична взаємодія часток конденсованої фази у термічній плазмі атмосферного тиску на прикладі паралельних площин. Розраховано електростатичний тиск між площинами. Знайдено вираз що до статичної діелектричної прозорості слою плазми. Показано нелінійна залежність діелектричної прозорості від товщини слою плазми та потенціалу поверхні.

Vishnyakov V. I.

The static dielectric constant of a thermal plasma layer

SUMMARY

Electrostatic interaction of the condensed particles in the thermal plasma of atmospheric pressure on the example of parallel planes is studied. Electrostatic pressure between planes is calculated. Expression for the static dielectric constant of the plasma layer is obtained. Nonlinear dependences of the dielectric constant on the plasma layer thickness and surface potential are shown.

К. И. Семенов

Одесский национальный университет им. И. И. Мечникова

Заряд движущихся в воздухе высокотемпературных сферических частиц металлов

Приводятся результаты измерений электрического заряда высокотемпературных сферических частиц вольфрама, молибдена, тантала и меди, радиусом порядка 100 мкм, движущихся в воздухе при нормальных условиях. Расчёт заряда проводился на основании данных по смещению частиц в однородном электрическом поле. Эксперимент показал, что частицы могут иметь как положительный, так и отрицательный по знаку заряд. Приведены данные по измерению плотности конденсированной дисперсной фазы в окрестностях частицы и расчёт заряда частицы, с учётом зависимости плотности дисперсной фазы и работы выхода от температуры.

Высокотемпературные металлические частицы используются в порошковой металлургии, химической промышленности, при сварке, они также образуются при искрении контактов, падении метеоритов, ударах молнии и т. д. Высокая температура приводит к эмиссии зарядов и испарению материала частиц, который образует вокруг частицы конденсированную дисперсную фазу. Обмен зарядом между частицей и конденсированной дисперсной фазой приводит к появлению на частице избыточного заряда.

В [1], [2] рассмотрена зарядка высокотемпературных частиц ряда металлов. Показано, что если работа выхода электрона с металлической частицы A_1 больше работы выхода с наночастиц дисперсной фазы A_2 , то металлическая частица может получить избыточный отрицательный заряд вследствие того, что поток отрицательного заряда из дисперсной фазы на частицу больше потока электронов с частицы. Например, работа выхода электрона из расплава меди $A_1=5,5$ эВ [3], а работа выхода электрона с поверхности наночастиц дисперсной фазы Cu_2O , окружающей каплю расплава меди, $A_2=4,9$ эВ [3], в результате чего частица должна иметь отрицательный заряд, что наблюдается, см. рис.1, при экспериментальном исследовании термоэмиссионной зарядки капель расплава меди и других металлов [4], [5]. В приведенных работах не учитывалась зависимость концентрации наночастиц конденсированной дисперсной фазы от параметров частицы.

Очевидно, что поток заряда из дисперсной фазы должен зависеть как от работы выхода с наночастиц, так и от концентрации наночастиц дисперсной фазы. Поэтому изучение её свойств совершенно необходимо при рассмотрении термоэмиссионной зарядки частиц.

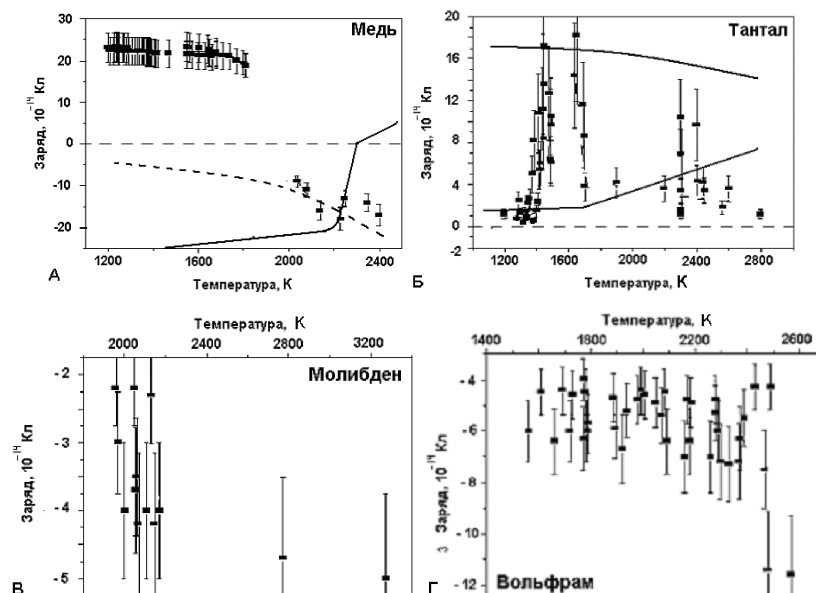


Рис. 1. Зависимости заряда частиц от их температуры.

В работах [6], [7] расчёт концентрации наночастиц дисперсной фазы, окружающей частицу, проводился в предположении, что частица окружена сферически симметричным облаком дисперсной фазы, см. рис. 2А. Поэтому толщина осевшего слоя дисперсной фазы определялась как

$$h = 2\sqrt{(L+r)^2 - (l+r)^2}, \quad (1)$$

где L — некоторое характерное расстояние, которое определяется как $L = l + 100$ мкм на том основании, что при удалении от поверхности частицы на каждые 100 мкм поверхностная плотность уменьшалась на порядок [6]. Объем воздушного столба, из которого выпадает дисперсная фаза, определялся как $V = \Delta S \cdot h$ и по количеству выпавших частиц N находилась их объёмная концентрация

$$n = \frac{N}{V}. \quad (2)$$

В [8] показано, что выражение (1) и (2) не соответствуют наблюдаемой форме дисперсной фазы. Из результатов синхронизированной фотосъёмки,

см. фотографии на рис. 3, следует, что облако наночастиц дисперсной фазы вокруг движущейся в воздухе частицы имеет цилиндрическую симметрию и коническое осевое сечение. На фотографии движение частицы направлено слева направо, величина экспозиции составляет 10^{-3} с. Цифровая обработка снимков частиц из других примененных металлов и сопоставление скорости частицы с данными измерений конфигурации облака дисперсной фазы на фотографиях показывает, что у всех частиц конденсированная фаза имеет форму изображённую на рис. 3. Поэтому определение объёма, из которого выпадает дисперсная фаза, более корректно проводить в соответствии с рис. 2Б. Радиальное распределение плотности наночастиц дисперсной фазы восстанавливалось при помощи процедуры обратного преобразования Абеля. Для частиц из меди такие расчёты показали, что плотность наночастиц падает в 5,4 раза при удалении на каждые 100 мкм. При этом использовались данные по экстинкции облака конденсированной дисперсной фазы, полученные по методике, изложенной в [9]. Плотность дисперсной фазы вблизи частицы, согласно расчётам по схеме, соответствующей рис. 3 меньше, чем приведено в [8] ($1,37 \cdot 10^{17} - 7,3 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$) на порядок.

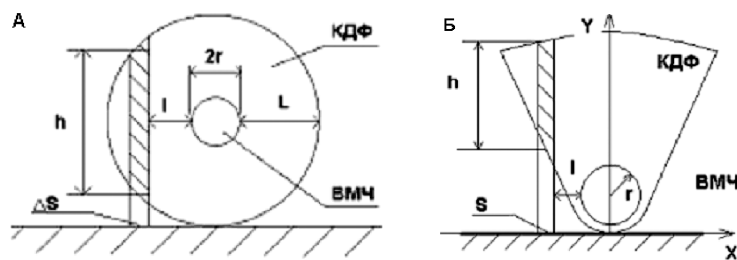


Рис. 2. Форма облака дисперсной фазы и схема расчёта плотности дисперсной фазы.

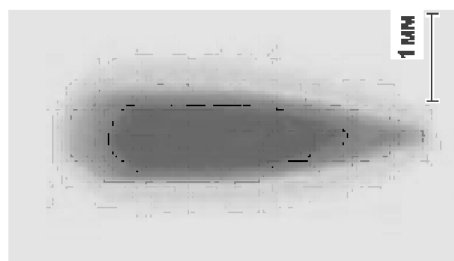


Рис. 3. Негатив фотоснимка движущейся в воздухе частицы меди диаметром 250 мкм.

Наночастицы конденсированной дисперсной фазы также способны переносить заряд. Интенсивность переноса зависит от соотношения действующих на наночастицы сил. Сила взаимодействия Кулона между наночастицей, несущей один элементарный заряд, и частицей, имеющей заряд 10^{-13} Кл, при расстоянии между их центрами 120 мкм, оказалась порядка 10^{-15} Н. Сила взаимодействия наведенного в наночастице дипольного момента с полем частицы — порядка 10^{-22} Н. Сила термофореза [10] оказалась порядка 10^{-14} Н. Такая величина силы термофореза обусловлена большим температурным градиентом ($\sim 10^7$ К/м), который вычислялся на основании выражения [11]

$$T = \frac{q}{4\pi\lambda R} \exp\left(-\frac{\nu R}{2\chi}\right) + T_{\infty}, \quad (3)$$

где R — расстояние от точки с мощностью тепловыделения q до точки с температурой T , движущейся со скоростью ν ;

λ , χ — теплопроводность и температуропроводность воздуха соответственно; T_{∞} — температура воздуха вдали от источника тепла. Уравнение (3) составлялось для двух значений радиуса, для которых вычислялась температура, а затем определялся градиент как отношение разности вычисленных температур к разности взятых значений радиусов. Сила сопротивления определялась по [12] (из-за громоздкости выражение здесь не приводится) и оказалась в рассматриваемых условиях порядка 10^{-12} Н. Вычисленная на основании имеющихся значений действующих на наночастицу сил скорость её перемещения от частицы составила $\sim 4,4 \cdot 10^{-2}$ м/с.

В результате движения частицы, время нахождения наночастиц в пространстве около частицы определяется через их относительную скорость, которая зависит от расстояния наночастиц от поверхности частицы и зависит от толщины динамического пограничного слоя. Толщина динамического пограничного слоя оценивалась как $\delta \sim 2R_v \text{Re}^{-0.5}$ и для частиц из меди оказалась равной 75 — 100 мкм. Если рассматривать начальный этап движения медной частицы, когда дисперсная фаза образуется на расстоянии 12 мкм от поверхности частицы, то, в предположении линейного характера изменения скорости в пограничном слое и скорости частица 0,69 м/с, искомое время составляет 2 мс. За это время частица дисперсной фазы успевает удалиться на расстояние 88 мкм от частицы. Результат расчётов соответствует наблюдаемому расхождению контуров осевого сечения дисперсной фазы.

Приведенные выше значения плотности дисперсной фазы относились к начальному этапу движения частицы. По мере остывания частицы плотность дисперсной фазы вблизи частицы падает, это падение определяется интенсивностью возгонки вещества частицы и скоростью его ухода от частицы. Массу m_T испаряющегося в единицу времени вещества с молекулярной массой μ и температурой T можно приближённо определить по уравнению Герца-Ленгмюра (иногда называемом уравнением Кнудсена-Ленгмюра)

$$m_T = \alpha (p_H - p_0) / \sqrt{2\pi \frac{RT}{\mu}}, \quad (4)$$

где α — коэффициент испарения; p_H и p_0 — давление насыщенных паров материала частицы и давление паров на расстоянии длины свободного пробега от поверхности твёрдого тела соответственно.

На рис. 4 представлен график вычисленного отношения массы m_T возгоняемого вещества при температуре T к количеству m_{2600} возгоняемого вещества при температуре 2600 К

$$\frac{m_T}{m_{2600}} = \frac{2600 p_H}{T p_{2600}} = \frac{2600}{T} 10^{-\frac{16565}{T} + 1,027 \lg T + 2,8639} \quad \text{в предположении малости } p_0$$

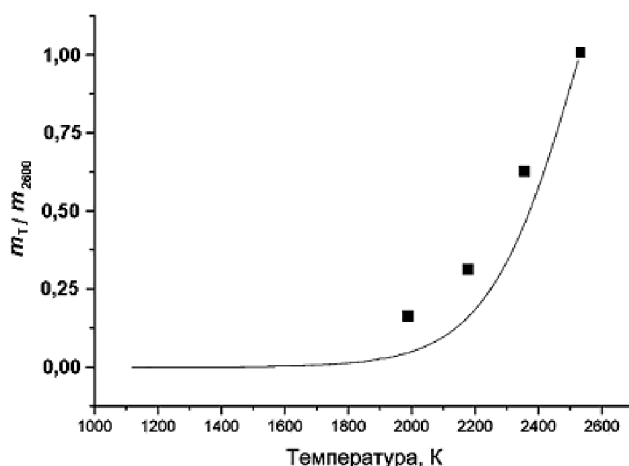


Рис. 4. Экспериментальные (чёрные квадраты) и вычисленные (сплошная линия) значения изменения относительной интенсивности сублимации для медной частицы.

Были также сделаны расчёты отношения m_T / m_{2600} по экспериментальным данным массы дисперсной фазы, осаждённой на подложку, результаты которого приведены на рис. 4 (при этом масса осаждённого оксида пересчитывалась в массу меди в предположении, что дисперсная фаза состояла из Cu_2O). Расчётные и экспериментальные, в том числе основанные на фотографиях треков частиц, данные показывают приблизительно одинаковый

темп падения плотности дисперсной фазы по мере падения температуры частицы меди.

Полученные данные по изменению плотности дисперсной фазы были использованы для расчёта заряда частиц по модели, изложенной в [10]. Выражения для расчёта из [13] здесь дополнены членами, учитывающими зависимость работы выхода от температуры и наличие свободных электронов вблизи поверхности частицы. Уравнение зарядки частицы выглядит следующим образом

$$\frac{dQ}{dt} = \pi \cdot r^2 n_{O_2} \left[v_{O_2} - \Psi(Q) \right] \cdot e + \pi \cdot r^2 n_e \left[v_e - \Psi(Q) \right] \cdot e - 4\pi \cdot r^2 F(Q) A T_1^2 \exp \left[-\frac{A_1 - \Delta A_1}{k T_1} \right] \exp \left[-\frac{1}{k} \left(\frac{dA_1}{dT} \right) \right] \quad (5)$$

Первый член в правой части (5) определяет поток отрицательных ионов кислорода из дисперсной фазы на поверхность частицы. Ионы кислорода образуются вследствие прилипания электронов к молекулам кислорода. Определяется этот поток как произведение площади поверхности частицы

$S = 4\pi \cdot r^2$ на концентрацию отрицательных ионов кислорода n_{O_2} , на одну четвертую часть средней скорости ионов кислорода, с учетом их торможения в электростатическом поле частицы, и на заряд электрона. Второй член в (5) аналогичным образом выражает поток электронов на частицу через плотность свободных электронов n_e и их среднюю скорость v_e . T_2 — температура границы образования дисперсной фазы. Функция величины отрицательного заряда частицы $\Psi(Q)$, учитывающая торможение потока ионов O_2 внутри кинетической зоны получена в работе [14]. Коэффициент $F(Q)$ определяет ослабление потока электронов с поверхности частицы за счет их упругого рассеяния молекулами азота, при котором часть электронов возвращается на частицу, и является функцией величины отрицательного заряда частицы. ΔA_1 — изменение работы выхода электрона с поверхности частицы, обусловленного эффектом Шоттки. При определении концентрации электронов в дисперсной фазе можно исходить из того, что электроны эмитируются совокупной поверхностью частиц дисперсной фазы и их поток равен потоку ионов кислорода (образующихся при прилипании термоэлектронов к молекулам кислорода) на совокупную поверхность [6], при этом концентрация ионов кислорода определяется выражением

$$n_{O_2} = 4AT_2^2 \left(\frac{8e^2 kT_2}{\pi m_{O_2}} \right)^{-\frac{1}{2}} \exp \left(-\frac{A_2}{kT_2} \right). \quad (6)$$

При таком определении концентрация ионов кислорода не зависит от концентрации частиц дисперсной фазы. Для исследованных высокотемпературных частиц это не всегда верно и, как показано в [10], концентрацию необходимо вычислять по формуле

$$n_{O_2} = 2 \left(\frac{m_e kT_2}{2\pi h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left(-\frac{A_2}{kT_2} \right) * \left(\sqrt{\frac{1}{4} + n \left(\frac{m_e kT_2}{2\pi h^2} \right)^{-\frac{3}{2}}} - \frac{1}{2} \right), \quad (7)$$

где m_e — масса электрона; h — постоянная Планка; n — плотность частиц дисперсной фазы в окрестностях частицы. Расчёт согласно (7) показал, что в слое толщиной 20 мкм вокруг медной частицы при 2500 К, размерах частиц дисперсной фазы 200 нм и их концентрации порядка 10^{18} м^{-3} плотность электронов составляет 10^{17} м^{-3} .

На рис.1 приведены результаты измерения заряда частиц, проведенных по методике, изложенной в [13]. На рис.1А представлены экспериментальные (черные прямоугольники) и расчетные результаты зависимость равновесного заряда на сферической частице меди $r=117$ мкм от ее температуры. Сплошная линия показывает зависимость, приведенную в [6]. Пунктиром обозначена зависимость, вычисленная по (5), (7). Решение оказалось весьма устойчивым по отношению к начальной плотности конденсированной фазы, значения слабо менялись при повышении плотности до 10^{22} м^{-3} . Решение по (5), (7), в отличие от приведенного в [6], отражает тенденцию изменения заряда, которая наблюдается на эксперименте. В настоящее время разрабатывается несколько иной подход к составлению уравнения (5), который позволит ещё более приблизить расчётные значения заряда к полученным в эксперименте. На рис.1Б представлены аналогичные зависимости (черные прямоугольники — экспериментальные значения заряда, сплошная линия — расчетные значения, верхняя при использовании (5), (7), нижняя — [6] частицы тантала с $r=185$ мкм. Конденсированная дисперсная фаза частиц из тантала по предположению состоит из наиболее стабильного оксида Ta_2O_5 , имеющего работу выхода $A_2=4,65$ эВ [3]. Предельная максимальная температура существования дисперсной фазы ограничивается ве-

личной $T_2=1743\text{K}$, — температурой плавления оксида с разложением. В данном случае работа выхода с поверхности металлической частицы меньше работы выхода с наночастицы дисперсной фазы. И при достаточно высокой плотности наночастиц дисперсной фазы это способствует накоплению на частице тантала положительного заряда, что подтверждается экспериментально. При расчётах не учитывалось, что состав конденсированной фазы может меняться при достижении температуры образования соответствующего оксида, чем, по-видимому, объясняются пики на экспериментальных зависимостях.

При оценке адекватности эксперименту расчётов по модели следует учитывать и то, что в литературе не приводятся данные по значению термоэмиссионной постоянной металлических частиц и дисперсной фазы использовалось теоретическое значение $A=1,2 \cdot 10^6 \text{ A/m}^2$, а также, что дисперсная фаза тантала кроме оксида Ta_2O_5 содержит оксиды TaO_2 и TaO , значения работ выхода с которых в справочной литературе не удалось найти и поэтому не представилось возможности учесть их влияние на исследуемый процесс. Кроме того, модель [4] не учитывает целый ряд других процессов. Например, возгоняемый с поверхности металл должен конденсироваться, образуя всё более увеличивающиеся кластеры, которые при малых размерах проявляют неметаллические свойства, и работа выхода с них может, как возрастать, так и уменьшаться [15].

Литература

1. Suslov A.V., Trunov M.A., Semionov K.I. Receiving Micro-Nano Particles in the air // *J. of Aerosol Sci.*, - 1993. — Vol.24. — P.479-480.
2. Semenov K.I., Kalinchak V.V. Features of the condensed disperse phase formed around of a high-temperature metal particle moving in gas// 2nd International Conference PHYSICS OF LIQUID MATTER: MODERN PROBLEMS. — Kiev (Ukraine), 2003. — 2-11.P. P. 53.
3. Эмиссионные свойства материалов/ Фоменко В.С. — К.: Наукова думка, 1981. — 338с.
4. Семенов К.И., Лялин Л.А., Калинчак В.В. Термоэмиссионная зарядка седиментирующих металлических частиц// Тр. XX конференции стран СНГ „Дисперсные системы”. — Одесса. 2002. — С.241-242.
5. Semenov K.I., Lyalin L.A., Kalinchak V.V., Kopit N.H. Electro- mass transfer from the surface of the high-temperature metal particle in not isothermal conditions// 2nd International Conference PHYSICS OF LIQUID MATTER: MODERN PROBLEMS. — Kiev (Ukraine). 2003. — 2-10.P. P. 53.
6. Суслов А.В. Тепло-электрофизические аспекты монодиспергирования металлов повышенной тугоплавкости: Дис. ... д-ра. физ. — мат.наук: Одесса, 1998. 322 с.
7. Suslov A.V. Interaction of Cluster-Ion Media the Metal's Surface// Abstracts

- of the 14th Annual Meeting of the American Ass. for Aerosol Research. — Pittsburgh, USA, 1995. — P. 174.
8. Semenov K.I., Kalinchak V.V. Features of the condensed disperse phase formed around of a high-temperature metal particle moving in gas// 2nd International Conference PHYSICS OF LIQUID MATTER: MODERN PROBLEMS. — Kiev (Ukraine), 2003. — 2-11.P. P. 53.
 9. Корнилов В.Н., Шошин Ю.Л., Альтман И.С., Семенов К.И. Структура зоны горения и радиационных теплотерь одиночных частиц магния, которые горят в условиях естественной и вынужденной конвекции//Тр. международной конференции „Проблемы горения, баллистики и механики соударений”. Одесса. 2001 г. С. 122-128.
 10. Tong N.T., Bird G.A. The thermal force in the Low Density Limit// J. Colloid Int. Sci. — 1971. — Vol.35, №3. — P. 403-408.
 11. Шубин Ф.В. Тепловые процессы при сварке. Учебник. — Под ред. В.М.Качалова. — М.: Моск.энерг.ин-т, 1985. — 44 с.
 12. Beresnev S.A., Chernyak V.G., Fomyagin G.A. // Motion of a spherical particle in a rarefied gas. Part 2. Drag and thermal polarization. J. Fluid Mach. 1990. V.219. — P.405.
 13. Lyalin L.A., Semenov K.I., Kalinchak V.V., Kopit N.H. Termoemission charging of sedimenting spherical metal particles// International Conference on the Physics Dusty and Combustion Plasmas “Dusty plasmas in application”. Odessa, Ukraine, 2004. P. 167-170.
 14. Лялин Л.А. Метод граничной сферы в теории фотоэмиссионной зарядки сферической седиментирующей аэрозольной частицы. //Физика аэродисперсных систем. — Одесса, 2001. Вып. 38. — С. 36-44.
 15. Нагаев Э.Л. Малые металлические частицы// Успехи физических наук. 1992, т. 162, №9. — С. 49-124.

К. І. Семенов

**Заряд рухомих в повітрі високотемпературних
сферичних частинок металів**

АНОТАЦІЯ

Наводяться результати вимірювань електричного заряду високотемпературних сферичних частинок вольфраму, молібдену, танталу і міді, радіусом десь 100 мкм, рухомих в повітрі за нормальних умов. Розрахунок заряду проводився на підставі даних по зсуву частинок в однорідному електричному полі. Експеримент показав, що частинки можуть мати як позитивний, так і негативний по знаку заряд. Приведені дані по вимірюванню густини конденсованої дисперсної фази в околицях частинки і розрахунок її заряду з урахуванням залежності густини дисперсної фази і роботи виходу від температури.

Semenov K. I.

**Charge of high temperature spherical particles
of metals that moving in air**

SUMMARY

Results over of measurings of electric charge of high temperature spherical particles of tungsten, molybdenum, tantalus and copper are brought, by a radius about 100 mkm, moving in mid air at normal condition. The calculation of charge was conducted on the base of data on displacement of particles in the homogeneous electric field. The experiment showed that particles can have both positive and negative sign charge. Data on measuring of closeness of the condensed dispersion phase in the environs of particle and calculation of particle charge are resulted, taking into account dependence of closeness of dispersion phase and work of output on a temperature.

A. V. Loboda, D. A. Korchevsky
Odessa National Polytechnic University

Elementary processes in a collisionally pumped plasma: 2. Calculation of the electron-collisional excitation cross- sections in the ne-like plasma

New consistent gauge invariant quantum electrodynamics approach to description of elementary electron processes in a collisionally pumped plasma, developed earlier, is applied to test calculation of the electron-collision strength and rate coefficients for the de-excitation (excitation) processes in the Ne-like multicharged ions plasma (Ne-like Ba and incident electron energy 5,69keV).

In ref.[1,2] (see also [3]) the generalized energy approach in consistent gauge invariant formulation had been at first used for consistent quantum electrodynamics (QED) description of elementary electron processes in a collisionally pumped plasma. It was developed an optimal scheme for gauge invariant calculation of the electron-collision strength and rate coefficients for the de-excitation (excitation) processes in the Ne-like multicharged ions plasma with further estimate of the optimal plasma parameters for X-ray lasing. In this paper, which goes on our studying elementary electron processes in a collisionally pumped plasma, we present the first test results of calculating the electron-collisional excitation cross-sections for Ne-like Ba for incident electron energy 5,69keV in the neon plasma.

Let us remind that the X-ray laser problem has stimulated a great number of papers devoting to development of theoretical methods for the modelling the elementary processes in a collisionally pumped plasma. There is a hope to find lasing effects on the transitions in plasma of the Li-, Ne-, Ni-like ions. Very shocking example is a scheme for accomplishing tabletop x-ray lasing in Li-like ion of Ne at 98 Å in an optically ionized plasma during recombination in the transient regime which was carried out in the Lawrence Livermore National Laboratory (University of California) [4]. Saturation effects and parametric heating processes by stimulated Raman scattering are analyzed and found to allow energy efficiencies in excess of 10^{-5} for a 100-fsec duration, 0.25- μm laser driver of intensity 10^{17} W/cm². Significant improvement in efficiency is indicated for shorter laser pulse lengths. At the same time, low temperature plasma sources are more efficient and less expensive devices. They show promise for producing lasing in the vacuum ultraviolet and soft X-ray region. Preliminary investigations of capillary spark discharge were made (c.f.[1-4]), which show the possibility of their use as effective plasma sources for the generation of a soft-X-ray or extreme ultraviolet amplified spontaneous emission. Two key theoretical problems must be solved in

order to develop a special code and to predict necessary plasma parameters needed for generation of a soft-X-ray or extreme ultraviolet amplified spontaneous emission. First one is a highly accurate definition of the rate coefficients for elementary processes in the plasma that are responsible for the forming emission lines spectra. The second problem is connected with necessity of development new adequate kinetics calculation schemes for defining the level populations, inversions, line intensities and gain coefficients at definite plasma parameters. Despite of great number papers, devoting to solving cited problems (c.f. [1-12] and references in them), they are at present time quite far from final adequate solution. The most consistent approach to considered problems solving must base on the QED. In [1,2] the QED approach in consistent gauge invariant formulation [17] has been used for consistent QED description of electron-collision processes in plasma.

Let us remind the key topics of our method. We consider the collisional de-excitation (excitation) of the Ne-like ion: $((2j_{iv})^{-1}3j_{ie}[J_i M_i], \epsilon_{in}) \rightarrow (\Phi_o, \epsilon_{sc})$. Here Φ_o is the state of the ion with closed shells (ground state of the Ne-like ion); J_i is the total angular moment of the initial target state; indices iv, ie are related to the initial states of vacancy and electron of the multicharged ion; and indices ϵ_{in} and ϵ_{sc} are the incident and scattered energies respectively to the incident and scattered electrons. As usual, it is convenient to use further the second quantization representation. In particular, the initial state of the system "atom plus free electron" can be written as

$$|I\rangle = a_{in}^+ \sum_{m_{iv}, m_{ie}} a_{ie}^+ a_{iv} \Phi_o C_{m_{ie}, m_{iv}}^{J_i, M_i} \quad (1)$$

with the known Clebsch-Gordan coefficient $C_{m_{ie}, m_{iv}}^{J_i, M_i}$. The final state of system is :

$$|F\rangle = a_{sc}^+ \Phi_o \quad (2)$$

It is easily to understand that the initial state is three quasiparticle state and the final state is one quasiparticle state. For state (1) the scattered part for imaginary energy shift $Im \Delta E$ appears at first in the second order of the atomic perturbation theory in the form of integral over the scattered electron energy ϵ_{sc} [11]:

$$\int d\epsilon_{sc} G(\epsilon_{iv}, \epsilon_{ie}, \epsilon_{in}, \epsilon_{sc}) / (\epsilon_{sc} - \epsilon_{iv} - \epsilon_{ie} - \epsilon_{in} - i0) \quad (3)$$

with

$$Im \Delta E = \pi G(\epsilon_{iv}, \epsilon_{ie}, \epsilon_{in}, \epsilon_{sc}) \quad (4)$$

Here G is a definite squared combination of the two-electron matrix elements of the following form:

$$V(1, 2; 4, 3) = \sqrt{(2j_1 + 1)(2j_2 + 1)(2j_3 + 1)(2j_4 + 1)} (-1)^{j_1 + j_2 + j_3 + j_4 + m_1 + m_2} \times$$

$$\times \sum_{\lambda, \mu} (-1)^\mu \begin{bmatrix} j_1 \dots j_3 \dots \lambda \\ m_1 \dots m_3 \dots \mu \end{bmatrix} \begin{bmatrix} j_2 \dots j_4 \dots \lambda \\ m_2 \dots m_4 \dots \mu \end{bmatrix} (Q_\lambda^{Qu} + Q_\lambda^{Br}) \quad (5)$$

In expression (5) Q_λ^{Qu} is corresponding to the Coulomb inter electron interaction integrals combination:

$$Q_\lambda^{Qu} = \{R_l(1243)S_\lambda(1243) + R_\lambda(\tilde{1}24\tilde{3})S_\lambda(\tilde{1}24\tilde{3}) + R_\lambda(1\tilde{2}\tilde{4}3)S_\lambda(1\tilde{2}\tilde{4}3) + R_\lambda(\tilde{1}\tilde{2}\tilde{4}\tilde{3})S_\lambda(\tilde{1}\tilde{2}\tilde{4}\tilde{3})\}. \quad (6)$$

The angular multiplier in (6) is as follows:

$$S_\lambda(1243) = \{\lambda l_1 l_3\} \{\lambda l_2 l_4\} \begin{pmatrix} j_1 & j_3 & \lambda \\ 1/2 & -1/2 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} j_2 & j_4 & \lambda \\ 1/2 & -1/2 & 0 \end{pmatrix}, \quad (7)$$

where $\{\lambda l_1 l_3\}$ denotes that the $(\lambda + l_1 + l_3)$ is a even number. The Breit inter electron interaction integrals combination is defined by expression:

$$Q_\lambda^{Br} = \{R_\lambda(12\tilde{4}\tilde{3})S'_\lambda(12\tilde{4}\tilde{3}) + R_\lambda(\tilde{1}\tilde{2}43)S'_\lambda(\tilde{1}\tilde{2}43) + R_l(\tilde{1}\tilde{2}\tilde{4}3)S'_\lambda(\tilde{1}\tilde{2}\tilde{4}3) + R_l(1\tilde{2}\tilde{4}\tilde{3})S'_\lambda(1\tilde{2}\tilde{4}\tilde{3})\}. \quad (8)$$

with factorized angular part $S(1243)$:

$$\left. \begin{aligned} S_\lambda^{(l)}(1243) &= (\lambda)(-1)^{\lambda+l+1} S'_\lambda(l_3)S'_\lambda(l_4), \\ S_\lambda^{(l)}(13) &= (-1)^{l_3+j_3} (ll_3) \begin{pmatrix} j_3 & j_1 & \lambda \\ -1/2 & 1/2 & 0 \end{pmatrix} \left\{ \frac{1}{\sqrt{2\lambda(\lambda+1)}} \times \right. \\ &\times \left[(-1)^{j_1+j_3+\lambda} (j_3) + (j_1) \right] \begin{pmatrix} \lambda & 1 & l \\ -1 & 1 & 0 \end{pmatrix} + (-1)^{l_3+j_1+\lambda} \begin{pmatrix} \lambda & 1 & l \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \left. \right\}. \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

In matrix elements (6),(8) the following notations are used: 1,2,3,4 — big components of the Dirac wave function, and the sign “~” denotes that the radial part f_i of the Dirac wave function big component is exchanged on a little component g_i , and in formula (7),(9) the value l_i is exchanged on $\tilde{l}_i = l_i - 1$ for quantum number $l_i > 0$ and $l_i + 1$ for $l_i < 0$. The inter electron interaction in the lowest QED perturbation theory order is imitated by the photon propagator. To calculate all necessary matrix elements one may use the gauge invariant basis's of the relativistic Dirac orbitals. Multi-numbered atomic calculations of the plasma elementary processes coefficients have shown

that the adequate description of these processes can be only reached under using the optimized basis's of wave functions. In ref. [17] and later [3] it has been proposed a new fundamental approach too solving the cited problem. The optimized basis's of Dirac orbitals can be got from minimization principle for contribution of the fourth QED perturbation theory diagrams into the imaginary part of energy shift $Im \Delta E_{ninv}$, i.e., radiative width of atomic level. The minimization of the density functional $Im \Delta E_{ninv}$ leads to the integro-differential equation for the ρ_c , that can be solved using one of the standard numerical code. In result we get the optimized basis of the Dirac relativistic orbitals. In our scheme it is at first proposed to use optimal basis's in further calculations of the plasma electron-collision processes coefficients [19].

The collisional strength $\Omega(I \rightarrow F)$ is connected with the collisional cross section by expression (c.f. [1]):

$$\sigma(I \rightarrow F) = \Omega(I \rightarrow F) \cdot \pi / \{(2J_i + 1)\epsilon_{in} [(\alpha Z)^2 \epsilon_{in} + 2]\} \quad (10)$$

In considered by us case of the collisional de-excitation the corresponding cross section is defined by the following expression:

$$\sigma(IK \rightarrow 0) = 2\pi \sum_{j_{in}, j_{sc}} (2j_{sc} + 1) \left\{ \sum_{j_{ie}, j_{iv}, J_i} \langle 0 | j_{in}, j_{sc} | j_{ie}, j_{iv}, J_i \rangle B_{ie,iv}^{IK} \right\}^2 \quad (11)$$

where $B_{ie,iv}^{IK}$ is a real matrix of eigen-vectors coefficients, which is obtained after diagonalization of the secular energy matrix (c.f.[18-21]). The amplitude like combination in expression (11) has the following form:

$$\begin{aligned} \langle 0 | j_{in}, j_{sc} | j_{ie}, j_{iv}, J_i \rangle = & \sqrt{(2j_{ie} + 1)(2j_{iv} + 1)} (-1)^{j_{ie} + 1/2} \times \sum_{\lambda} (-1)^{\lambda + J_i} \times \\ & \times \{ \delta_{\lambda, J_i} / (2J_i + 1) Q_{\lambda}(sc, ie; iv, in) + \left[\begin{matrix} j_{in} \dots j_{sc} \dots J_i \\ j_{ie} \dots j_{iv} \dots \lambda \end{matrix} \right] Q_{\lambda}(ie; in; iv, sc) \} \end{aligned} \quad (12)$$

In expression (13) Q_{λ}^{Qu} , Q_{λ}^{Br} are defined by the formulas (6) and (8) and calculated with using of the optimized relativistic orbitals basis's [19]. The numerical procedure for their calculation is realized with using the standard code [3,11-21].

As example we consider the Ne-like multicharged ions plasma. We applied our approach to estimate of the electron collisional excitation cross-sections and strengths for Ne-and Ar-like ions. In table 1 we present calculated and measured electron-collisional excitation cross-sections σ for Ne-like barium for two values of incident electron energy 5.69keV and 8.20 keV. For comparison we present also the measured values σ and calculated ones within different theoretical schemes [7,9,14]. Though there is physically reasonable agreement between theory and experiment, we believe that the using gauge-invariant orbital basis's is more comprehensive and effective procedure from the point of view of the theoretical result exactness. In conclusion let

us note that the described scheme can be used in calculations of the cross sections for other collisional processes and, in general speaking, other systems (c.f.[3]).

Acknowledgement. Authors would like to thank Professor A.V.Glushkov for reading the manuscript, invaluable critical comments and helpful advice.

Table 1

Calculated and measured electron-collisional excitation cross-sections (in 10^{-21}cm^2) for Ne-like Ba for incident electron energy 5,69keV.

Level	J	Measured Marrs etal [7]	Calculated Ivanov etal [14]	Calculated Zhang etal [14]	Calculated Reed [14]	Calculated Present paper
Sum (J=0)		2,50±0,35	2,48	2,58	2,60	2,51
2p _{3/2} 3d _{5/2}	1	3,98±0,56	3,20	3,44	3,56	3,25
2p _{1/2} 3d _{3/2}	1	2,12±0,30	1,78	2,42	2,00	1,84

References

1. Loboda A.V. A new gauge invariant energy approach to consistent QED theory of electron-collision processes in plasma// Preprint NII of physics of the I.I.Mechnikov Odessa National University; Ph-L-3-02. — Odessa: 2002. — 15p.
2. Loboda A.V. Elementary processes in a collisionally pumped plasma: 1. Consistent QED approach to calculation of electron-collision strengths// Physics of Aerodisp. Systems. — 2003. — N40. — pp.285-292.
3. Glushkov A.V., Ambrosov S.V., Loboda A.V., Chernyakova Yu. G., Khetselius O.Yu, Svinarenko A.V. QED calculation of the superheavy elements ions: energy levels, radiative corrections and hyperfine structure for different nuclear models// Nucl. Phys.A. — 2004. — Vol. 734. — pe.21-24.
4. Photonic, Electronic, Atomic Collisions. — Singapore: World Sc.. — 1997. — P.621-630.
5. Smirnov B.M. Ionization processes under slow atomic collisions// Usp.fys.Nauk. — 1981. — Vol.133. — p.569-613.
6. Kiselus R.S., Kuplyayskene A.V., Rudzikas Z.B. Theoretical Spectra of radiation of the multi-charged ions in plasma // In: Spectroscopy of multicharged ions. — M.: Nauka, 1991. — pp.52-75.
7. Amendt P., Eder D.C., Wilks S.C. X-ray lasing by optical-field-induced ionization//Phys. Rev. Lett. — 1991. — Vol.66. — pp. 2589–2592.
8. Ivanova E.P., Ivanov L.N., Glushkov A.V., Kramida A.E. High order corrections in the Relativistic Perturbation Theory with the model Zeroth Approximation //Phys.Scripta –1985. — Vol.32,N4. — pp.512-524.
9. Koshelev K.N., Sidelnikov Yu.V., Vikhrov V.V., Ivanov V.I. Micropinches in low inductive vacuum spark and radiative pressing// In: Spectroscopy of multicharged ions. — M.: Nauka, 1991. — pp.163-198.

10. Mandelstam S.L., Aglitsky E.V., Antsiferov P.S., Panin A.M. X-ray spectra of Ne-like Ba, La, Ce and Pr ions// *Canad. Journ.of Phys.*1984. — Vol.62,N10. — pp.1923-1930.
11. Ivanova E.P., Ivanov L.N., Aglitsky E.V. Modern Trends in Spectroscopy of Multicharged Ions// *Physics Rep.* — 1991. — Vol.166, N6. — pp.315-390.
12. Letokhov V.S. Nonlinear Selective Photoprocesses in atoms and molecules. — M.,1983. — 408c.
13. Glushkov A.V. Deuterium lines spectra analysis in Tokamak// *Proc.24th Europ. Conf. on Thermonucl. Fusion& Plasma Phys.* — Garching (Germany). — 1996. — p.95.
14. Ivanov L.N., Ivanova E.P., Knight L. Energy Approach to consistent QED theory for calculation of electron-collision strengths//*Phys.Rev.A.* — 1993. — Vol.48,N6. — pp.4365-4374.
15. Ivanov L.N., Letokhov V.S. Spectroscopy of autoionization resonances in heavy elements atoms// *Com.Mod.Phys.D.:At.Mol.Phys.* — 1985. — Vol.4. — pp.169-184.
16. Glushkov A.V., Ivanov L.N., Ivanova E.P. Radiation decay of Atomic States: generalized Energy Approach// *Autoionization Phenomena in Atoms.* — M.: Moscow State University. — 1986. — pp.58-160.
17. Glushkov A.V., Ivanov L.N. Radiation Decay of Atomic States: atomic residue and gauge noninvariant contributions // *Phys. Lett.A.* — 1992. — Vol.170,N1. — pp.33-37.
18. Glushkov A.V., Ivanov L.N. QED Theory of the radiation atomic lines shift and deformation in a laser emission field // *Proc. 3 Colloquium on Atomic Spectroscopy.* — Chernogolovka, ISP AS USSR, 1992. — pp.113-124.
19. Glushkov A.V., Ivanov L.N. DC Strong-Field Stark-Effect: consistent quantum-mechanical approach// *J.Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* — 1993. — Vol.26,N16. — pp.L379-L389.
20. Glushkov A.V., Malinovskaya S.V., Co-operative laser nuclear processes: border lines effects// *In: New projects and new lines of research in nuclear physics.* Eds. G.Fazio and F.Hanappe, Singapore : World Scientific. — 2003. — pp.242-290.
21. Glushkov A.V., Malinovskaya S.V., Chernyakova Yu.G., Svinarenko A.A. Cooperative Laser-Electron-Nuclear Processes: QED Calculation of Electron Satellites Spectra for Multi-Charged Ion in Laser Field// *Int.Journ.Quant.Chem.* — 2004. — Vol.99,N5. — pp.963-974.

А. В. Лобода, Д. А. Корчевский

Элементарные процессы в лазерной плазме со столкновительной накачкой: 2. Расчет сечений электрон-столкновительных возбуждений в неон-подобной плазме

АННОТАЦИЯ

Новый калибровочно-инвариантный квантово-электродинамический подход к описанию элементарных электронных процессов в лазерной плазме со столкновительной накачкой применен в тестовых расчетах сил столкновений, сечений возбуждения и де-возбуждения в лазерной плазме Ne-подобных многозарядных ионов.

А. В. Лобода, Д. А. Корчевський

Елементарні процеси у лазерній плазмі із накачкою за рахунок зіткнень: 2. Розрахунок перерізів електрон-зіткнених збуджень у неон-подібній плазмі

АНОТАЦІЯ

Новий калібровочно-інваріантний квантово-електродинамічний підхід дод опису елементарних електронних процесів у лазерній плазмі із накачкою за рахунок зіткнень застосовано у тестових розрахунках сил зіткнень, перерізів збудження та де-збудження за рахунок зіткнень у лазерній плазмі Ne-подібних багатозарядних іонів.

УДК: 533.9

**Г. С. Драган, О. Н. Зуй,
В. В. Калинчак, В. В. Курятников**

Одесский национальный университет им. И.И. Мечникова

Сублимация пористых частиц углерода в высокотемпературной плазменной струе

Проведено экспериментальное исследование процессов сублимации углерода в инертной среде при температуре 4500 К. Установлено, что сублимация углерода протекает в диффузионном режиме. Предложена расчетная модель сублимации пористой сферической частицы углерода при высокой температуре с учетом поверхностных и внутрипористых процессов сублимации и самодиффузии. Показано качественное согласие результатов расчета с экспериментальными данными по сублимации углеродных частиц в струе плазмотрона.

Мелкодисперсный порошок кокса является перспективным топливом для получения высокотемпературной плазменной струи при интенсивном сжигании в условиях генератора плазмы [1]. Использование в качестве окислителя чистого кислорода позволяет повысить температуру плазмы до 3000 — 4000 К и электропроводность до $50 \text{ См}\cdot\text{м}^{-1}$ при давлении $5\cdot 10^5$ — $7\cdot 10^5$ Па. При этом кинетика горения топливной смеси определяется сублимацией с поверхности частицы и самодиффузией углерода в порах. Для повышения эффективности использования топлива необходимо знать механизм процессов сублимации углерода как на поверхности, так и внутри пор. Известные работы по сублимации углерода ограничиваются невысокими значениями температуры [2, 3]. С возрастанием температуры роль самодиффузии углерода обусловленной сублимацией в порах становится более заметной [4, 5], что необходимо учитывать в расчетных моделях. Поэтому целью настоящей работы является экспериментальное исследование сублимации углерода при высокой температуре в инертной среде и построение расчетной модели процесса.

Отличительными характеристиками промышленного кокса и графита, которые были выбраны в качестве горючего, являются низкое содержание золы, летучих компонентов и серы, а также отсутствие особых условий для хранения, что создает существенные технологические преимущества по сравнению со смесевыми металлизированными композициями. При сравнительно низких температурах ($T < 1800 \text{ К}$) процесс горения углерода протекает на поверхности твердого тела и в газовой фазе. Поэтому для системы “одиночная угольная частица — окислитель” характерны следующие механизмы реагирования кислорода:

а) на поверхности частицы:



б) в объёме вокруг частицы:



Для высокотемпературных реакций характерен горящий двойной пограничный слой [4], в котором кислород полностью расходуется на догорание СО, а углеродная поверхность реагирует только с СО₂. Горение углеродного образца всегда сопровождается горением СО, препятствуя подводу О₂ к поверхности углеродного тела.

С дальнейшим ростом температуры реакция (2) протекает быстрее, чем (1), что приведет к росту скорости горения. По Хитрину Л. Н. [3] степень влияния горения СО на скорость горения углеродной частицы зависит от толщины зоны гомогенного реагирования ν , которая выражается в виде:

$$\nu = \sqrt{\frac{k}{2D}}, \quad (5)$$

где k — кинетическая скорость горения СО; D — коэффициент молекулярной диффузии.

Аналогичный вывод следует из работ [6,7], в которых используется критерий Семенова Н.Н. (Se) для оценки влияния гомогенной реакции (4) на скорость горения углерода. В случае, если выполняется условие

$$Se = \sqrt{\frac{k_4 d^2}{D_{\text{CO}} (Nu)^2}} < 0,4; \quad (5a)$$
$$k_4 = k_{04} \exp\left(-\frac{E_4}{RT}\right),$$

то влиянием гомогенной реакции можно пренебречь. Здесь d — диаметр углеродной частицы, м; k_4 — константа скорости химической реакции (4), м/с; k_{04} — предэкспоненциальный множитель, л/с; E_4 — энергия активации реакции (4), Дж/моль; T — температура газовой смеси, К; D_{CO} — коэффициент диффузии окиси углерода в м²/с; Nu — критерий Нуссельта, R — универсальная газовая постоянная, Дж/(моль К);

Таким образом, для выяснения механизмов влияния горения СО на удель-

ную поверхностную скорость взаимодействия при более высокой температуре и давлении необходимо сначала уточнить механизм реакции углерода с СО, которая характерна для высокой температуры.

Если на поверхности твердого тела протекают реакции, то вследствие этого возникают градиенты температуры и концентрации внутри твердого тела, которые являются причиной возникновения направленного потока атомов к поверхности. Причем поток вещества, определяемый термодиффузией, на три порядка меньше потока, стимулированного градиентом концентрации.

По данным [5] самодиффузия имеет место, начиная с температуры порядка 2200 К. При $T = 3000$ К горение углеродной частицы происходит за счет внутреннего реагирования, то есть за счет уменьшения плотности образца. Интересно отметить, что если реакция определяется самодиффузией, то размер частицы почти не меняется.

Выразим коэффициент самодиффузии в виде:

$$D_c = D_{c0} \exp\left(-\frac{E}{RT}\right), \quad (6)$$

где E — энергия активации, D_c , D_{c0} — коэффициент самодиффузии.

Тогда самодиффузию углерода в порах можно выразить при помощи второго закона Фика:

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D_c \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} \quad (7)$$

с краевыми условиями:

$$C = C_0, \text{ при } t = 0 \text{ и } -\infty < x < 0; \quad (8)$$

$$C = C_s = \frac{C_0}{2}, \text{ при } t > 0 \text{ и } x = 0,$$

которые справедливы для диапазона температуры 2700 — 3300 К, если степень уноса углеродного материала больше 15%.

В (8): C_0 , C — соответственно исходная и текущая массовая концентрация паров углерода на границе раздела фаз.

Если коэффициент диффузии не зависит от концентрации, решение выражается через интеграл ошибок Гаусса:

$$C = \frac{C_0}{2} \left\{ 1 + \Phi\left(\frac{x}{2\sqrt{D_c t}}\right) \right\}, \quad (9)$$

где

$$\Phi\left(\frac{x}{\sqrt{D_c t}}\right) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{x}{2(\sqrt{D_c t})} \int_0^1 e^{-\xi^2} d\xi.$$

Здесь $x = r - r_0$, r — радиус частицы, r_0 — текущий радиус частицы.

Следуя работе [5], закон распределения концентрации можно получить в виде:

$$W_C = W_{C,s} + W_{C,v}, \quad (10)$$

где W_C — удельная скорость суммарного расходования твердого вещества; $W_{C,s}$ — удельная поверхностная скорость взаимодействия; $W_{C,v}$ — удельная объемная скорость взаимодействия.

Определим значения этих функций в явном виде и, полагая, что $C_0 = 1,8 \cdot 10^3$ кг/м³ оценим величину D_c и $W_{C,v}$ для двух значений температуры. Данные приведены в таблице 1. Как видно из таблицы, удельная объемная скорость взаимодействия с увеличением температуры до 3000 К возрастает в два раза, в то время как коэффициент самодиффузии возрастает в четыре раза.

Таблица 1

T_i , К	2500	3000
D_c , м ² /с	$4 \cdot 10^{-9}$	$1,8 \cdot 10^{-8}$
$W_{C,v}$, кг/м ² с	$4 \cdot 10^{-3}$	10^{-2}

Таким образом, скорость сублимации, отнесенная к единице поверхности, определяется эффективным коэффициентом диффузии пара в пористом материале и давлением насыщенного пара. Обе величины зависят от температуры тела, давления среды и структурной особенности материала, а также от гидродинамического состояния среды, окружающей образец. Характер процесса зависит от соотношения между этими кинетическими характеристиками и гидродинамического состояния среды. Очевидно, что при высокой температуре и небольших скоростях потока скорость сублимации будет определяться условиями обтекания тела. Оценочные расчеты показали, что при $T > 2600$ К поток газа в объеме тела будет пренебрежимо малым, следовательно, сублимацию следует учитывать при температуре более 3000 К. Аналогичные оценки роли самодиффузии показывают, что при $T > 2500$ К самодиффузия оказывает заметное влияние на кинетику реагирования углерода.

Роль сублимации изучалась экспериментально при помещении графитовой кубической частицы, подвешенной на вольфрамовую иглу, в плазменный поток электродугового плазмотрона. Температура потока инертного газа (азот) равнялась 4500 К.

На рис. 1 представлена зависимость массы сублимируемого углерода в течении 30 с от начальной массы образца. Как видно, количество сублимируемого углерода увеличивается с ростом начальной массы частицы, что

можно объяснить увеличением самодиффузии углерода в больших образцах, а также и увеличением сублимации за счет роста поверхности.

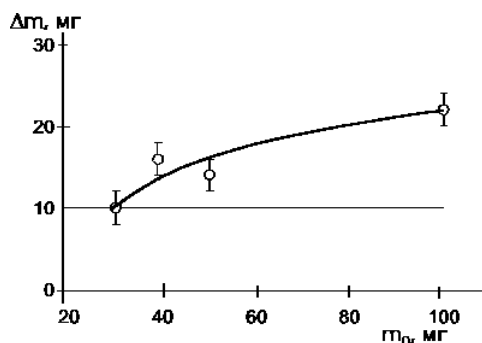


Рис. 1. Зависимость массы сублимируемого углерода в азоте от начальной массы образца.

Обработка результатов экспериментов позволила построить зависимость количества сублимируемого углерода от скорости потока азота (рис. 2). Зависимость носит линейный возрастающий характер, что свидетельствует о диффузионном механизме сублимации при малых значениях скорости.

В очередной серии опытов определялась зависимость количества сублимируемого углерода от времени сублимации для образцов одинаковой массы при температуре 4500 К (рис.3). Как видно, экспериментальные точки достаточно хорошо укладываются на прямую, что позволит определить скорость сублимации.

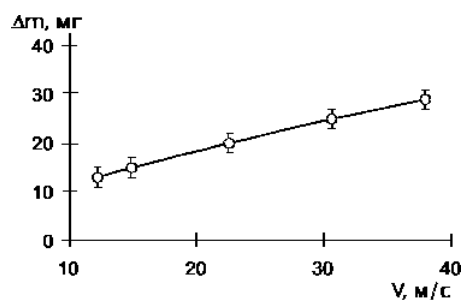


Рис.2. Зависимость массы сублимируемого углерода от скорости потока.

На основе проведенных серий экспериментов можно сделать некоторые оценки механизмов горения углеродных частиц при высоких температурах и обсудить полученные результаты. Определим из графика зависимости мас-

сы сублимируемого углерода от времени скорость сублимации, которая для данной температуры и данной фракции частиц является константой. Для частиц массой $6,9 \cdot 10^{-5}$ кг массовая скорость сублимации равна: $W_c = 4,98 \cdot 10^{-7}$ кг/с.

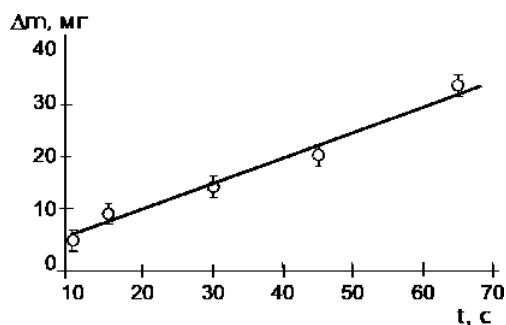


Рис.3. Зависимость массы сублимируемого углерода от времени сублимации.

Для определения зависимости скорости сублимации от массы частицы воспользуемся данными зависимости массы сублимируемого углерода от начальной массы частицы (рис 1). Первоначально найдем вид функциональной зависимости, откладывая экспериментально полученные данные на графике в логарифмическом масштабе (рис.4). Как следует из полученного графика, зависимость можно представить в виде степенной функции:

$$\Delta m = 0,92 m_0^{2/3}, \quad (11)$$

где Δm — убыль массы углеродной частицы за время τ .

Значение показателя степени свидетельствует о том, что значение Δm прямо пропорционально величине внешней поверхности сублимирующей частицы. Можно полагать, что массовая скорость сублимации также пропорциональна массе сублимирующей частицы в степени $2/3$:

$$W_c = \frac{\Delta m}{\Delta \tau} = \frac{0,92}{\Delta \tau} m_0^{2/3} \quad (12)$$

Проведем оценку режима сублимации по экспериментально полученной зависимости скорости сублимации от скорости потока инертного газа. Плотность массового потока углерода, определяющая скорость сублимации угольной частицы, находится из решения задачи сублимации внутри пористой угольной частицы на поверхности пор и массопередачи на внешней поверхности частицы.

Задачу внутренней диффузии представим в виде

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(D_v r^2 \rho_g \frac{\partial C}{\partial r} \right) + k_v F_v (C_p - C) = 0, \quad (13)$$

где C_p — относительная массовая концентрация насыщенных паров углерода при данной температуре; D_v — коэффициент внутренней диффузии, м²/с; F_v — удельная поверхность пор, м⁻¹; k_v — коэффициент сублимации м/с; r — радиус частицы, м; ρ_g — плотность газовой смеси, кг/м³.

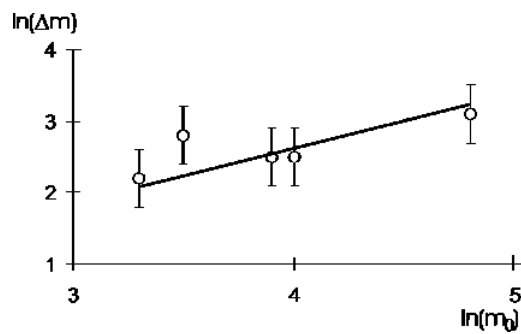


Рис.4. Зависимость логарифмов массы сублимированного углерода от начальной массы образца.

Введем граничные условия на поверхности частицы

$$C(r=r_s) = C_s; C_p > C(r) > C_s. \quad (14)$$

В центре частицы

$$r^2 \frac{\partial C}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0.$$

В безразмерных переменных и параметрах

$$(C - C_p) \frac{r}{r_s} = C_*; \frac{r}{r_s} = \xi, Se_v^2 = \frac{k_v F_v r_s^2}{D_v}, \quad (15)$$

где Se_v — критерий Семенова.

Задача внутренней сублимации принимает вид

$$\frac{\partial^2 C_*}{\partial \xi^2} - Se_v^2 C_* = 0,$$

$$C_*(\xi=1) = C_s - C_p, \xi^2 \frac{\partial C}{\partial \xi} \Big|_{\xi=0} = 0.$$

Решение этой задачи имеет вид

$$C_p - C = (C_p - C_s) \frac{1}{\xi} \frac{shSe_v \xi}{shSe_v},$$

$$C = C_p - (C_p - C_s) \frac{1}{\xi} \frac{shSe_v \xi}{shSe_v}.$$

Плотность массового потока паров углерода на поверхности частицы

$$\begin{aligned} j_{c.s} &= -D_v \rho_g \left. \frac{\partial C}{\partial r} \right|_{r_s=0} = -D_v \rho_g \left. \frac{\partial C}{\partial \xi} \right|_{\xi=1} \frac{\partial \xi}{\partial r} = \\ &= -\frac{2D_v}{d} \rho_g (C_p - C_s) \left[-\frac{1}{\xi^2} \frac{shSe_v \xi}{shSe_v} \Big|_{\xi=1} + \frac{1}{\xi} Se_v \frac{shSe_v \xi}{shSe_v} \Big|_{\xi=1} \right]; \\ j_{c.s} &= -\frac{2D_v}{d} \rho_g (C_p - C_s) [Se_v cthSe_v - 1]. \end{aligned} \quad (16)$$

Для условий, при которых $Se_v \gg 1$, формула (16) принимает вид

$$j_{c.s} = \rho_g (C_p - C_s) \sqrt{D_v k_v F_v}. \quad (17)$$

Величина C_s находится из условия, что $j_{c.s}$ равна плотности массового потока в газовой фазе, определяемого формулой, аналогичной для плотности теплового потока по закону Ньютона-Рихмана:

$$j_{c.g} = \frac{D_g Nu}{d} \rho_g C_s = \beta_g \rho_g C_s, \quad (18)$$

где D_g — коэффициент диффузии паров углерода в газовой фазе, м²/с.

Из равенства $j_{c.s} = j_{c.g}$ имеем уравнение для определения C_s

$$\rho_g (C_p - C_s) \sqrt{D_v k_v F_v} = \frac{D_g Nu}{d} \rho_g C_s. \quad (19)$$

Решая (19) относительно C_s , получим

$$C_s = C_p \frac{\sqrt{D_v k_v F_v}}{\sqrt{D_v k_v F_v} + \frac{D_g Nu}{d}}. \quad (20)$$

Подставим C_s из (20) в (19) и представим формулу плотности массового потока углерода и, следовательно, скорости сублимации в виде

$$W_C = j_{c.g} = \left[\frac{1}{\sqrt{D_v k_v F_v}} + \frac{D_g Nu}{d} \right]^{-1} \rho_g C_p. \quad (21)$$

Отметим, что (21) описывает W_C для $Se_v \gg 1$. В более общем виде формула для скорости сублимации получится используя (16) и (18)

$$W_C = j_{c.g} = \left[\frac{d}{2D_v [Se_v cth Se_v - 1]} + \frac{d}{D Nu} \right]^{-1} \rho_g C_p \quad (22)$$

или

$$W_C = j_{c.g} = \left[\frac{1}{\beta_{ef.v}} + \frac{1}{\beta_g} \right]^{-1} \rho_g C_p, \quad (23)$$

$$\beta_{ef.v} = \frac{2D_v}{d} [Se_v cth Se_v - 1], \quad (24)$$

где β — коэффициент массообмена, м/с.

Проведем анализ (22) и (23) для случаев: 1) $\beta_{ef.v} \gg \beta_g$, 2) $\beta_{ef.v} \ll \beta_g$. В первом случае процесс сублимации определяется внешним диффузионным сопротивлением и скорость сублимации

$$W_C = j_{c.g} = \frac{D_g Nu}{d} \rho_g C_p. \quad (25)$$

Во втором случае — скорость сублимации углеродной частицы определяется кинетикой внутренних процессов, то есть

$$W_C = \beta_{ef.v} \rho_g C_p.$$

Поэтому можно предположить, что углерод при высокой температуре сублимирует и сгорает в окрестности частицы в диффузионном режиме, то есть процесс лимитируется диффузией кислорода в зону горения. Атомы углерода подводятся к внешней поверхности за счет интенсивных процессов самодиффузии внутри пористой структуры частицы. Режим сублимации также диффузионный, о чем свидетельствует линейная зависимость массы сублимируемого углерода от скорости потока (рис. 2). Сравним полученный результат с временем горения углеродной частицы, которое рассчитывалось в предположении диффузионного режима при температуре равной 4500 К

[8]. Используя значение коэффициента диффузии равное $3,2 \cdot 10^{-3}$ м²/с, концентрацию кислорода равную 50%, массу частицы $1,35 \cdot 10^{-8}$ кг, диаметр частицы 30 мкм, получим время выгорания частицы равное $4,2 \cdot 10^{-3}$ с. Из экспериментов [8] находим время горения частицы размером 30 мкм, которое равно $3,9 \cdot 10^{-3}$ с.

Отсюда следует, что расчетное время горения частицы углерода согласуется с экспериментальным значением и со временем сублимации частицы при тех же условиях. Поэтому можно предположить следующий механизм горения углерода при высокой температуре. Углерод при высокой температуре сублимирует и сгорает в окрестности частицы в диффузионном режиме, то есть процесс лимитируется диффузией кислорода в зону горения. Атомы углерода подводятся к внешней поверхности за счет интенсивных процессов самодиффузии внутри пористой структуры частицы.

Обработка результатов экспериментов позволила установить, что в диапазоне температуры 2500-4500 К скорость самодиффузии возрастает более, чем на два порядка и поэтому ее необходимо учитывать при расчете процессов горения в форсированных режимах.

Таким образом, выбор углеродных частиц, например, нефтяного кокса в качестве одного из основных компонентов топлива для импульсного генератора плазмы представляется разумным на основании его кинетических характеристик горения с учетом необходимости введения легкоионизирующей присадки.

Литература

1. Оценочные характеристики по выбору горючего для МГД -установки «Памир-2Ф». Отчет ОГУ по теме 01.03.607. // Одесса.: ОГУ. — 1988. 56 с.
2. Хзмалян Д.М., Коган Я.А. Теория горения и топочные устройства. — М.: Энергия. — 1976. — 287 с.
3. Хитрин Л.Н. Физика горения и взрыва. — М.: МГУ. — 1957. — 442 с.
4. Исследование кинетических параметров активизированных угольных частиц в различных средах для условий камер сгорания генераторов плазмы. // Отчет ОГУ по теме 01.03.608. — Одесса.: ОГУ. ГР 01870088653. — 1988. — 52 с.
5. Головина Е.С. Высокотемпературное горение и газификация углерода. М.: Энергоиздат. — 1983. — 173 с.
6. Калинин В.В. Влияние стефановского течения и конвекции на кинетику химических реакций и теплообмена углеродных частиц с газами. // ИФЖ. — 2001. — т. 74., №2. — С. 51-55.
7. Калинин В.В., Садковский В.И., Харлампиева Н.А. Влияние внутренней диффузии на критические условия и характеристики высоко- и низ-

- котемпературных состояний углеродной частицы. // ТВТ. — 1997. — т. 35., №1. — С. 73-79.
8. Драган Г.С. Термодинамика и электродинамика межфазных взаимодействий в плазме продуктов сгорания металлизированных составов, твердых и газообразных топлив: Дисс... д-ра физ. — мат. наук: 01.04.14. — Одесса, 2004. — 337с.

Г. С. Драган, О. М. Зуй, В. В. Калінчак, В. В. Курятніков

**Сублимация шпаристых частинок угля
у высокотемпературной плазменной течи**

АНОТАЦІЯ

Проведено експериментальне дослідження процесів сублимації вуглецю в інертному середовищі при температурі 4500 К. Встановлено, що сублимація вуглецю відбувається в дифузійному режимі. Запропонована розрахункова модель сублимації шпаристої сферичної частинки вуглецю при високій температурі з урахуванням поверхневих та внутрішніх процесів сублимації та самодифузії. Показано якісне погодження результатів розрахунку з експериментальними значеннями по сублимації частинок графіту в потоці плазмотрона.

Dragan G. S., Zuy O. N., Kalinchak V. V., Kuraynikov V. V.

Carbon porous particles sublimation in high-temperature plasma jet

SUMMARY

The experimental research of a processes of carbon sublimation in the inert medium at temperature 4500 K is represented. Sublimation of carbon flows past in a diffusion mode is shown. The model of sublimation of a carbon porous spherical particle is offered at high temperature in view of the surface and inside porous processes of sublimation and a self-diffusion. The qualitative consent of calculation results with the experimental data on carbon particles sublimation in a plasma jet generator is shown.

Л. В. Михайловская*, С. С. Михайловский**

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

***Одесский государственный экологический университет*

Особенности теплового режима разряда в узких газоразрядных трубках

Получено решение замкнутой системы уравнений для определения внутренних параметров положительного столба тлеющего разряда — продольного электрического поля, электронной температуры и температуры рабочего газа в случае диффузионного режима горения разряда. Учитывается влияние двойного электрического слоя на тепловой режим разряда.

Исследованию внутренних параметров положительного столба тлеющего разряда в активных средах газоразрядных лазеров посвящено большое число экспериментальных и теоретических работ [1–4]. При этом основное внимание уделяется изучению влияния тока разряда I_r , давления газа p и внутреннего радиуса разрядного капилляра R_0 на величину напряженности продольного электрического поля E , на концентрацию электронов n_e , а также, при наличии максвелловского распределения электронов по скоростям, на значение электронной температуры T_e . И совершенно недостаточно исследовано влияние температуры рабочего газа T на элементарные процессы в плазме газового разряда. Изучена достаточно основательно только ее роль в процессах перегретой неустойчивости газового разряда в широких трубках (с диаметром разрядного капилляра больше 1 см).

В работе [5] была получена замкнутая система уравнений для определения внутренних параметров газового разряда, таких как напряженность продольного электрического поля, электронная температура и температур рабочего газа в зависимости от величины тока разряда, давления газа и размера радиуса рабочего капилляра, а также от температуры наружных стенок газоразрядной трубки. Эта система включает уравнение баланса энергии электронов в положительном столбе, уравнение баланса числа заряженных частиц и уравнение баланса энергии нейтральных атомов.

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 возбуждение и ионизацию атомов. При этом все потери энергии электронами

зависят от электронной температуры, которая определяется в диффузионном режиме горения разряда условием ионизационного равновесия, рассматриваемого в данной работе с учетом как прямых так и ступенчатых процессов ионизации. Для одного электрона баланс мощности, расходуемой в положительном столбе газового разряда, можно записать в виде

$$\frac{e^2 E^2}{m v_m} = v_c \cdot \Delta \epsilon_g + v_w \cdot \Delta \epsilon_w + \sum_i v_i \cdot \Delta \epsilon_i \quad (1)$$

Здесь v_m — эффективная частота столкновений электронов, v_c — частота упругих столкновений электронов с нейтральными атомами, которая в общем случае зависит от электронной температуры и от плотности атомов, $\Delta \epsilon_g = \frac{2m}{M} \cdot \frac{3}{2} k T_e$ — потери энергии электрона при упругих столкновениях с нейтральными атомами, v_w — частота столкновений электронов со стенками разрядной трубки, $\Delta \epsilon_w$ — потери энергии при столкновениях заряженных частиц со стенками, v_i — частота неупругого столкновения электрона с атомом, в результате которого атом переходит в возбужденное энергетическое состояние или ионизируется, $\Delta \epsilon_i$ — потери энергии электрона на возбуждение или ионизацию атомов.

Относительный вклад различных механизмов потерь мощности положительного столба определяется конкретными разрядными условиями: давлением газа в разрядной трубке, силой тока разряда, внутренним диаметром разрядного капилляра. В литературе (см., напр. [2,3]) приведены результаты обобщений экспериментальных данных, касающихся зависимостей отдельных слагаемых в (1) от давления рабочего газа и величины тока разряда. И хотя эти экспериментальные результаты были получены в плохо сравнимых друг с другом разрядных условиях, тем не менее были выявлены некоторые общие закономерности изменения отдельных составных баланса мощности с изменением давления и тока разряда. В частности, было установлено, что потери на стенках велики только при очень малых давлениях газа в области 10^{-4} - 10^{-3} мм рт.ст. При повышении давления до 5 мм рт.ст. преобладающую роль играют потери на возбуждающие столкновения, которые сопровождаются выходом излучения. И только при дальнейшем увеличении давления потери мощности на объемный нагрев газа превышают все другие виды потерь. В используемых для анализа экспериментах трубки были большого диаметра (порядка нескольких сантиметров в диаметре), ток разряда достигал 1-10 А. О подобных исследованиях распределения потерь мощности положительного столба в газоразрядных трубках малого диаметра в литературе не сообщалось.

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 ухода электронов и ионов на стенки газоразрядной трубки. Уравнение баланса числа заряженных частиц в центре разряда, который контролируется диффузией, запишем с учетом прямой и ступенчатой ионизаций. В этом случае в каждой точке положительного столба суммарная скорость появления заряженных частиц $v_i n_e + v_{mi} n_e$ (здесь v_i — частота прямой ионизации, v_{mi} — частота ступенчатой ионизации с метастабильного уровня) равна скорости ухода носителей путем амбиполярной диффузии к стенкам $v_{am} n_e$. В результате можно записать следующее уравнение, которое служит для нахождения электронной температуры и называется уравнением ионизационного равновесия

$$k_i N_g + k_{mi} \frac{k_m n_e(0)}{k_{mi} n_e(0) + k_{m0} n_e(0) + v_{md}} = \mu_i \frac{k T_e}{e} \left(\frac{2.405}{R_0} \right)^2 \quad (2)$$

Здесь k_i — константа скорости прямой ионизации атома из основного состояния, k_{mi} — константа скорости ступенчатой ионизации атома из метастабильного состояния, k_m — постоянная скорости возбуждения метастабильного состояния электронным ударом, k_{m0} — постоянная скорости перехода атома в основное состояние, v_{md} — частота диффузионных уходов метастабильных атомов на стенки трубки, $n_e(0)$ — плотность электронов в центре трубки, μ_i — подвижность ионов.

Согласно [1], при максвелловском спектре энергий электронов, частоты перехода атома из основного состояния в возбужденное, в том числе и для прямой ионизации, можно записать в виде

$$v_i = \bar{v}_e C_i (\varepsilon_i + 2kT_e) \exp\left(-\frac{\varepsilon_i}{kT_e}\right) \cdot N_g = k_i \cdot N_g$$

где $\bar{v}_e = \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m}}$ — средняя тепловая скорость электрона, C_i — характерная для данного процесса постоянная, ε_i — потенциал возбуждения или ионизации, k_i — постоянная скорости соответствующего процесса, N_g — плотность атомов в основном состоянии. Частота ступенчатой ионизации определяется с помощью формулы Томсона для сечения процесса и записывается как

$$v_{mi} = \frac{C_{mi} \cdot \bar{v}_e}{kT_e \cdot \varepsilon_{mi}} \cdot \left(\exp\left(-\frac{\varepsilon_{mi}}{kT_e}\right) - \frac{\varepsilon_{mi}}{kT_e} \cdot \int_{\frac{\varepsilon_{mi}}{kT_e}}^{\infty} \frac{\exp(-t) dt}{t} \right) \cdot N_m.$$

При записи уравнения теплопроводности для определения температуры газа (уравнения баланса энергии атомов) учтены не только зависимости объемного тепловыделения от напряженности установившегося в разряде продольного электрического поля и от величины тока разряда, но также учтена тепловая мощность, выделяемая на внутренних стенках трубки. Решение этого уравнения с соответствующими граничными условиями дает следующее выражение для средней температуры атомов газа T внутри разряда

$$T = T_1 + \frac{P_g}{5 \cdot \pi \cdot \lambda_a}, \quad T_1 = T_2 + \frac{P_g + P_w}{2\pi\lambda_w} \cdot \ln\left(\frac{R_1}{R_0}\right) \quad (3)$$

Здесь λ_a — коэффициент теплопроводности газа при температуре T , λ_w — коэффициент теплопроводности стенок трубки, T_1 — температура внутренней стенки разрядной трубки, T_2 — температура наружной стенки разрядной трубки, которая определяется температурой окружающей среды и условиями теплообмена, R_1 — наружный радиус разрядной трубки,

$P_g = 0.57 \cdot 10^{-10} \cdot kT_e \cdot \frac{P}{T} \cdot n_e(0) \cdot R_0^2$ — линейная плотность мощности, превращаемая в тепло в результате упругих столкновений электронов с атомами. Для нахождения температуры внутренней стенки трубки была учтена и мощность, которая приносится заряженными частицами и выделяется на стенках трубки в результате процессов рекомбинации положительных ионов и электронов:

$$P_w = 1.25 \cdot 10^{-18} \cdot \mu_i \cdot kT_e \cdot n_e(0) \cdot \Delta\varepsilon_w.$$

В диффузном положительном столбе тлеющего разряда распределение плотности электронов по сечению является бесселевым: $n_e(r) = n_e(0) \cdot I_0(2.405r/R_0)$. Тогда при заданной величине тока разряда для $n_e(0)$ нетрудно получить следующее выражение

$$n_e(0) = \frac{0.46 \cdot 10^{19} \cdot I_r}{R_0^2 \cdot v_{dr}} \quad (4)$$

Здесь было использовано для плотности тока разряда выражение

$j = en_e v_{dr}$ с дрейфовой скоростью электронов $v_{dr} = \frac{eE}{m\nu_m}$ (n_e — концентрация электронов в разряде, ν_m — эффективная частота столкновений электронов с атомами)

Видно, что температура газа зависит не только от величины тока разряда и от температуры окружающей среды, но и от электронной температуры, от давления газа и от процессов вблизи внутренних стенок разрядного капилляра, которые определяют потери $\Delta\varepsilon_w$.

Уравнения (1)-(3) совместно с соотношением (4) образуют замкнутую самосогласованную систему уравнений для нахождения электронной температуры, напряженности продольного электрического поля и температуры газа, которые устанавливаются в положительном столбе тлеющего разряда, контролируемого диффузией, в однокомпонентной газовой смеси с учетом прямой и ступенчатой ионизаций.

В данной работе проведено уточнение выражения для потерь энергии электронов $\Delta\varepsilon_w$ на стенках разрядной трубки. А именно, учтены потери энергии электронов на поддержание амбиполярного поля в плазме и на образование защитного пристеночного слоя объемного заряда.

Многочисленные экспериментальные и теоретические исследования показали, что поперечная структура газового разряда в диффузионном режиме состоит из двух областей: внутренней области квазинейтральной плазмы с амбиполярной диффузией электронов и ионов и пристеночного слоя объемного положительного заряда со свободной диффузией заряженных частиц [2,3,5,6]. Условие квазинейтральности плазмы требует равенства потоков электронов и положительных ионов. Поэтому внутри квазинейтральной плазмы автоматически образуется амбиполярное электрическое поле для выравнивания потоков разноименно заряженных частиц. Энергия, затрачиваемая на поддержание амбиполярного поля в плазме, определяется как

$$e(\varphi_0 - \varphi_s) = e \cdot \Delta\varphi_{am} = kT_e \cdot \ln\left(\frac{n_{e0}}{n_s}\right),$$
 где $\Delta\varphi_{am}$ — разность потенциалов между осью и границей слоя, $n_{e0} = n_e(0)$, $n_{es} = n_e(r_s)$ — плотности электронов в центре трубки и на границе слоя соответственно.

Кроме того, нужно учитывать и потери энергии электронов на образование защитного пристеночного слоя объемного положительного заряда. Природа этого слоя такая как и обычного двойного слоя, возникающего на границе любого твердого тела, внесенного в квазинейтральную плазму. При контакте разреженной плазмы с изолированной твердой поверхностью (в данном случае с диэлектрическими стенками) электроны с более высокой, чем у положительных ионов, тепловой скоростью в большем количестве попадают на стенку, в результате чего стенка приобретает отри-

цательный заряд. Вблизи стенки образуется защитный слой положительных ионов, нейтрализующих отрицательный заряд стенки. При описании физических процессов в плазме положительного столба необходимо учитывать структуру и основные характеристики пристеночного слоя объемного заряда. И та и другая энергии, получаемые электронами от внешнего приложенного поля, уходят на ускорение ионов и уносятся ими на стенки трубки. В результате для потерь энергии электрона, связанных с уходом заряженных частиц на стенки разрядной трубки, можно записать следующее выражение

$$\Delta \varepsilon_w = e \cdot (U_i + U_{ke} + U_{ki} + \Delta \varphi_{am} + \Delta \varphi_s)$$

Здесь U_i — ионизационный потенциал рекомбинирующего атома, U_{ke} , U_{ki} — кинетические энергии электрона и иона при их попадании на стенку. Для максвелловского распределении средняя величина кинетической энергии электронов при столкновении со стенкой равна $2 \cdot kT_e$. Средняя скорость движения ионов к стенке может значительно превосходить их хаотическую скорость из-за ускорения в амбиполярном электрическом поле. Установлено [2,3], что вблизи границы двойного слоя ионы ускоряются до энергии порядка kT_e .

Для нахождения потенциала амбиполярного поля в плазме положительного столба необходимо знать концентрации электронов на оси разряда и на границе двойного слоя.

Четкой границы между квазинейтральной плазмой и слоем объемного положительного заряда (двойным слоем), разумеется, нет. Для оценки толщины пристеночного защитного слоя используются различные обоснования, которые не всегда можно применить для узких трубок.

В работе [6] оценивается толщина пристеночного слоя для цилиндрического разряда из условия нарушения квазинейтральности плазмы вблизи стенок. Решение уравнения $n_i(r_s) - n_e(r_s) = n_e(r_s)$ для диффузионного режима горения разряда позволяет получить следующее выражение для радиуса r_s , который определяет границу квазинейтральной плазмы — слой $r_s = R_0 - L_s$,

где толщина двойного слоя равна $L_s = 76.2 \cdot \sqrt[3]{R_0 \cdot \frac{kT_e}{n_e(0)}}$, если энергия электронов измеряется в эВ, плотность электронов в см^3 , радиус капилляра в см. В этом случае энергия, затрачиваемая на поддержание амбиполярного поля в объеме плазмы, равна $e \cdot \Delta \varphi_{am} = -kT_e \cdot \ln I_0 \left(\frac{2.405 \cdot r_s}{R_0} \right)$, где $I_0(x)$ — функция Бесселя первого рода. После несложных преобразований получается

$$e\Delta\varphi_{am} = kT_e \cdot \ln \left(0.01 \cdot \sqrt[3]{\frac{R_0^2 \cdot n_e(0)}{kT_e}} \right) \quad . (5)$$

Для оценки падения потенциала в слое $\Delta\varphi_s$ обычно используется тот факт, что в стационарном состоянии количество электронов и ионов, проходящих слой и попадающих на диэлектрическую стенку, должны быть равны между собой. Причем, на стенку попадут только те электроны, энергия которых достаточна для преодоления потенциального барьера слоя $e \cdot \Delta\varphi_s$. В случае максвелловского распределения электронов по скоростям плотность тока электронов на стенку равна $j_{ew} = \frac{1}{4} e \cdot n_{es} \cdot \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi \cdot m}} \cdot \exp\left(-\frac{e\Delta\varphi_s}{kT_e}\right)$. Плотность ионного тока на стенку в приближении отсутствия столкновений в слое равна $j_{iw} = e \cdot n_{is} \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot (e\Delta\varphi_s + kT_e/2)}{M}}$. В этих формулах n_{es}, n_{is} — плотности электронов и ионов на границе слоя, m, M — массы электронов и ионов соответственно. При записи учтены начальная энергия ионов при вхождении в слой $[2] kT_e/2$ и энергия $e\Delta\varphi_s$, которую они приобретают при прохождении слоя. Равенство потоков частиц противоположных знаков на стенку с учетом соотношения $n_i(r_s) - n_e(r_s) = n_e(r_s)$ на границе слоя позволяет получить следующее выражение для определения разности потенциалов между границей слоя и стенкой

$$\left(1 + \frac{2e\Delta\varphi_s}{kT_e} \right) \cdot \exp\left(\frac{2e\Delta\varphi_s}{kT_e}\right) = \frac{M}{16\pi \cdot m} \quad (6)$$

Это соотношение отличается от используемого в [3,4] выражения для оценок падения потенциала в ионном слое $\exp\left(\frac{2e\Delta\varphi_s}{kT_e}\right) = \frac{M}{m}$, которое получено при равенстве концентраций ионов и электронов на границе слоя: $n_{is} = n_{es}$, без учета дополнительной энергии, приобретаемой ионами в пристеночном слое и в приближении равенства температур ионов и электронов в слое. Для разряда в гелии решением этого уравнения является $e\Delta\varphi_s = 1.7 \cdot kT_e$, а уравнения (6) $e\Delta\varphi_s = 4.5 \cdot kT_e$.

Окончательно можно записать следующее выражение для потерь энергии электронов, обусловленных уходом частиц на стенки трубки

$$\Delta\varepsilon_w = 3 \cdot kT_e + kT_e \cdot \ln \left(0.01 \cdot \sqrt[3]{\frac{R_0^2 \cdot n_e(0)}{kT_e}} \right) + e\Delta\varphi_s + eU_i \quad (7)$$

Соответствующая частота передачи энергии стенкам трубки для диффузионного режима горения разряда совпадает с частотой уходов электронов на стенки в результате амбиполярной диффузии, т.е. $v_w = v_{am}$. для которой

справедливо выражение $v_{am} = \left(\frac{2.405}{R_0} \right)^2 \cdot D_{am}$, где $D_{am} = \frac{kT_e}{e} \cdot \mu_i$ — коэффициент амбиполярной диффузии, μ_i — подвижность ионов.

Численный расчет был проделан для разряда в гелии, который является основой активной среды многих малогабаритных газоразрядных лазеров. При этом учитывалось тепловое вытеснение газа из рабочей зоны в балластные объемы, которые в современных газоразрядных трубках обязательно существуют. Это означает, что в рабочей зоне устанавливается атомная плотность в зависимости от температуры $N_g(T) = p/kT$. Для температуры наружной стенки трубки, радиус которой $R_1 = 0.35$ см, было использовано экспериментально измеренное значение $T_2 = T_s + 7 \cdot I_r$, где T_s — температура окружающей среды, I_r — ток разряда в мА. В гелии, согласно [2], $C_i = 0.12 \cdot 10^{-17}$ см²/эВ, $C_m = 0.45 \cdot 10^{-17}$ см²/эВ, $C_{mi} = 6.5 \cdot 10^{-14}$ см²/эВ, $\varepsilon_i = 24.6$ эВ, $\varepsilon_m = 20$ эВ, $\varepsilon_{mi} = 4.6$ эВ. В гелиевом разряде с учетом резонансной перезарядке ионов для подвижности ионов справедливы следующие

оценки: $\mu_i = 8.4 \cdot 10^3 \cdot \frac{\sqrt{t}}{p}$. Коэффициент диффузии метастабильных атомов

гелия в собственном газе равен [2] $D_m = 4.52 \cdot 10^2 \cdot \frac{t\sqrt{t}}{p}$. Плотность нейтраль-

ных атомов $N_0 = 3.538 \cdot 10^{16} \cdot \frac{p}{t}$. Здесь и в дальнейшем используется безраз-

мерная температура газа $t = \frac{T}{273}$, электронная температура в эВ, давление в мм.рт.ст., плотность частиц в см⁻³, радиус разрядной трубки в см. Зависимости постоянных процессов ионизации и возбуждения от электронной температуры определяются следующими формулами [2]

$$k_{oi}(kT_e) = 8.7 \cdot 10^{-11} \cdot \sqrt{kT_e} (24.6 + 2kT_e) \exp\left(-\frac{24.6}{kT_e}\right),$$

$$k_{0m}(kT_e) = 3 \cdot 10^{-10} \cdot \sqrt{kT_e} (20 + 2kT_e) \exp\left(-\frac{20}{kT_e}\right).$$

Для постоянной ступенчатой ионизации используем модифицированную формулу Томсона $k_{mi}(kT_e) = \frac{4.32 \cdot 10^{-14}}{\sqrt{kT_e}} [\ln(3kT_e) \cdot f_0(kT_e) + f(kT_e)]$,
 $f_0 = \exp(z) - z \cdot \int_z^{\infty} \frac{\exp(-x)}{x} dx$, $f_1 = \int_z^{\infty} \left[\ln x \cdot \exp(-x) \cdot \left(1 - \frac{z}{x}\right) \right] dx$, $z = \frac{4.6}{kT_e}$.

Для $k_{mj}(kT_e)$ ограничимся двумя основными слагаемыми:

$k_{mj}(kT_e) = k_{mi}(kT_e) + k_{m0}(kT_e)$. Постоянная перехода с метастабильного уровня на основной $k_{m0}(kT_e) = \frac{k_{0m}(kT_e)}{3} \cdot \exp\left(\frac{4.6}{kT_e}\right)$.

Система уравнений (1)-(4) решалась относительно температуры рабочего газа T , электронной температуры T_e и напряженности продольного электрического поля E при заданных значениях тока разряда, давления и внутреннего радиуса капилляра. Результаты расчетов для температуры газа приведены на рисунках.

Видно, что с учетом тепловой мощности, выделяющейся на внутренних стенках трубки в результате радиального движения заряженных частиц, меняется характер зависимостей температуры нейтрального газа при изменении радиуса капилляра или давления газа. Это отличие с увеличением размера радиуса трубки или с ростом давления газа уменьшается.

Учет дополнительной тепловой мощности, выделяющейся на стенках, приводит также и к росту электронной температуры и напряженности продольного электрического поля. Эти добавки также уменьшаются с ростом диаметра трубки или давления газа.

Как видно из рис. 5 и 6, дополнительная тепловая мощность существенно сказывается на зависимостях температуры газа и электронной температуры от величины тока разряда. При этом добавка к температуре газа и к электронной температуре растет с ростом тока разряда.

Необходимо отметить, что существует зависимость характера изменения поведения внутренних параметров газового разряда от вида представления тепловой энергии, выделяющейся на стенках сосуда. Это позволяет исследовать характеристики двойного слоя, в котором нарушается квазинейтральность плазмы.

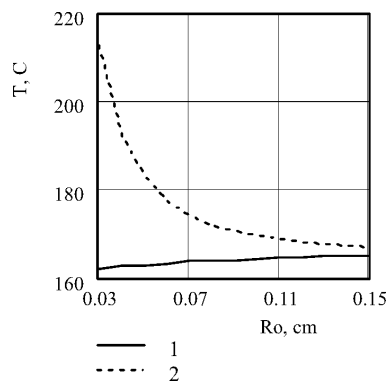


Рис. 1. Зависимость температуры газа от радиуса разрядного капилляра. Давления газа в разрядной трубке $p = 10$ мм.рт.ст., ток разряда $I_r = 20$ mA; (1) — $P_w = 0$; (2) — $P_w > 0$

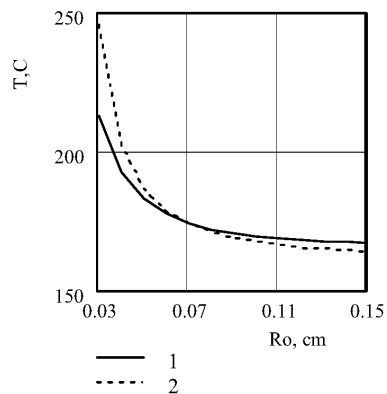


Рис. 2. Зависимость температуры газа от радиуса разрядного капилляра с учетом тепловой мощности, выделяющейся на стенках трубки. Ток разряда $I_r = 20$ mA, (1) — $p = 10$ мм. рт. ст., (2) — $p = 5$ мм.рт.ст.,

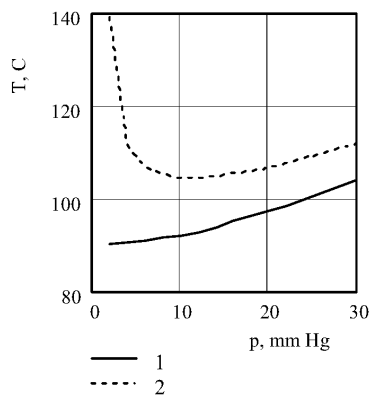


Рис.3. Зависимость температуры газа от давления в трубке. Ток разряда $I_r = 10$ mA; радиус капилляра $R_0 = 0.05$ см; (1) — $P_w = 0$; (2) — $P_w > 0$

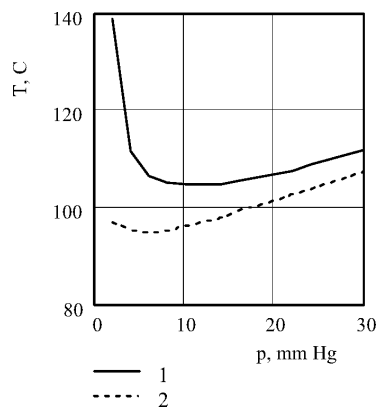


Рис. 4. Зависимость температуры газа от давления в трубке с учетом тепловой мощности, выделяющейся на стенках трубки. Ток разряда $I_r = 10$ mA, (1) — $R_0 = 0.05$ см; (2) — $R_0 = 0.1$ см.

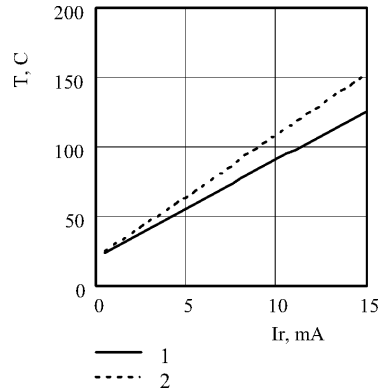


Рис.5. Зависимость температуры газа от тока разряда. Давления газа

в разрядной трубке $R_0 = 0.05$ мм.рт.ст., радиус капилляра $R_0 = 0.05$ см;
(1) — $P_w = 0$; (2) — $P_w > 0$.

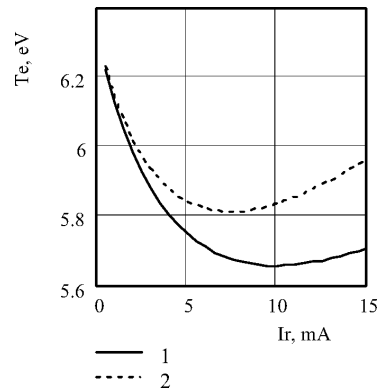


Рис. 6. Зависимость электронной температуры от тока разряда.

Давления газа в разрядной трубке $p = 5$ мм.рт.ст., радиус капилляра $R_0 = 0.05$ см; (1) — $P_w = 0$; (2) — $P_w > 0$

Литература

1. Е.Богданов, А.А.Кудрявцев, Л.Д.Цендин, Р.Р.Арсланбеков, В.И.Колобов, В.В.Кудрявцев. Влияние метастабильных атомов и нелокального электронного распределения на характеристики положительного столба в аргоне. //ЖТФ. — 2004. — Т.74, вып.6. — С.35-42.
2. Ю.П.Райзер. Физика газового разряда. — Наука, Москва, 1987. — 592 с.
3. В.Л.Грановский. Электрический ток в газе (установившийся ток). — Наука, Москва, 1974. — 544 с.
4. Миленин В.М., Тимофеев Н.А. Плазма газоразрядных источников света низкого давления. — Л.:Энергоиздат, 1991. — 240 с.
5. 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.
6. 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, С. С. Михайловський
**Особливості теплового режиму розряду
в вузьких газорозрядних трубках**

АНОТАЦІЯ

Знайдено рішення замкнутої системи рівнянь для визначення внутрішніх параметрів позитивного стовпа тліючого розряду таких як поздовжнього електричного поля, електронної температури та температури робочого газу в випадку дифузійного режиму горіння розряду. Враховується вплив подвійного електричного прошарку на тепловий режим розряду.

Mikhaylovskaya L. V., Mikhaylovskiy S. S.
**Characteristic properties of thermal regime
in gas discharge small diameter tube**

SUMMARY

Machine solutions of the closed equations system for determination of the longitudinal electric field intensity, of the electronic temperature and of the working gas temperature that are stated in plasma of gas discharge of the one-component gas mixture in the case of diffusion regime of the glowing discharge are presented. Taking into consideration the wall sheath of space charge the thermal regime in gas discharge small tube is examined.

К. И. Семенов

Одесский национальный университет им. И. И. Мечникова

Роль скин- и пинч- эффектов при генерации частиц металлов в импульсной дуге

Показано, что скин- и пинч- эффекты являются основными механизмами, способствующими генерации в импульсной дуге высокотемпературных металлических частиц. Поставлена и решена задача определения начальной температуры таких частиц, исходя из экспериментально определённой скорости движения фронта плавления электрода. Приведены данные по стабильности направления начальной скорости и начальной температуры для частиц из меди. Даны рекомендации, касающиеся возможностей повышения стабильности начальных параметров генерируемых частиц.

Исследования, включающие изучение химического реагирования металлов с различными средами, механического взаимодействия с преградами, а также такие технологии, как сварка, порошковая металлургия, маскировка летательных объектов облаками термоэмитирующих частиц, связаны с получением высокотемпературных металлических частиц. Одним из методов получения таких частиц является их формирование в импульсной электрической дуге [1], [2]. Начальные характеристики частиц, полученных в дуге, температура, величина и направление скорости и размер нестабильны, что затрудняет проведение экспериментов или делают измерения невозможными. Нестабильность зависит от параметров генерации, модель которой определяет набор и выбор таких параметров.

В [2], [3] приведены экспериментальные данные по образованию частиц в дуге и предложена модель генерации. В модели неверно представлена конфигурация и соотношение действующих сил, не замечена роль скин — эффекта. В экспериментальном материале нет данных по корреляции между направлением начальной скорости и параметрами генерации. Неверно утверждается постоянство скорости движения фронта плавления электрода. При постановке тепловой задачи не учтено тепло, выделяющееся при прохождении электрического тока, которое составляет около 20% от общего. Таким образом, данные и расчёты по работе генератора в [2] и [3] неверны. Поэтому возникла необходимость разработать альтернативную модель генерации, что позволило бы более чётко контролировать начальные характеристики частиц.

Генерация частиц в импульсном дуговом генераторе заключается в оплавлении цилиндрического проводника 2 в электрической дуге 3 с последую-

ющим отделением оплавленной части в виде жидкой капли радиуса R , см. рис. 1. Плавление можно разбить на два периода: первый — плавление короткой незакрепленной части плавящегося электрода с одной стороны от неплавящегося электрода 1 (рис. 1.а, б) и второй — плавление с другой стороны, со стороны закрепленной, со стороны подвода тока, части плавящегося электрода, (рис. 1.в). Эксперимент показал, что во время первого периода, плавления незакрепленной части плавящегося электрода, фронт плавления практически неподвижен, а во втором периоде, стадия “в” рис. 1, скорость его передвижения весьма резко возрастает, проходит через максимум, а затем медленно спадает, см. рис. 2. Неизвестные условия теплообмена на границе между расплавленной частью электрода и нерасплавленной, непростые электрогидродинамические условия перемешивания (часть энергии электронов дуги переходит в кинетическую энергию жидкого металла внутри капли), непростая граница раздела жидкой и твердой фазы выделяют составление и решение уравнений теплообмена в отдельную весьма сложную задачу. Поэтому начальная температура частиц определялась на основании экспериментальных данных. Экспериментально определялись также и размеры частиц.

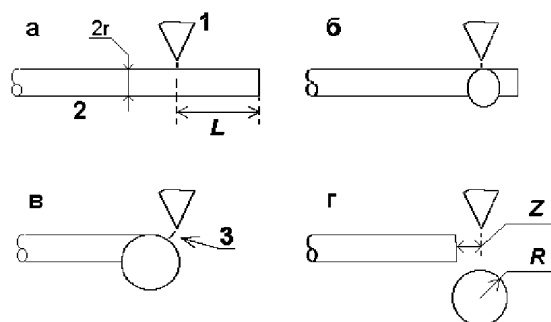


Рис. 1. Процесс генерации частицы в импульсном дуговом генераторе: 1. неплавящийся катод; 2. плавящийся электрод; 3. электрическая дуга; 4. а — начало действия дуги; б — стадия плавления свободной части плавящегося электрода; в — стадия оплавления закрепленной части плавящегося электрода; г — стадия отделения и «ухода» частицы.

На рис. 3 представлена зависимость размеров частицы от величины Z (Z — длина оплавившейся части электрода, за вычетом L , см. рис. 1а) и L (L — длина незакрепленной части плавящегося электрода в начальный момент генерации, равная расстоянию между нормальной к оси электрода плоскостью его торца и нормалью, опущенной из ближней к плавящемуся электроду точки неплавящегося электрода, см. рис. 1г), пунктиром показаны границы, в которых возможна генерация при допустимых значениях L , а сплошной линией — при $L=320$ мкм.

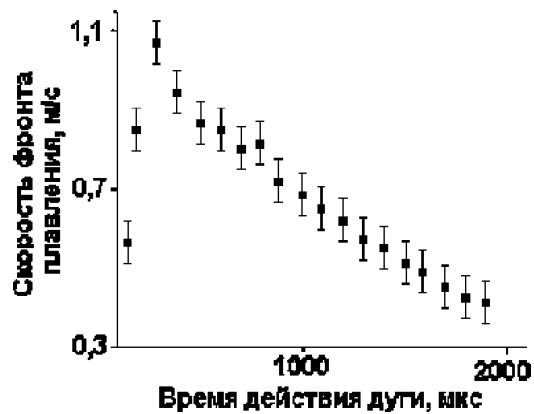


Рис. 2. Экспериментальная зависимость скорости продвижения фронта плавления закреплённой части плавящегося электрода от времени воздействия дуги.

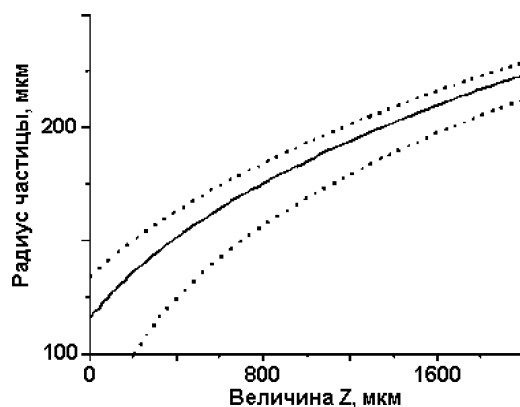


Рис. 3. Экспериментально определённые границы возможных радиусов ВМЧ при различных значениях Z в пределах допустимых L . Сплошная линия — при $L = 2R = 320$ мкм.

Изменяя величину вылета можно при одинаковой длительности импульса отделить оплавленную часть в необходимом месте, изменяя так начальную скорость частицы. Сопоставляя экспериментальные данные зависимости скорости плавления с вносимой в образующуюся частицу из дуги энергией и параметрами расплавленной части, можно восстановить её температуру. Измерение температуры оплавленной части электрода в период генерации при помощи оптического пирометра осложняется излучением дуги.

Расчёт показывает, что теплоотвод от жидкой части электрода в расплавленную его часть, осуществляемый посредством теплопроводности, составляет порядка процента от введенного тепла [2], поэтому в дальнейших расчётах он не учитывается. Кроме того, расчёт, основанный на экспериментальных данных по размерам и температуре частицы, показал, что более 95% энергии, попадающей в оплавленную часть извне, идёт на нагрев и плавление металла. Согласно первому началу термодинамики, количество теплоты, сообщённое системе (отрезку плавящегося электрода в объёме частицы) за время dt идёт на увеличение внутренней энергии системы (работа над окружающими телами не совершается). dQ_L идёт на плавление массы dm электрода, с удельными теплоёмкостью $c(T)$ и теплотой плавления L_y . Теплота, идущая на повышение температуры от начальной T_0 до температуры плавления T_L определяется как $dQ_S = c(T_L - T_0)dm$. На последующий нагрев до текущей температуры оплавленной части электрода T затрачивается $dQ_I = c(T - T_L)dm$. Теплоты плавления составляет $dQ_L = L_\sigma dm$. Теплота, идущая на нагрев уже расплавленной ранее части электрода объёмом V_s составляет $dQ_V = V_s \rho c dT$, где $\rho(T)$ — плотность расплавленной части. Часть сообщённой энергии dQ_u уносится излучением. Сообщаемое системе тепло складывается из энергии, выделяющейся при торможении электронов дуги в жидкой фазе dQ_e и джоулева тепла $dQ_i = \Omega I_\partial^2 dt$ (Ω — сопротивление жидкой фазы). В [2] показано, что теплоотводом в электрод (за исключением теплоотвода в dm) и конвективным теплообменом можно пренебречь. Таким образом, можно записать уравнение

$$dQ_e + dQ_i - dQ_{II} - dQ_I - dQ_L - dQ_S - dQ_V = 0 \quad (1)$$

Учитываемые виды энергии представлены на рис. 5. За время dt в плавящуюся часть от электронов дуги, с током I_∂ и напряжением U_∂ , поступает энергия [4] $dQ_e = U_\partial I_\partial dt = W dt$. Излучением с площади оплавленной части электрода $S(t) = 4\pi R^2 - \pi r^2$ уносится энергия $dQ_{II} = \epsilon \sigma T^4 S dt$ (температура стенок $T_{ст} \ll T$, поэтому ею пренебрегаем, а поскольку площадь стенок много больше площади поверхности частицы, то приведенный коэффициент интегральной излучательной способности, который должен использоваться в таком уравнении, просто равен коэффициенту излучательной способности частицы ϵ).

После подстановки в (1) выражений для приращений теплот в явном виде получается

$$Wdt + \Omega I^2 dt - V_S \rho c dT - c(T_L - T_0) dm - L_\sigma dm - c(T - T_L) dm - \varepsilon \sigma T^4 S = 0 \quad (2)$$

Откуда следует

$$W + \Omega I^2 - V_S \rho c \frac{dT}{dt} - c(T_L - T_0) \frac{dm}{dt} - L_\sigma \frac{dm}{dt} - c(T - T_L) \frac{dm}{dt} - \varepsilon \sigma T^4 S = 0, \quad (3)$$

Учитывая, что $\frac{dm}{dt} = S_\vartheta \rho \frac{dl}{dt}$, (S_ϑ — площадь сечения электрода; dl — длина электрода, оплаваемая за время dt ; $dl/dt = v$ — скорость плавления электрода, определяемая экспериментально, см рис. 2) из (3) имеем

$$\frac{dT}{dt} - \frac{W + \Omega I^2 - \rho S c v (T_L - T_0) - L S \rho v - c S \rho v (T - T_L) - \varepsilon \sigma T^4 S}{l_0 S c \rho} = 0 \quad (4)$$

График численного решения уравнения (4) с начальным условием $T(t=0)=1400$ К и граничным условием $T_0=290$ К при $L=320$ мкм, $I_0=60$ А, для меди приведен на рис. 5.

Экспериментальные значения начальной температуры ВМЧ на ~10% меньше вычисленных, одной из причин этого может быть подстановка в (4) постоянного значения мощности дуги, тогда как на самом деле она зависит от расстояния между электродами генератора [2, стр. 74].

При плавлении электрода экспериментально определённая скорость продвижения фронта плавления значительно выше той, которая могла быть обусловлена только теплопроводностью через расплавленную часть электрода, на основании чего в [2] делается вывод о механическом перемешивании жидкого металла в результате передачи импульса электронов дуги, что, как уже указывалось выше, не поддаётся расчёту. Т.к. желательно иметь более точно определённую начальную температуру частицы (или капли), то, можно, основываясь на графике, рис. 5, рекомендовать производить генерацию частиц при возможно больших временах (при неизменной точности установки времени генерации). При работе генератора в непрерывном режиме максимальная частота генерации будет ограничиваться временем генерации и нагревом проходящим током, поскольку тепло, распространяющееся в электроде в результате теплопроводности из периодически оплавающегося конца электрода, мало по сравнению с нагревом проходящим током. Изменение температуры по радиусу r электрода определяется как [5]:

$$T = T_s + qv \frac{r_0}{4\alpha} + qv \frac{r_0^2 - r^2}{16\lambda}, \quad (5)$$

где α — коэффициенте теплоотдачи; λ — теплопроводность материала электрода; r_0 — радиус электрода. Средняя объёмная мощность тепловыделения q_v определяется через джоулево тепло $Q_{\text{Э}}$, выделяемое в объёме V , время действия импульса тока $\Delta t_{\text{д}}$ и период импульсов $\Delta t_{\text{п}}$ выражением

$$q_v = \frac{Q_{\text{Э}}}{V} \cdot \frac{(\Delta t_{\text{д}} - \Delta t_{\text{п}})}{\Delta t_{\text{п}}} \quad (6)$$

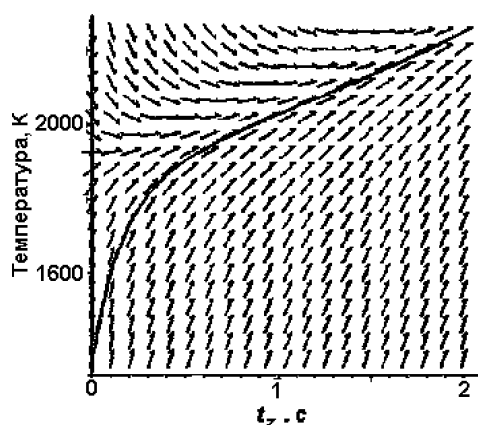


Рис. 5. Зависимость температуры жидкой части электрода от времени движения фронта плавления t_z .

Мощность тепловыделения определяется через сопротивление электрода R , проходящий через электрод ток I , удельное электрическое сопротивление электрода и его длину l :

$$Q_{\text{Э}} = \frac{RI^2 \Delta t_{\text{д}}}{\Delta t_{\text{п}}} = \rho_{\text{Э}} \frac{4l}{\pi d_0^2} I^2 \frac{\Delta t_{\text{д}}}{\Delta t_{\text{п}}} \quad (7)$$

Совместное решение уравнений (5)-(7) позволяет найти максимальную частоту генерации ВМЧ из различных металлов при определенных условиях теплообмена.

В импульсном дуговом генераторе отрыв оплавленной части электрода происходит под действием сил электронного давления и силы пинч-эффекта [6], [7], [8], которые противодействуют силе поверхностного натяжения. Другие силы, действующие на оплавленную часть электрода, реактивная, газоди-

намическая, сила тяжести, по проведенным в [3] оценкам, на несколько порядков меньше. Максимальное значение силы пинч-эффекта, при нормальном к оси электрода направлении линий тока, можно вычислить по формуле [6]:

$$F_p = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} I^2 \ln \frac{R}{r}, \quad (8)$$

где: μ_0 — магнитная постоянная; μ — магнитная проницаемость среды; I — ток импульса; R — радиус оплавленной части электрода; r — радиус электрода.

Сила пинч-эффекта направлена вдоль оси электрода [6], как показано на рис. 6.а. Очевидно, что чем меньше будет нормальная составляющая тока, тем меньше будет величина силы. Если ток проходит только внутри продолжения в каплю электрода, то $F_p = 0$. Перераспределением плотности тока можно управлять используя скин-эффект [8].

При смещении центра оплавленной части с оси электрода F_p рекомендуется [6, 9, 4] вычислять по формуле:

$$F_p = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} I^2 \ln \sqrt{\frac{R}{r}}. \quad (9)$$

Направление F_p при этом можно считать совпадающим с нормалью к плоскости, секущей электрод и проходящей через точки А и В, как это показано на рис. 5. Расчёт точного значения силы пинч-эффекта с учётом сложной, меняющейся формы проводящего тела и скин-эффекта сложная электродинамическая задача. В [10] приведено более точное выражение для цилиндрического проводника, которое из-за громоздкости здесь не приводится. Достаточно отметить, что характерные линейные размеры оплавливающейся части всех использованных электродов (из примененных материалов) такого же порядка, как и величина проникновения тока в проводник согласно [11]:

$$\delta \sim \sqrt{\frac{2}{\sigma\omega\mu_0}}, \quad (10)$$

где δ — глубина проникновения тока; ω — частота тока; σ — проводимость; μ_0 — магнитная постоянная.

При вычислении δ величине ω соответствовало время импульса, на вершине импульса, и время спада импульса, τ , вычисляемые как $\omega = \frac{2\pi}{\tau}$. Период формирования объема капли занимает время порядка 500 мкс, что соответствует частоте 2 КГц, а для такой частоты глубина проникновения

тока, согласно (10), например, в медь, составляет около 9 мм, т.е. плотность тока в проводнике в продолжении импульса с используемым диаметром электрода 0,2 мм можно действительно считать неизменной по сечению. Время спада импульса порядка 0,1-3 мкс и в этом случае глубина проникновения тока порядка 10 мкм. Соответственно меняется и сила пинч-эффекта.

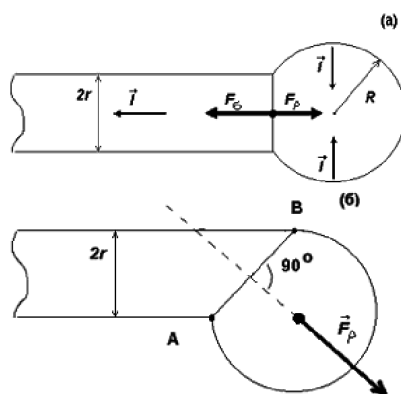


Рис. 5. Сила пинч-эффекта, действующая на оплавленную часть электрода в случае цилиндрически симметричного прохождения тока (а) и в случае несимметричного (б), отклоняющего оплавленную часть от оси, действия дуги.

Сила электронного давления F_e в соответствии с [7] определяется выражением:

$$F_e = I \left(\frac{2m_e U}{e} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (11)$$

где U — напряжение на межэлектродном промежутке.

Характер протекания диспергирования жидкости зависит от реального значения поверхностного натяжения. В то же время, при распаде объёма жидкости возникает новая межфазная граница, процессы релаксации на которой, естественно, определяют значение поверхностного натяжения. Принято называть поверхностное натяжение динамическим, если оно зависит от времени вследствие процессов релаксации. После релаксации на границе устанавливается величина поверхностного натяжения, которую называют статической. Многочисленные эксперименты [12, 13] показывают, что время образования новой поверхности после диспергирования, когда устанавливается статическое поверхностное натяжение, которое обычно указывают в справочных данных, составляет порядка 10^{-3} с. В импульсном генераторе

ре отделение капли жидкого металла происходит за время порядка 10^{-5} с. Таким образом, диспергирование жидкости зачастую происходит одновременно с релаксацией поверхностного натяжения. Наиболее точный современный метод измерения динамического поверхностного натяжения связан с капиллярным распадом струй [14]. Различие статического и динамического значений поверхностного натяжения обусловлено процессами релаксации на межфазной границе, которые могут быть связаны с различными физическими эффектами: адсорбцией, испарением, конденсацией, перераспределением заряда и т.п. В настоящее время подробные данные по динамическому поверхностному натяжению получены лишь для воды и водных растворов электролитов [15], а также для органических жидкостей. Поэтому сила поверхностного натяжения F_{σ} , действующая на оплавленную часть электрода, определялась по данным из [16], где не учитывалась зависимость от времени образования новой поверхности, что даёт максимальное значение F_{σ} :

$$F_{\sigma} = 2\pi r \sigma(T) \quad (12)$$

где $\sigma(T)$ — коэффициент статического поверхностного натяжения. Согласно [16] зависимость $\sigma(T)$ от температуры выражается уравнением

$$\sigma(T) = \sigma_0 \left[1 - 2,1 \cdot 10^{-7} \left(\frac{\rho}{\mu} \right)^{\frac{2}{3}} (T - T_{пл}) \right], \quad (13)$$

где σ_0 — коэффициент поверхностного натяжения при температуре плавления $T_{пл}$; ρ — плотность; μ — молекулярная масса; $T_{пл}$ — температура плавления.

На рис. 6 приведены графики зависимости величины сил, вычисленных по (13) от времени генерации, с учётом приведенных ниже качественных рассуждений по их изменению в процессе генерации. Величина силы поверхностного натяжения вследствие роста температуры имеет тенденцию к уменьшению по мере нарастания массы оплавленной части. Величина силы электронного давления также уменьшается из-за удаления расплавленной части электрода от неплавящегося электрода (с увеличением этого расстояния уменьшается величина тока [2]), величина силы пинч-эффекта немного растёт из-за увеличения радиуса капли расплава и резко возрастает в конце импульса тока из-за скин-эффекта. Кроме того, на шейке, соединяющей электрод с каплей, на протяжении импульса тока не может развиваться достаточное для отрыва сжимающее шейку радиальное давление пинч-эффекта, пока

не произойдёт перераспределение тока, вызванное скин-эффектом. Именно это позволяло получить поэтапную съёмку процесса генерации [3], когда задний фронт импульса растягивался и отрыва капли не происходило, капля «замерзала» в том месте, в котором, при более коротком заднем фронте импульса, произошло бы её отделение.

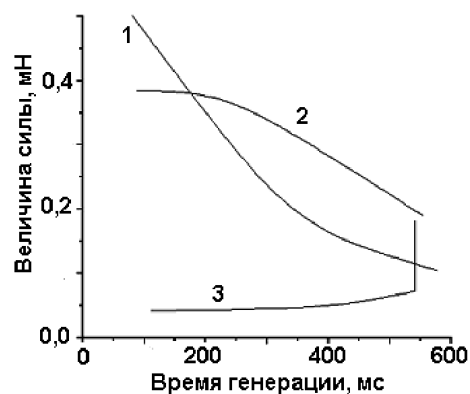


Рис. 6. Зависимость расчётных величин сил поверхностного натяжения (1), электронного давления (2), пинч-эффекта (3) от времени генерации.

Трудности в создании строгого математического описания процесса генерации вызывают необходимость экспериментального получения требуемых для конкретной работы зависимостей. При исследованиях заряда таковыми являлись зависимости величины начальной скорости, её направления от параметров генерации. При этом полуколичественная модель генерации позволила прогнозировать необходимые для оптимальной работы изменения параметров генерации.

Экспериментальные исследования заключались в варьировании времени спада фронта импульса тока дуги при помощи [17] регулируемой форсирующей электронной цепи, см. рис. 7.

Время спада фронта импульса определяется при этом выражением:

$$t_{\phi} \approx \frac{CE}{\Delta I}, \quad (14)$$

где C — ёмкость конденсатора в цепи базы; E — напряжение питания; ΔI — ток выброса (разность токов базы на фронте и на протяжении импульса).

Распределение по размерам получаемых металлических частиц определялась при работе генератора в непрерывном режиме [1] с использованием результатов измерений при помощи сконструированного [18] для этого устройства (измерительного клина), которое схематично изображено на рис. 8.

Измерительный клин, образован двумя прозрачными стеклянными пластинками, между которыми помещается определённое количество частиц. Выбирая удобный угол раствора клина, и проводя подсчёт частиц на различных уровнях, строилось распределение частиц по размерам. Такие измерения показали, что нестабильность начальных размеров частиц можно снизить до 4%.

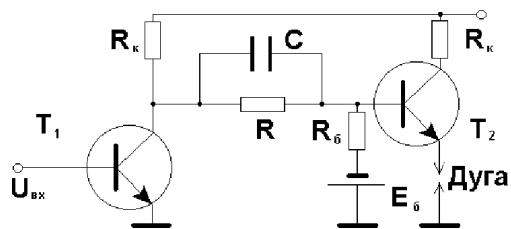


Рис. 7. Схема управления временем фронта импульса тока дуги.

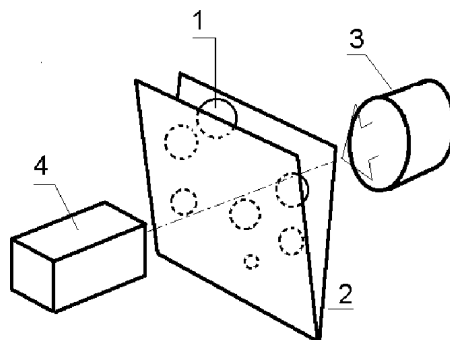


Рис. 8. Схема измерения размеров сферических металлических частиц.

Экспериментальные данные по зависимости отклонения начальной температуры ВМЧ от средней при изменении времени генерации для всех использованных материалов показали, что наиболее приемлемым по стабильности начальной температуры является период, когда нормаль к касательным электродам отклонена от вертикали на угол $\sim 45^\circ$, график зависимости (здесь и далее для медного электрода $s = 80$ мкм, токе 100 А, длиной свободного участка электрода 320 мкм, первоначальном расстоянии между электродами 20 — 40 мкм) приведен на рис. 9.

В экспериментах выявлена зависимость отклонения угла между направлением начальной скорости и вертикалью от среднего при изменении времени спада заднего фронта импульса тока, для медных частиц зависимость представлена на рис. 10, для других металлов зависимости имеют подобный

вид, но при уменьшении радиуса используемого электрода зависимость сдвигается в сторону меньших времён, такой сдвиг может объясняться использованием меньших диаметров электрода для других материалов, а тем самым, изменением соотношения глубины проникновения тока к диаметру.

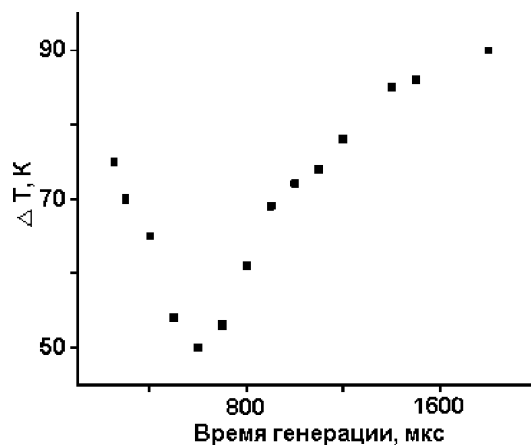


Рис. 9. Отклонение температуры ВМЧ от средней в зависимости от времени генерации.

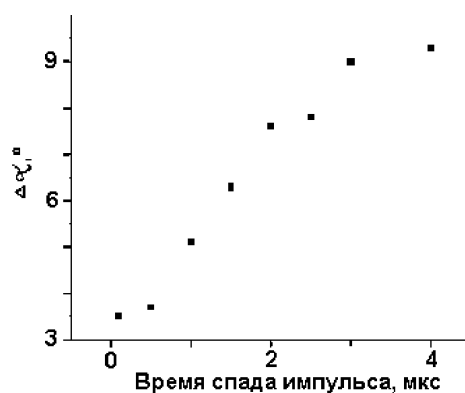


Рис. 10. Зависимость нестабильности угла вылета от времени спада генерирующего импульса тока.

Таким образом, было установлено, что при получении частиц в дуговом импульсном генераторе определяющим отрыв оплавленной части металла является пинч-эффект, усиленный скин-эффектом, при этом время спада импульса тока влияет на стабильность начальных параметров ВМЧ.

Выражаю искреннюю благодарность профессору В.В.Калинчаку за обсуждение работы и профессору Н.Х.Копыту за содействие в её проведении.

Литература

1. Дрейзин Э.Л., Семенов К.И., Суслов А.В. Автоматический режим работы импульсного разрядного генератора монодисперсных металлических частиц с постоянной частотой.// Материалы 8-го семинара «Опыт разработки и внедрения электрокапельструйных технологий, устройств и композиций». — Санкт-Петербург:-1992. — С. 61-65.
2. Суслов А.В. Тепло-электрофизические аспекты монодиспергирования металлов повышенной тугоплавкости: Дис. ... д-ра. физ. — мат.наук: Одесса, 1998. 322 с.
3. Suslov A.V., Dreyzin E.L., Trunov M.A. Formation of Monodispersed Refractory Metal Particles by Impulse Discharge// J. Powder Technology. 1993. — V.74. — P. 23-30.
4. Лесков Г.И. Электрическая сварочная дуга. — М.: Машиностроение, 1970. — 126 с.
5. Тепло- и массообмен. Теплотехнический эксперимент: Справочник/ Под общ. ред. В.А.Григорьева и В.М. Зорина. М.: Энергоиздат, 1982. — 512 с.
6. Дятлов В.И. Элементы теории переноса электродного металла при электродной сварке// Новые проблемы сварочной техники. — К.: Техника, 1964. — С. 167-182.
7. Рыкалин Н.Н. Расчёт тепловых процессов при сварке. — М.: Mashgiz, 1951, -184 с.
8. Семенов К.И. Влияние скин- и пинч- эффектов на формирование микрокапель металлов в импульсном разряде// Труды XIX конференции стран СНГ “Дисперсные системы”. — Одесса, 2000. — с. 168-169.
9. Ерохин А.А. Основы плавки плавлением. — М.: Машиностроение, 1973. — 172 с.
10. Смайт В. Электростатика и электродинамика: Пер. с англ. — М.: Издательство Иностранной литературы. 1954. — 604 с.
11. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. Теоретическая физика: Учебник. — Т.VIII. М.: Наука. 624 с.
12. Badran A., Marshall E. Oscillating pendant drops: method for the measurement of dynamic surface and intarface tension// Rev. Sci. Instrum. — 1986. — Vol.57. № 2. — P.259-263.
13. Kochurova N., Rusanov A. Dynamic surface properties of water: surface tension and surface potential// J. Coll. and Interface. Sci. — 1981. — Vol.81. № 2. — P.297-303.
14. Kochurova N., Rusanov A. Dynamic surface properties of Jwater: surface tension and surface potential// J. Coll. and Interface. Sci. — 1981. — Vol. 81. № 2. — P.297-303.

15. Кочурова Н.Н., Гребенщиков Н.Р. Исследование динамического поверхностного натяжения водных растворов иодидов натрия и калия// Вестник Ленингр. гос. ун-та. — Ленинград: 1985. № 11. — С. 104-107.
16. Таблицы физических величин. Справочник./ Под ред. ак. Кикоина И.К. — М.: Атомиздат. 1976. — 1008 с.
17. Гольденберг Л.М. Основы импульсной техники: Учебник. — «Связь». М. 1964. — 432 с.
18. Устройство для определения гранулометрического состава порошков. Заявка на а.с. №5018112/25/081306, дата приоритета 23.12.91 г./ Семенов К.И., Суслов А.В., Дрейзин Э.Л. Положит. решение №16-1541 от 17.07.92г. — 3 с. с ил.

К. И. Семенов

Роль скін- і пінч- ефектів при генерації частинок металів в імпульсній дузі

АНОТАЦІЯ

Показано, що скін- і пінч- ефекти є основними механізмами, які сприяють генерації високотемпературних металевих часток в імпульсній дузі. Поставлена і вирішена задача визначення початкової температури частинок з урахуванням експериментальної певної швидкості руху фронту плавлення електроду. Приведені дані по стабільності напряму початкової швидкості і початкової температури для частинок з міді. Дані рекомендації по застосуванню можливостей підвищення стабільності початкових параметрів частинок, що генеруються.

Semenov K. I.

Role of skin- and pinch- effects during generation of particles of metals in impulsive arc

SUMMARY

It is shown, that skin- and pinch- effects are basic mechanisms cooperant to the generation of high temperature metallic particles in an impulsive arc. The task of determination of initial temperature of particles is put and decided, coming an experimentally certain rate of movement of front of electrode melting. Data on stability of direction of initial velocity and initial temperature for particles from a copper are resulted. Recommendations touching possibilities of increase of stability of initial parameters of the generated particles are given.

Л. В. Михайловская

Одесский национальный университет им. И. И. Мечникова

Влияние параметров разряда на величину объемного заряда в узких газоразрядных трубках

Получено выражение для величины объемного заряда на оси положительного столба тлеющего разряда в зависимости от параметров разряда. Показано, что при некоторых значениях внешних параметров газового разряда, таких как давление газа, ток разряда и радиус разрядного капилляра, происходит существенное нарушение квазинейтральности плазмы положительного столба.

При исследовании физических процессов в положительном столбе (ПС) газового разряда обычно предполагается, что плазма ПС при обычных режимах работы в объеме квазинейтральна, т.е. величина нескомпенсированного объемного заряда мала по сравнению с плотностью заряженных частиц ионов n_i и электронов n_e : $n_i - n_e \ll n_e$. Теоретический анализ ПС без использования условия квазинейтральности проводился еще в работах [1,2]. Причем, в [2] целью анализа было объяснение экспериментально наблюдавшейся падающей вольт-амперной характеристики тлеющего разряда в парах ртути, а в [1] интерес был к условиям перехода в разряде от амбиполярной диффузии к свободной. 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.

В данной работе учитывается зависимость отношения $\gamma = n_i/n_e$ от поперечных координат в ПС тлеющего разряда и получено выражение для нескомпенсированного пространственного заряда на оси разрядной трубки.

Ограничимся анализом простейшего случая трехкомпонентной плазмы ПС, в которой имеются электроны, однозарядные ионы и нейтральные атомы. Стационарная концентрация заряженных частиц определяется из баланса процессов генерации и уничтожения этих частиц. Уравнения баланса для

плотности ионов и электронов следуют из соответствующих уравнений непрерывности, которые для стационарных процессов записываются как

$$\operatorname{div} \Gamma_{i,e} = q_{i,e}, \quad (1)$$

где $\Gamma_{i,e} = n_{i,e} \cdot \mathbf{u}_{i,e}$ — потоки положительно и отрицательно заряженных частиц (ионов и электронов), $q_{i,e}$ — источники рождения (гибели) частиц в 1 см^3 в 1 сек. Эти уравнения означают, что в каждой точке положительного столба тлеющего разряда скорость появления заряженных частиц равна скорости их ухода. Потоки ионов и электронов с учетом диффузионных и дрейфовых составляющих можно представить как

$$\begin{aligned} \Gamma_i &= -D_i \nabla n_i + b_i n_i \mathbf{E}, \\ \Gamma_e &= -D_e \nabla n_e - b_e n_e \mathbf{E}. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь $D_{i,e}$ — коэффициенты свободной диффузии ионов и электронов соответственно, $b_{i,e}$ — подвижности ионов и электронов соответственно. Электрическое поле \mathbf{E} определяется уравнением Пуассона

$$\nabla \mathbf{E} = 4\pi e (n_i - n_e). \quad (3)$$

Для цилиндрической геометрии тлеющего разряда с осью z вдоль оси разряда продольное электрическое поле E_z в положительном столбе не зависит от координат и уравнение (3) определяет поле поляризации E_r , направленное вдоль радиуса разрядной трубки

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} (rE_r) = 4\pi e (n_i - n_e) \quad (3a)$$

Используя равенство потоков электронов и ионов на диэлектрические стенки разрядного капилляра $\Gamma_{er} = \Gamma_{ir} = \Gamma_r$ и соотношения Эйнштейна $D_{i,e} = \frac{b_{i,e} T_{i,e}}{e}$, из формул (2) нетрудно получить следующие выражения для радиальной компоненты электрического поля E_r и потока заряженных частиц на стенки разрядной трубки

$$\begin{aligned} E_r &= -\frac{1}{n_e b_e + n_i b_i} \left(D_e \frac{dn_e}{dr} - D_i \frac{dn_i}{dr} \right), \\ \Gamma_r &= -\frac{b_e b_i}{n_e b_e + n_i b_i} \left(\frac{kT_e}{e} n_i \frac{dn_e}{dr} + \frac{kT_i}{e} n_e \frac{dn_i}{dr} \right) \end{aligned} \quad (4)$$

Уравнения баланса заряженных частиц запишем с учетом прямой и ступенчатой ионизации атомов в результате столкновений с электронами, а исчезновение заряженных частиц будет происходить за счет диффузионных и дрейфовых уходов на стенки трубки и последующей рекомбинации электронов и ионов на стенках, а также в результате объемной рекомбинации электронов и ионов. Тогда уравнение (1) принимает вид

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r\Gamma_r) = v_{oi} n_e + v_{mi} n_e - \beta_r n_e n_i \quad (5)$$

Здесь $v_{oi} = k_{oi} \cdot N_0$ — частота прямой ионизации в результате столкновения электронов с атомами в основном состоянии, $v_{mi} = k_{mi} \cdot N_m$ — частота ступенчатой ионизации с m метастабильного уровня, N_0 , N_m — плотности нейтральных атомов в основном и метастабильном состояниях соответственно, k_{oi}, k_{mi} — постоянные соответствующих процессов, β_r — коэффициент объемной рекомбинации электронов и ионов.

Для цилиндрической геометрии разряда в центре разрядной трубки концентрации заряженных частиц максимальны. Достиженные в результате диффузии и дрейфа в радиальном электрическом поле стенок электроны и ионы рекомбинируют на поверхности. Поэтому обычно предполагается, что их концентрация на стенках разрядной трубки радиуса R_0 равна нулю. Граничные условия в этом случае записываются как

$$\frac{dn_i}{dr} = \frac{dn_e}{dr} = 0 \quad \text{для } r = 0 \quad (6a)$$

$$n_i(R_0) = n_e(R_0) = 0 \quad (6b)$$

Уравнения (3-5) совместно с граничными условиями (6) полностью определяют установившееся распределение концентраций электронов и ионов по радиусу в положительном столбе газового разряда.

В низкотемпературной слабоионизированной плазме температура тяжелых частиц в объеме плазмы намного ниже температуры свободных электронов $T_i \ll T_e$, подвижности также сильно отличаются $b_i \ll b_e$. С учетом этих соотношений выражения для амбиполярного радиального электрического поля и для потоков к стенкам заряженных частиц (4) упрощаются и принимают вид

$$\begin{aligned} E_r &= -\frac{kT_e}{e} \cdot \frac{1}{n_e} \cdot \frac{dn_e}{dr}, \\ \Gamma_r &= -D_a \cdot \frac{n_i}{n_e} \cdot \frac{dn_e}{dr}. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь $D_a = b_i \frac{kT_e}{e}$ — коэффициент амбиполярной диффузии.

Решения уравнений (3а,5) с упрощенными выражениями для поля и потока (7) ищем в виде $n_i(r) = \gamma(r) \cdot n_e(r)$, $n_e(r) = n_{e0} \cdot y_e(r)$. В центре трубки концентрация электронов равна n_{e0} , а концентрация ионов $n_{i0} = \gamma_0 \cdot n_{e0}$. Вклад ступенчатой ионизации в общее количество свободных электронов в плазме зависит от числа возбужденных, в данном случае, метастабильных атомов N_m . В свою очередь, распределение метастабильных атомов по радиусу разрядной трубки $N_m(r)$ определяется соответствующим уравнением баланса, аналогичного уравнению (5). С целью упрощения расчетов будем исходить из следующего приближенного выражения для $N_m(r)$

$$N_m(r) = \frac{k_{0m} \cdot N_0 \cdot n_e(r)}{k_{mj} \cdot n_e(r) + v_m}, \quad (8)$$

где $v_m = \frac{D_m \cdot 2.405^2}{R_0^2}$ — частота гибели метастабильных атомов в результате диффузионного ухода на стенки трубки, D_m — коэффициент диффузии метастабильных атомов, $v_{0m} = k_{0m} \cdot N_0$ — частота возбуждения метастабильного состояния электронным ударом, k_{0m} — постоянная перехода атома из основного состояния в метастабильное состояние, k_{mj} — постоянная разрушения метастабильного состояния электронным ударом. При этом атом переходит в другое электронное состояние или ионизируется.

Используя аксиальную симметрию задачи, введем новую безразмерную переменную $x = \left(\frac{r}{R_0}\right)^2$. Система уравнения Пуассона (3а) и уравнения баланса числа заряженных частиц (5) для нахождения $y_e(x)$ и $\gamma(x)$ принимает следующий вид

$$\begin{cases} \frac{d}{dx} \left(\frac{x}{y_e} \cdot \frac{dy_e}{dx} \right) + A_d \cdot y_e \cdot (\gamma - 1) = 0, \\ \frac{d}{dx} \left(\frac{x \cdot \gamma}{y_e} \cdot \frac{dy_e}{dx} \right) + A_{0i} \cdot y_e + \frac{A_{mi} \cdot y_e^2}{A_{mj} \cdot y_e + 1} - A_r \cdot \gamma \cdot y_e^2 = 0 \end{cases} \quad (9)$$

Здесь введены следующие обозначения: $A_d = \frac{\pi e^2 \cdot n_{e0}}{kT_e} \cdot R_0^2 = \frac{R_0^2}{8 \cdot r_{d0}^2}$,
 $A_{0i} = \frac{v_{0i}}{v_a}$, $A_{mi} = \frac{v_{0m} \cdot k_{mi} \cdot n_{e0}}{v_a \cdot v_m}$, $A_{mj} = \frac{k_{mj} \cdot n_{e0}}{v_m}$, $A_r = \frac{\beta_r \cdot n_{e0}}{v_a}$, $v_a = \frac{4D_a}{R_0^2}$ — ча-
 стога ухода заряженных частиц на стенки разрядной трубки в результате
 амбиполярной диффузии, $r_{d0} = \sqrt{\frac{kT_e}{8\pi e^2 n_e(0)}}$ — дебаевский радиус экрани-
 рования электронного газа в центре трубки. Использование приближенных
 выражений для поля и потоков понизило степень системы дифференциаль-
 ных уравнений и привело к неопределенности условий на границе для плот-
 ности ионов или отношения $\gamma(r)$. На оси разряда $y_e(0) = 1$. Значение
 $\gamma(0) = \gamma_0$ и величина производной функции радиального распределения
 плотности электронов в точке $x = 0$, которую обозначим $\frac{dy_e}{dx} = y_{e1}$, опреде-
 ляются следующей системой уравнений, которая получается из системы (9)

$$\begin{cases} y_{e1} + A_d \cdot (\gamma_0 - 1) = 0, \\ \gamma_0 \cdot y_{e1} + A - A_r \cdot \gamma_0 = 0. \end{cases} \quad (10)$$

где $A = A_{0i} + \frac{A_{mi}}{A_{mj} + 1}$.

Решение этой системы имеет вид

$$\gamma_0 = \frac{1}{2} \left[\left(1 - \frac{A_r}{A_d} \right) + \sqrt{\left(1 - \frac{A_r}{A_d} \right)^2 + 4 \cdot \frac{A}{A_d}} \right], \quad (10.a)$$

$$y_{e1} = -A_d \cdot (\gamma_0 - 1). \quad (10.б)$$

Для определения плотности электронов в центре трубки служит уравне-
 ние подвижности, которое устанавливает связь между распределением плот-
 ностей заряженных частиц по сечению и полным током разряда I_r

$$I_r = 2\pi e E_z \cdot \int_0^{R_0} (b_e n_e(r) + b_i n_i(r)) r dr. \quad (11)$$

Здесь E_z — значение установившегося продольного электрического поля
 в ПС разряда.

Интересно отметить, что в приближении постоянства отношения плотностей зарядов по сечению $\gamma(r) = const = \gamma_0$ система уравнений (9) распадается на два независимых уравнения относительно $y_e(x)$. При этом точным решением первого уравнения (уравнения Пуассона) является функция $y_{eP} = [1 + 0.5A_d(\gamma_0 - 1) \cdot x]^2$, а решением второго уравнения системы (9) (уравнения баланса) при отсутствии объемной рекомбинации является функция Бесселя первого рода: $y_{eB} = I_0(\sqrt{A_{mi} \cdot x/\gamma_0})$. Эти два решения совпадают только вблизи оси разряда, когда $x \ll 1$.

Число избыточных (нескомпенсированных) положительно заряженных ионов на оси газового разряда определяется выражением

$$N_p = (n_i - n_e) = n_{e0} \cdot (\gamma_0 - 1) \quad (12)$$

Величина пространственного заряда на оси трубки равна $Q_0 = e \cdot N_p$.

Нетрудно убедиться, что $\gamma_0 \geq 1$ если $A \geq A_r$. При этом производная y_{e1} отрицательна, т.е. плотность электронов максимальна на оси разряда. В отсутствие объемной рекомбинации это условие выполняется всегда. С учетом объемной рекомбинации возможна ситуация при некоторых значениях параметров разряда, внутренних и внешних, когда $\gamma_0 \leq 1$ и производная $y_{e1} \geq 0$. Это неустойчивый режим, т.к. при этом плотность электронов в центре трубки минимальна и растет с отклонением от центра. Для оценки величин N_p и Q_0 при различных условиях разряда нужно учесть зависимость входящих в формулы (12) параметров от величины электронной температуры T_e , от значения концентрации электронов на оси трубки n_{e0} , от коэффициента объемной релаксации β_r , от температуры T и плотности рабочего газа p , от радиуса разрядной трубки R_0 . Для определения значения электронной температуры T_e используем модифицированное условие Шоттки $A_{mi}(T_e, R_0) = 1.446\gamma_0$, которое справедливо, когда режим разряда мало отличается от диффузионного. Напомним, что в диффузионном положительном столбе тлеющего разряда распределение плотности электронов по сечению является бesselевым: $n_e(r) = n_{e0} \cdot I_0(2.405r/R_0)$.

В данной работе исследуется поведение N_p , а следовательно и Q_0 , в зависимости от внутренних и внешних параметров разряда на примере газового разряда в гелии.

Согласно [3] в гелиевом разряде с учетом резонансной перезарядке ионов для подвижности ионов справедливы следующие оценки: $b_i = 8.4 \cdot 10^3 \cdot \frac{\sqrt{t}}{p}$.

Соответствующие оценки для подвижности электронов $b_e = 0.733 \cdot 10^6 \cdot \frac{t}{p}$.

Коэффициент амбиполярной диффузии $D_a = 8.4 \cdot 10^3 \cdot \frac{T_e \sqrt{t}}{p}$. Коэффициент диффузии метастабильных атомов гелия в собственном газе равен [3]

$D_m = 4.52 \cdot 10^2 \cdot \frac{t \sqrt{t}}{p}$. Концентрация электронов на оси разряда

$n_{e0} = 0.63 \cdot 10^{10} \cdot \frac{I_r p}{R_0^2 E_z t}$. Плотность нейтральных атомов

$N_0 = 3.538 \cdot 10^{16} \cdot \frac{p}{t}$. Здесь и в дальнейшем используется безразмерная температура газа $t = \frac{T}{273}$, электронная температура в эВ, давление в мм.рт.ст.,

плотность частиц в см⁻³, радиус разрядной трубки в см, ток разряда в мА.. Зависимости постоянных процессов ионизации и возбуждения от электронной температуры определяются следующими формулами [3]

$$k_{0i}(kT_e) = 8.7 \cdot 10^{-11} \cdot \sqrt{kT_e} (24.6 + 2kT_e) \exp\left(-\frac{24.6}{kT_e}\right),$$

$$k_{0m}(kT_e) = 3 \cdot 10^{-10} \cdot \sqrt{kT_e} (20 + 2kT_e) \exp\left(-\frac{20}{kT_e}\right).$$

Для постоянной ступенчатой ионизации используем модифицированную формулу Томсона.

$$k_{mi}(kT_e) = \frac{4.32 \cdot 10^{-14}}{\sqrt{kT_e}} \left[\ln(3kT_e) \cdot f_0(kT_e) + f(kT_e) \right], \quad z = \frac{4.6}{kT_e}.$$

$$f_0 = \exp(z) - z \cdot \int_z^{\infty} \frac{\exp(-x)}{x} dx, \quad f_1 = \int_z^{\infty} \left[\ln x \cdot \exp(-x) \cdot \left(1 - \frac{z}{x}\right) \right] dx.$$

Для $k_{mj}(kT_e)$ ограничимся двумя основными слагаемыми:

$k_{mj}(kT_e) = k_{mi}(kT_e) + k_{m0}(kT_e)$. Постоянная перехода с метастабильного

уровня на основной $k_{m0}(kT_e) = \frac{k_{0m}(kT_e)}{3} \cdot \exp\left(\frac{4.6}{kT_e}\right)$.

Результаты некоторых расчетов приведены на следующих рисунках.

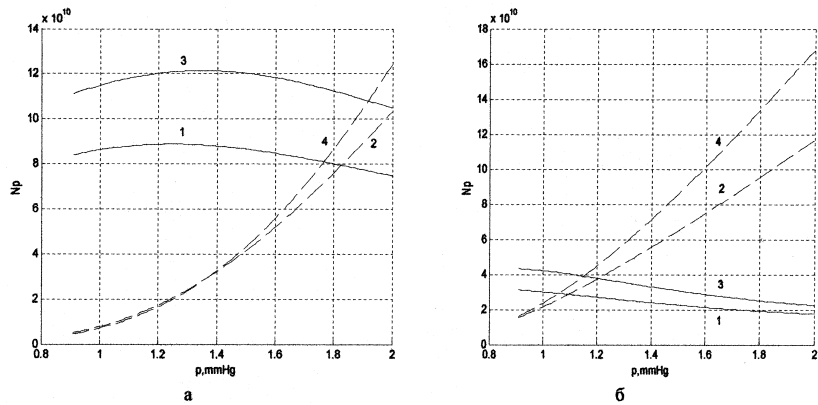


Рис. 1. а, б. Зависимости положительного объемного заряда (кривые 1,3) и плотности электронов (кривые 2,4) в центре трубки от давления газа. Ток разряда $I_r=10$ мА (кривые 1,2) и $I_r=20$ мА (кривые 3,4). а) Радиус капилляра $R_0=0.03$ см. б) Радиус капилляра $R_0=0.05$ см.

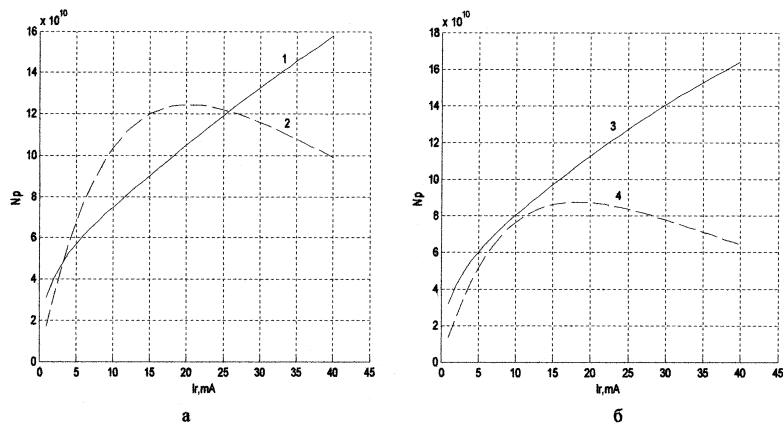


Рис. 2. Зависимости положительного объемного заряда (кривые 1,3) и плотности электронов (кривые 2,4) в центре трубки от тока разряда. Радиус капилляра $R_0=0.03$ см. Давление газа $p=2$ мм рт.ст. (кривые 1,2) и $p=1.8$ мм рт.ст. (кривые 3,4).

Основной особенностью полученных результатов является существование области внешних параметров газового разряда, в которой нескомпенсированный объемный положительный заряд в центре трубки превышает плот-

ность электронов оси. Это свидетельствует о значительном нарушении условия квазинейтральности плазмы положительного столба.

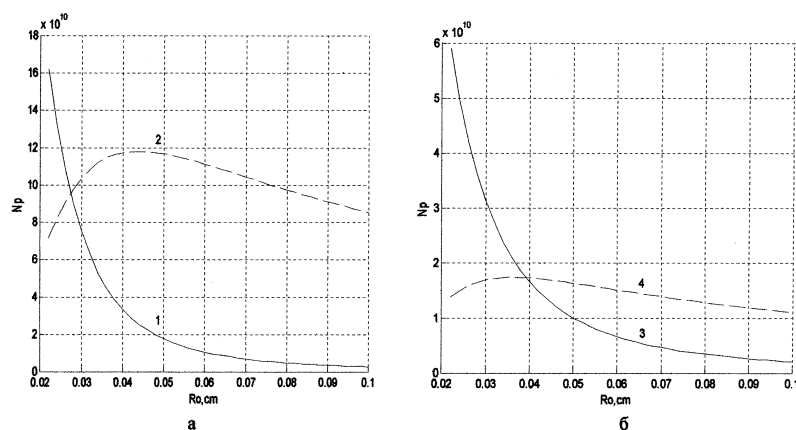


Рис. 3. Зависимости положительного объемного заряда (кривые 1,3) и плотности электронов (кривые 2,4) в центре трубки от радиуса капилляра. Давление газа $p=2$ мм рт.ст. Ток разряда $I_r=10$ mA (кривые 1,2) и $I_r=1$ mA (кривые 3,4).

Найденные зависимости величины нескомпенсированного объемного заряда от параметров разряда скажутся на пространственном распределении концентраций заряженных частиц. Кроме того известно, что разделение зарядов, т.е. нарушение квазинейтральности, является источником дополнительных неустойчивостей в разряде [3,4]. С этой точки зрения желательно работать в таком режиме разряда, когда пространственный нескомпенсированный заряд на оси трубки минимален.

Литература

1. Allis W.P. The Transition from Free to Ambipolar Diffusion // Phys.Rev. — 1954. — V.93, №1. — P.84-93.
2. Ecker G.Theory of Positive Column//Proc.of Phys.Soc. — 1954. — V.67, №414B. — P.483-491
3. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. — М.: Наука, 1987. — 592 с.
4. Привалов В.Е., Федотов М.А., Чуляева Е.Г. Влияние возмущений в активной среде на неустойчивость разностной частоты излучения лазера// Опт. и спектр. — 2000. — Т.88, вып.1. — С.149-153.

Л. В. Михайловська

Вплив параметрів розряду на величину об'ємного заряду в вузьких газорозрядних трубках

АНОТАЦІЯ

Знайдено вираз для величини об'ємного заряду на вісі позитивного стовпа тліючого розряду в залежності від параметрів розряду. Показано, що при деяких значеннях зовнішніх параметрів газового розряду, таких, як тиск газу, струм розряду та радіус розрядного капіляру відбувається значне порушення квазинейтральності плазми позитивного стовпу.

Mikhaylovskaya L. V.

**Influence of discharge parameters on space charge
in narrow gas discharge tubes**

SUMMARY

The expression for magnitude of a volume charge on an axis of a glow discharge positive column is obtained depending on parameters of discharge. It is shown, that at some values of the gas discharge external parameters, such as gas pressure, a discharge current and capillary radius, there is substantial disturbance of the plasma quasineutrality of a gas discharge positive column.

I. M. Shpinareva, V. I. Gura and V. P. Kozlovskaya

Odessa National Polytechnical University

Kinetics of energy transfer in molecules of SF_6 an intense laser radiation field: Stochastic effects

A process of multi-photon excitement into continuum within generalized kinetical equations model with an account of the stochastic diffusion mechanism in quasi-continuum is considered. A dependence of the excited molecule part q and their averaged energy ϵ_q upon density of energy of the CO2 laser pulse is calculated for the SF_6 molecules. The energy threshold, at which the vibrational energy is randomly distributed among the vibrational modes during interaction with the IR laser pulse, is determined.

The processes of multistage and multi-photon excitation, ionization, and photo-dissociation in atoms and molecules are intensively studied in many laboratories (c.f. [1-3,17]). Theoretically consecutive and quantitatively high-accuracy description of these processes is very significant for correct applying to problems of a diagnostics of the gaseous and aerosol medium, the determination of molecule's spectral parameters, search of the optimal schemes for the isotope and nuclear isomer separation, laser induced synthesis etc. Although at present time non-linear selective photo-processes in molecules are sufficiently described on a quantitative level by the simplified models [1-3], nevertheless a complete quantitative theory for these processes is still missing. A majority of experiments for studying the multi-photon excitement and dissociation processes in molecules has been carried out in conditions when the collisional factor may be missed. However studying an influence of collisional processes is surely of a great interest. The optimization of processes for the laser induced influence and the development of suitable optimization models (see e.g. [1]) can be considered as a new perspective tendency in the laser photo-physics and photochemistry.

Very important stochastic phenomenon is given by multi-photon excitement of the vibration quasi continuum in molecule and further stochastization of the vibration energy [4-8]. The processes of multistage and multi-photon excitation, ionization, and photo dissociation in atoms and molecules are intensively studied in many laboratories.

Quantitative comparison of experiments on the multi-photon dissociation with various calculation variants considering radiative and collisional processes have been fulfilled by Stone et al. (see e.g. [1]). Phenomenological approach to description non-collisional excitement of number of molecules (CF_3I , SF_6) has been realized in ref. Letokhov et al. [6]. At the same time a problem of correct description of the stochastization of the vibration energy in molecules influence of collisions on dynamics of multi-photon processes, absorption and energy transfer etc. requires a further studying.

In this paper we describe a process of multi-photon excitement into continuum within generalized kinetical equations model [2,3,9-15] with an account of the stochastic diffusion mechanism in quasi-continuum. We also calculated a dependence of the excited molecule part q and their averaged energy ϵ_q upon density of energy of the CO2 laser pulse for the CF₃I molecules. The energy threshold, at which the vibrational energy is randomly distributed among the vibrational modes during interaction with the IR laser pulse is determined for the CF₃I molecules.

Usually the vibrating spectrum is qualitatively divided into the parts of low-underlying discrete states and high-excited levels for the quasi continuum [1,-3]. Here the realization of stochastization of the vibrational motion m is greatly interesting effect. As any stochastic process the desired ionisation can be described by the diffusive equation under sufficiently large field's influence time or under the averaging on large number of beginning position for classical orbits of system in the space. Naturally in this connection the stochastic wandering should capture sufficiently many levels.

In accordance with ref. [2,3], an excitation process into a continuum is described in the limits of generalized kinetic equations as follows:

$$\begin{aligned} \partial Z_n / \partial t = & (W_{n-1,n} + k_{n-1,n}^{VT} p) Z_{n-1} + (W_{n+1,n} + k_{n+1,n}^{VT} p) Z_{n+1} - \\ & - (W_{n-1,n} + k_{n,n-1}^{VT} p) W_{n+1,n} + k_{n,n+1}^{VT} p) Z_n - d_n Z_n + \\ & + \partial / \partial n [\Theta(n - N_{mir}) D(R) n^3 \partial Z / \partial n] \end{aligned} \quad (1)$$

Here z_n are the populations of laser-excited states with energies E_n divisible by the photon frequency ν ; $W_{n,n \pm 1}$ is the rate of radiative transitions, $W_{n,n \pm 1} = \sigma_{n',n \pm 1} I(t)$, where $\sigma_{n',n \pm 1}$ are the cross-sections of radiative transitions up and down, $I(t)$ is the laser radiation intensity into a photon; $k_{n,n \pm 1}^{VT}$ are the constants of V-T relaxation rate; d_n is the molecular decay rate, which is nonzero for $E_n > D$; $\Theta(n - N_{mir})$ is Heaviside's function as an additional multiplier in the diffusion coefficient $D(R) n^3$, which «freezes» the stochastic processes in the area of low-underlying states according to the well known Chirikov's criterion [4]. The definition of diffusion coefficient and condition for a realization of the Chirikov's criterion are considered in detail in refs. [4,5]. The main simplification made for eq.(1) consists of using same level net $E_n - E_{n-1} = h\nu$, which is populated for non-collisional case. The difference of our model from standard ones is associated with explicit accounting an effect of the stochastic wandering in the quasicontinuum. Constants of relaxation rate $k_{n,n \pm 1}^{VT}$ are defined by the physical parameters of molecule. The physically significant variable is an energy transmitted for collision:

$$\Delta E(E) = \int_0^{\infty} dE' (E - E') k(E \rightarrow E') \quad (2)$$

The similar parameter in eq. (1) is defined as follows:

$$\Delta E_n = (k_{n,n-1}^{VT} - k_{n,n+1}^{VT}) h\nu / Z \quad (3)$$

The condition $\Delta E(E_n) = \Delta E_n$ determines the relationship between phenomenological relaxation constants in eq.(1) and microscopical variable $\Delta E(E)$. To describe an excitation of molecules at the low discrete levels we use a model, in which the system of low levels is characterized by two rates such as the radiative one of excitation for some chosen states W_0 and the pressure-proportional rate of rotational oscillation k_{Rp} . (see e.g. [1,2]). The standard equations defining the molecule entrapment into quasicontinuum during laser impulse look like:

$$\begin{aligned} dN_d/dt &= -W_0 z_0 \\ dz_0/dt &= -W_0 z_0 + k_{Rp} (f N_0 - z_0) \\ dq/dt &= -dN_d/dt, N_0(0) = 1, z_0(0) = f \end{aligned} \quad (4)$$

Here f is the part of molecules interacting resonantly with a laser field. It is important to emphasize (see refs. [1,3]) that it is quite possible an effective interaction of the vibrating levels (excited thermally with relative occupancy f_v) with a laser field in addition to ground state. For these levels $f = f_v f_R$, where f_R is the part of rotational sub-levels interacting resonantly with radiation. Such a refinement not produces qualitative changes into overall pattern but can quantitatively modify the calculation data. Regarding a dependence $W_0(t)$ upon the laser field intensity it can be noted that the assumption $W(t) \sim I(t)$ is quite acceptable in the quasicontinuum. The variable d_n in Eq. (1) can be determined within the RRK-theory (see ref. [1]) as follows:

$$D_n = k_{diss} \rho(E_n - D) \rho(E_n) \quad (5)$$

where ρ is the density of vibrating states. Finally, it should be noted that the integral strength of dipole transition taking into account the transition up and down not usually depends on the excitation level. Such proportion is almost correct for the cross-sections of transitions at a band of IR-active mode in the quasicontinuum. The latter is possible in the quasicontinuum, which is sufficiently large in comparison with unharmonic shift and is weakly varied at a range of characteristic energies for a quasicontinuum of intermolecular spreading. Regarding a dependence $\Delta E(E)$ in the quasicontinuum can be noted that both for SF_6 and for other molecules a precise information is not existing in the necessary degree. In accordance with ref. [2] by using a comparison of data on the nitrogen-deactivation of other molecules the guess value is $\Delta E = const \approx 50-150 \text{ cm}^{-1}$.

Let us present the results of our calculation. Figure 1 show the dependence of the excited molecule SF_6 part q (a) and their averaged energy ϵ_q (b) upon density of energy of the CO2 laser pulse: continuous lines — our calculation data: experiment -•— data [16], o- data [1].

First of all, one could turn the attention on the physically reasonable agreement of output data for theoretical model with the experiment. The value of the factor q gives a possibility for defining a true level of excitement of the molecules [1]. Speech is about not only energy in calculation on all molecules, but about averaged energy of only excited molecules. The characteristic feature of the $\epsilon_q(\Phi)$ dependence (c.f. fig. 1b) is a

slow initial growth of level of the excitement of molecules. Presented data allow to understand how it is realized the process of the multi-photon excitement.

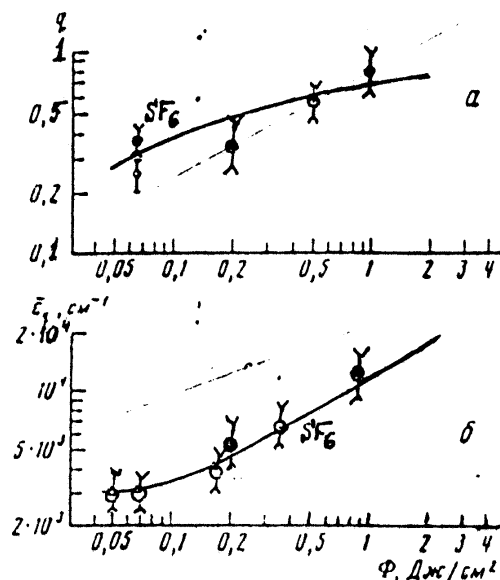


Fig. 1. The dependence of the excited SF_6 molecule part q (a) and their averaged energy ϵ_q (b) on density of energy of the CO_2 laser pulse: continuous lines — our calculation data; experiment — \bullet — data [16], \circ — data [1];

Usually observed growth for dependence $\epsilon_q(\Phi)$ is determined by increasing number of excited molecules. Under large values of Φ ($\Phi > 0.3 - 0.5 \text{ J/cm}^2$) a growth of the absorption is connected with growth of level of the excitement, as the value of q changes here very slowly. During the process of multi-photon excitement two ensembles of excited and non-excited molecules are forming. As under collisions an averaged energy of excited molecules can decrease so, that it will become an essential the quantum character of thermo-capacity of the vibrational degrees of freedom. In whole, during multi-photon excitement there are formed states, which are corresponding to statistically equal distribution of the absorbed energy by all, or more correctly, by majority of vibrations of the molecules. So, a stochastic character of vibrational motion in the considered molecules is created during process of interaction with the IR laser radiation.

Let us give the theoretical estimate of the stochastization threshold and compare it with data of ref. [1]. Minimal density of energy of the CO_2 laser pulse was 0.09 J/cm^2 (experimental value). From known values of q and $\epsilon_q(\Phi)$ one can find an averaged absorbed energy for molecules, which are excited to up ensemble. Taking into consid-

eration the initial averaged vibrational energy (under temperature, say, 293 K) we obtained the following estimate for stochastization threshold energy $E_b=4070\text{cm}^{-1}$ that is in agreement with experimental result [6]: $E_b\approx(3900\pm 500)\text{cm}^{-1}$.

Acknowledgement. Authors are very much thankful to Prof. A.V.Glushkov for useful critical comments and support.

References

1. Letokhov V.S., Nonlinear selective photo-processes in atoms and molecules. — M:Nauka (2003).
2. Glushkov A.V., Shpinareva I.M., Gura V.I. Quantum stochastic calculation of energy transfer and effect of rotational and v-t relaxation on multi-photon excitement and dissociation for CF_3Br molecules//Int.Journ.Quant. Chem. 101,pp.933-938 (2005).
3. Glushkov A.V., Zelentsova T.N., Shpinareva I.M., Svinarenko A.A. , Kinetics of energy transfer in molecules of CF_3Br in the buffer gas medium in an intense laser radiation field// Phys. Aerodispersed Systems. 39, pp.“129-136 (2002).
4. Gutzwiller M.,Chaos in Classical and Quantum Mechanics. — N. — Y.:Springer-Verlag, 2003. — 720p.
5. Kleppner D., Chun-Ho I., Welch G.R., Irregular Atomic Systems and Quantum Chaos, Ed. J.C.Gay, N-Y.: Kluwer, 2001. — P.21-48.
6. Dando P.A., Monteiro T.S. Atoms in Static Fields: Chaos or Diffraction// In: Photonic, Electro-nic, Atomic Collisions, Eds.W.Aumyr, H.Winter. — World Sci. Pub.,Singapore. — 2001. — P.621-630
7. .Cheng T., Liu J., Chen S., Guo H. Rydberg atoms in parallel microwave and magnetic fields- classical dynamics// Phys.Lett.A. 265,pp. 384-390 (2000)..
8. Wang D., Din S., Liu S. Influence of oscillating electric field on the recurrence spectra of a Li Rydberg atom in strong magnetic field// J.Phys.B:At.Mol.Opt.Phys. 36,pp. 4225-4232 (2003).
9. Shpinareva I.M., Selective photo-ionization and photodissociation of molecules method for cleaning of semiconductor materials from admixtures: optimized schemes// Functional Materials. 10 (2),pp.211-214 (2003).
10. Shpinareva I.M., New scheme of method for selective photo dissociation of the molecules in problem laser cleaning the semiconductor materials in gas phase: quantum-kinetical modelling for molecules CF_3I // Photoelectronics. 12, pp.96-100 (2003).
11. Shpinareva I.M., Photoionization and stark effect of hydrogen molecule and Wannier-Mott beexcitons in an electric field// Photoelectronics. 13, pp.30-33 (2003).
12. A.V.Glushkov, I.M.Shpinaeva, New stochastic quantum kinetics models for description of the multi-photon excitement and dissociation of molecules in the pulsed laser IR radiation field: An effect of stochastic resonance // Proc.5th European Workshop “Quantum Systems in Physics & Chemistry”. — Uppsala (Sweden). — 2000. — P.137.

13. Glushkov A.V., Ambrosov S.V., Shpinareva I.M., et al, Spectroscopy characteristics of diatomic van-der-waals molecules: atom of inert gas- atom of galogen in the ground state// *Opt.Spectrosc.* 84(4), pp.567-572 (1998).
14. Glushkov A.V., Ivanov L.N., DC Strong-Field Stark-Effect: consistent quantum-mechanical approach // *J.Phys.B:At.Mol.Opt.Phys.* 26 (16),pp. L379-388 (1993).
15. Glushkov A.V., Ambrosov S.V. et al, Resonances in Quantum Systems in strong external fields: Consistent Quantum Approach// *Journ. Techn. Phys.* 37(2),pp. 215-218 (1997).
16. Bagratashvili V.N., Vayner Yu.G., Dolzhikov V.s. et al, Inter and intra-molecular distribution of the vibration energy under multi-photon excitation by ir laser radiation// *JETP.* 80, pp.1008-1018 (1980).

И. М. Шпинарева, В. И. Гура, В. П. Козловская

Кинетика энергообмена в молекулах SF₆ в интенсивном поле лазерного излучения: Стохастические эффекты

АННОТАЦИЯ

Рассмотрен процесс мультифотонного возбуждения в континуум в рамках обобщенной кинетической модели с учетом механизма стохастической диффузии в квазиконтинууме. Для молекул SF₆ рассчитана зависимость доли возбужденных молекул и средней энергии этих молекул от плотности энергии импульса CO₂ лазера. Выполнена оценка энергетической границы, при достижении которой колебательная энергия равномерно распределяется по колебательным модам (стохастизируется) в процессе взаимодействия с полем ИК лазерного импульса.

І. М. Шпінарева, В. І. Гура, В. П. Козловська

Кинетика энергообмена в молекулах SF₆ в интенсивном поле лазерного излучения: Стохастические эффекты

АННОТАЦІЯ

Розглянуто процес мультифотонного збудження у континуум в межах узагальненої кінетичної моделі з урахуванням механізму стохастичної дифузії у квазіконтинуум. Для молекул SF₆ розраховано залежність частини збуджених молекул і середньої енергії цих молекул від густини енергії імпульсу CO₂ лазера. Виконано оцінку енергетичного ліміту при досягненні якого коливальна енергія рівноважно розподілюється по коливальним модам (стохастизується) у процесі взаємодії з полем ІЧ лазерного імпульсу.

ПЕРСОНАЛИИ



Профессор Асланов Сергей Константинович

Замечательному ученому и преподавателю, профессору Сергею Константиновичу Асланову, заместителю главного редактора нашего сборника “Физика аэродисперсных систем” 18 августа 2004 года исполнилось 75 лет.

Свою научную деятельность профессор С. К. Асланов начал в Саратовском университете на механико-математическом факультете под руководством известного ученого профессора С. В. Фальковича. В 27 лет С. К. Асланов защитил кандидатскую диссертацию на тему “Обтекание клиновидных тел газовым потоком” Научную деятельность соединял с преподавательской работой. В 28 лет С. К. Асланову присвоено ученое звание доцента. Дальнейшие свои научные исследования С. К. Асланов проводил в рамках широко известной научной школы профессора С. В. Фальковича и получил оригинальные результаты в газодинамике при трансзвуковых течениях. В то же время С. К. Асланов развивает самостоятельное научное направление по динамике жидкости с переменной вязкостью в условиях стационарного теплообмена. Ему удалось найти точные аналитические решения ряда нелинейных краевых задач, которые являются обобщениями известных классических результатов для случая постоянной вязкости (Исследование устойчивых процессов горения и взрыва).

С января 1963 года С. К. Асланов начинает работать заведующим кафедрой теоретической механики Одесского госуниверситета и продолжает заниматься проблемами устойчивости горения и взрыва, примкнув к общепризнанной научной школе известного ученого, физика, члена-кор. АН СССР К. И. Щепкина (одного из пионеров и творцов атомной техники). Полученные в одесский период результаты позволили С. К. Асланову защитить на ученом совете Одесского университета докторскую диссертацию на тему

“Исследования устойчивости ударно — детонационных процессов горения” по специальности “теоретическая и математическая физика”.

В 1970 году С. К. Асланову присвоено ученое звание профессора. По его инициативе и при активном участии на базе кафедры теоретической механики в 1975 году впервые в Одесском университете открыта учебная специальность “механики” и образована учебная лаборатория по аэрогидродинамике.

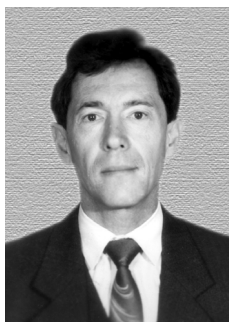
В 80-х годах С. К. Асланов начал исследования в области математического моделирования процессов образования и взрыва жидких аэрозольных систем. Им получены оригинальные результаты универсального характера по кинетике формирования этих систем, разрушению жидких поверхностей и струй, а также процессов взрыва горючих аэрозолей.

Свою научную деятельность физико-математического профиля проф. С. К. Асланов соединяет с философскими работами, посвященные методологии основополагающих принципов механики и физики. Им организован городской научный семинар по синергетике при Южном центре НАН Украины.

С. К. Асланов является членом трех специализированных советов по защите докторских и кандидатских диссертаций, работает в редколлегиях сб. “Физика аэродисперсных систем”, “Вісник Одеського університету” и “Astronomical Publications”. Его перу принадлежит более 450 опубликованных работ.

Профессор С. К. Асланов входит в состав национальных комитетов по теоретической и прикладной механике Украины и России, является членом европейского общества аэрозольных исследований и Международного института горения (США).

Редколлегия сборника “Физика аэродисперсных систем” поздравляет профессора С. К. Асланова с юбилеем и желает крепкого здоровья и дальнейших успехов.



Профессор Калинин Валерий Владимирович

26 февраля 2004 г. исполнилось 60 лет главному редактору сборника “Физика аэродисперсных систем”, заведующему кафедрой теплофизики Одесского национального университета, доктору физико-математических наук, профессору Калинин Валерию Владимировичу.

Научной деятельностью В. В. Калинин начал активно заниматься еще в студенческие годы, будучи студентом физического факультета Одесского университета. С первого курса принимал участие в работе биофизического кружка, а затем работал лаборантом в научной группе, проводя вместе с научными сотрудниками экспериментальные исследования горения металлизированных систем. В 1965 году закончил физический факультет, учился в аспирантуре, работал на кафедре теплофизики ассистентом, позже старшим преподавателем.

В 1978 году В. В. Калинин защитил кандидатскую диссертацию на тему “Горение капель бинарных смесей в потоке”. С 1980 г. В. В. Калинин — доцент кафедры теплофизики. В 1996 году защитил докторскую диссертацию по теме “Высокотемпературный теплоперенос и критические явления при фазовых и химических превращениях в дисперсных системах”. С 1 октября 1996 г. В. В. Калинин возглавляет кафедру теплофизики Одесского государственного университета им. И. И. Мечникова.

Первые научные работы В. В. Калинин относятся к началу 60-х годов и посвящены процессам окисления магния в парах воды. Затем круг его научных интересов расширяется: это испарение капель углеводородов в воде, горение частиц металлов, исследование устойчивости горения капель жидких топлив в потоке.

В составе научной группы, отправленной в экспедицию в Красноярский институт леса и древесины, В. В. Калинин проводит большой цикл научных практических исследований, связанных с предотвращением и тушением пожаров. В результате была доказана эффективность использования метода

перегретой жидкости с добавлением гигроскопических веществ в тушении пожаров.

С 1980 г. главное направление научной деятельности В. В. Калинчака — это теоретические и экспериментальные исследования высокотемпературных и гистерезисных режимов тепломассообмена и химического реагирования частиц углерода и их газовзвесей; горения частиц металлов в факеле, образованном в результате разрушения материалов. Важная практическая направленность этих работ — это разработка методов целенаправленного управления процессами горения, эффективное сжигание дисперсных систем, ресурсосбережение, пожаровзрывобезопасность. Разработал ряд теоретических положений, углубляющих теорию кризисных явлений.

В 90-х годах на кафедре теплофизики сформировалось научное направление — физика тепловых явлений при фазовых и химических преобразованиях в аэродисперсных системах, руководителем которого стал В. В. Калинчак. Основными темами этих работ является экспериментальные и теоретические исследования поджигающей способности раскаленных металлических частиц, устойчивость процессов тепломассообмена капель и частиц в потоке и в неподвижной среде, детальное изучение роли различных механизмов (теплообмен излучением, тепло- и массоперенос стефановским течением, внутренняя диффузия и химическое реагирование в порах образцов, способ инициирования высокотемпературных состояний и т. д.) в процессах зажигания, горения и потухания дисперсных систем.

В. В. Калинчак разработал метод, позволяющий определять устойчивые высокотемпературные, гистерезисные и критические режимы тепломассообмена и химического реагирования капель жидких топлив и частиц в окислительной среде, проанализировать влияние различных механизмов переноса тепла и массы, кинетика химических реакций на высокотемпературные, низкотемпературные и критические (зажигание, потухание) состояние дисперсных систем. В 1995 году эти исследования были поддержаны Международным фондом “Відродження” в рамках Соросовской программы ISSEP. В выполнении этой программы принимали участие профессора, доценты кафедры теплофизики, аспиранты, студенты.

С 1998 г. проф. В. В. Калинчак расширяет круг своей научной деятельности, активно занимаясь изучением тепломассообмена при гетерогенно-каталитических реакциях в дисперсных системах. Проф. В. В. Калинчак в рамках общего научно-направленного “Теплофизика дисперсных систем” объединяет научные тематики и консолидирует деятельность двух научно — исследовательских лабораторий ПНИЛ-1 и НИЛ-5, являющихся учебной и научной базой кафедры теплофизики. Под руководством В. В. Калинчака подготовлено и защищено три кандидатских диссертации.

Имеет более 150 публикаций, многие из которых опубликованы в ведущих научных журналах и Материалах международных конференций и форумов. Соавтор патента на изобретения “Способ извлечения металло-кор-

дановых нитей брекера из резиновых шин”. Является научным руководителем двух научно-исследовательских тем. Член двух специализированных советов по защите диссертаций в ОНУ им. И. И. Мечникова и Одесской академии холода.

Профессор В. В. Калинин проводит большую учебно-воспитательную и научную работу со студентами. Под его руководством студенты и аспиранты активно участвуют в научных исследованиях и выступают с докладами на семинарах и научных конференциях. Профессор В. В. Калинин активно занимается учебно-методической работой.

Редколлегия сборника “Физика аэродисперсных систем” поздравляет профессор В. В. Калинин с юбилеем и желает крепкого здоровья и дальнейших успехов в его научной деятельности.

ИМЕННОЙ УКАЗАТЕЛЬ

А

Абрамова А. В. 249
Алтоиз Б. А. 137
Асланов С. К. 236, 265

Б

Баранова Т. А. 124
Баштовой А. И. 40
Бойчук Л. В. 223
Брутовский Б. 240
Бунякова Ю. Ф. 49

В

Вишняков В. И. 285

Г

Глушков А. В. 49
Гирин. А. Г. 62, 249
Головко В. В. 211
Голубцов В. В. 147
Горбунов А. А. 31
Гура В. И. 358
Гурницкая Е. П. 118
Грызунова Т. В. 130, 152

Д

Довгопол М. В. 40
Драган Г. С. 311
Дубровский В. В. 40

Ж

Жуков Ю. И. 124

З

Заднипрный Ю. Б. 104
Затовский А. В. 240, 275
Зуй О. Н. 311
Зямилев Е. Р. 104, 223

И

Иголкин С. И. 21, 31
Ивашов С. Н. 229

К

Калинчак В. В. 104, 130, 152, 177,
203, 311
Каримова Ф. Ф. 130, 196
Качан С. В. 152
Кидалюк С. Е. 40
Кирмикчи М. И. 152
Козловская В. П. 358
Кондратьев Е. Н. 190
Контуш С. М. 93
Котляров О. Л. 55
Корчевский Д. А. 304
Копыт Н. Н. 177
Копыт Н. Х. 147, 203, 229
Куприянова Ю. А. 275
Курытников В. В. 311
Курытников С. В. 324

Л

Лисы И. 240
Лобода А. В. 304
Лялин Л. А. 203
Ляпошенко О. О. 7

М

Маренок В. М. 86
Мельник О. Т. 130
Милова Л. Г. 124
Михайловская Л. В. 322, 348
Михайловский С. С. 93, 322

О

Опря М. В. 93
Опятюк В. В. 190
Орловская С. Г. 130, 152, 177

П

Петров С. В. 55
Полегаев Н. И. 211
Подвысоцкий А. М. 40
Препелица Г. П. 49

Р

Рябчук Л. И. 163

С

Садлий Т. П. 124
Сидоров А. Е. 223
Семенов К. И. 203, 294, 334
Склабинский В. И. 7, 86
Смагленко Т. Ф. 196
Солонко Т. В. 49
Софронков А. Н. 104
Стручаев А. И. 74
Стручаев Н. И. 74

Т

Терлецкая Л. Л. 147
Толстопят А. П. 15
Тотова Й. 240

Ф

Флеер Л. А. 15
Флорко А. В. 211

Х

Хохлов В. Н. 169

Ч

Черненко А. С. 177
Чесноков М. Н. 163

Ш

Шевченко А. Ф. 15
Шевченко С. А. 15
Шевчук В. Г. 223
Шпинарева И. М. 358

Э

Эннан А. А. 93

Я

Яценко В. П. 55

Наукове видання

**ФІЗИКА
АЕРОДИСПЕРСНИХ
СИСТЕМ**

Випуск 41

Міжвідомчий науковий збірник

*Російською, українською
та англійською мовами*

Головний редактор ***В. В. Калінчак***

Зав. редакцією *Т. М. Забанова*
Технічний редактор *М. М. Бушин*

Здано у виробництво _____. Підписано до друку _____. Формат 60x84/16.
Папір офсетний. Гарнітура "Таймс". Друк офсетний. Ум. друк. арк. 21,82.
Тираж ____ прим. Зам. № _____.

Видавництво і друкарня "Астропринт"
(Свідоцтво ДК № 1373 від 28.05.2003 р.)
65082, м. Одеса, вул. Преображенська, 24.
Тел.: (048) 726-98-82, 726-96-82, (0482) 37-14-25.
www.fotoalbom-odessa.com

Фізика аеродисперсних систем

Міжвідомчий науковий збірник / Головн. ред. В. В. Калінчак. —
Одеса: Астропринт, 2004. — Вип. 41. — 376 с.

Рос., укр. та англ. мовами.

Приведені результати досліджень процесів випаровування, конденсації та коагуляції у водяному аерозолі, а також кінетика горіння твердих і порошкоподібних паливних. Наведено результати досліджень з тепло- і масообміну в дисперсних системах. Висвітлено проблеми активної дії на метеорологічні явища. Розглянуто деякі електричні явища в плазмі продуктів згорання.

Для фізиків, хіміків, метеорологів і інженерів.

УДК 541.182.2/3:541.126:536.24+66.015.23:533.6

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 двухфазных 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 с названием, образованным от фамилии первого автора.

4. Статьи проходят научное рецензирование.

5. Материалы статьи, представленные в журнал, должны содержать новые результаты исследований. Рукопись редактируется и подписывается авторами (автором). На отдельном листе необходимо указать фамилию, имя, отчество, место работы, должность, контактные телефоны каждого автора.

Текст статьи подается в двух экземплярах. Публикации возможны на русском, украинском, английском языках; к статье на русском языке прилагают аннотации на украинском и английском языках, к статье на украинском языке прилагают аннотации на русском и английском языках, к статье на английском языке прилагают аннотации на украинском и русском языках. Все указанные материалы необходимо также подать в виде единого файла на дискете (3 дюйма), которая возвращается. Статьи принимаются только при наличии акта экспертизы.

Редколлегия назначает рецензентов — компетентных специалистов в данной области, которые будут рецензировать каждую поданную статью. В случае отрицательной рецензии статья или присылается на доработку или отклоняется.

Оформление статьи

Материал статьи должен быть изложен в следующей последовательности:

- 1) номер УДК, б) фамилии и инициалы авторов,
- 2) название организации (й), представляющей (их) статью (если органи-

заций больше, чем одна, после фамилии каждого автора ставится знак сноски (*), а ниже указываются все организации.

- 3) название статьи,
- 4) название города,
- 5) аннотация ,
- 6) текст статьи,
- 7) литература,
- 8) аннотации на 2-х упомянутых выше языках 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 10 pt). Поля: левое — 20 мм, правое 10 мм, вверху 30 мм, внизу 20 мм. Название статьи, фамилии авторов и название организаций печатаются буквами, размером 12 pt с межстрочным расстоянием между УДК, названием статьи и фамилиями авторов 1,5 интервала.

Аннотация, предшествующая тексту статьи, пишется на языке статьи одним абзацем, размером букв 10 pt, объемом 6-10 строк. *Аннотации* к тексту статьи печатаются после списка литературы. Аннотациям предшествуют фамилии и инициалы авторов и название статьи. После слова “Анотація” или “Summary” с абзаца печатается текст аннотации.

Таблицы. Таблицы нумеруют только в том случае, если их больше одной. Отступ до таблицы и после нее — 2 интервала. При необходимости таблицы могут иметь заголовок и примечание.

Иллюстрации. Иллюстрации выполняются по ходу изложения текста статьи по мере их упоминания в тексте в РСХ — формате. Под рисунком печатается соответствующая подпись. Надписи, загромождающие рисунок, заменяют цифровыми или буквенными обозначениями и переносят 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:

5. Б. Льюис, Г. Эльбе. *Горение, пламя и взрывы в газах*. Москва. Мир. 1968. 392 с.

6. Кочурова Н.Н., Гребеников Н.Р. *Исследование динамического поверхностного натяжения водных растворов иодидов натрия и калия*// *Вестник Ленингр. гос. ун-та*. — Ленинград: 1985. № 11. — С. 104-107.

Аннотации к тексту статьи печатаются после списка литературы. Аннотациям предшествуют фамилии и инициалы авторов и название статьи. После слова “Анотація” или “Summary” с абзаца печатается текст аннотации.

Все справки по телефонам:

(0482) 23-12-03 — *Калинчак Валерий Владимирович* —
ответственный редактор

(0482) 23-62-27 — *Чесноков Михаил Николаевич* —
зам. ответственного редактора

(0482) 23-12-03 — *Орловская Светлана Георгиевна* —
ответственный секретарь

(0482) 23-62-27 — *Смагленко Татьяна Федоровна* —
технический секретарь

<http://www.fas.onu.edu.ua>

E-mail: fas@onu.edu.ua