

ISSN 0367-1631

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

Физика аэродисперсных систем

ВЫПУСК 39

МЕЖВЕДОМСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ СБОРНИК

Основан в 1969 г.

Одесса
“Астропринт”
2002

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

Рассмотрены вопросы испарения, конденсации и коагуляции в водном аэрозоле, а также кинетика горения твердых и порошкообразных горючих. Приведены результаты исследований по тепло- и массообмену в дисперсных системах. Освещены проблемы активного воздействия на метеорологические явления. Рассмотрены некоторые электрические явления при взаимодействии заряженных частичек.

Для физиков, химиков, метеорологов и инженеров.

Розглянуто питання випаровування, конденсації та коагуляції у водному аерозолі, а також кинетика 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 при взаємодії заряджених частинок.

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

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

Адрес редакционной коллегии:

65026, Одесса, ул. Пастера, 27, ОНУ, кафедра теплофизики,
тел. 23-12-03, 23-62-27.

© Одесский национальный университет
им. И. И. Мечникова, 2002

ОГЛАВЛЕНИЕ

ФИЗИКА АЭРОЗОЛЕЙ

<i>Асланов С., Колтаков А.</i> Влияние электрического поля на процесс диспергирования жидкой поверхности	7
<i>Липатов Г., Чернова Е., Турецкий А., Миргород П.</i> Экспериментальное исследование течения Стефана в статической термодиффузионной камере	15
<i>Сидоров В., Гоцульский В., Сидоров А.</i> Интерферометрический метод определения амплитуд колебания частиц	23
<i>Каримова Ф. Ф.</i> О гомогенно-гетерогенном механизме протекания каталитических реакций в аэрозолях	28
<i>Вербинская Г. Н., Загородняя О. А., Нужный В. М.</i> Динамические граничные условия при интенсивном испарении термостатированных капель воды в ряде инертных газов. Коэффициент конденсации воды	34
<i>Кумченко Я. А.</i> Резонаторная природа силового взаимодействия между аэрозольными частицами. Формирование акустической потенциальной ямы	40
<i>Алехин А., Рудников Е.</i> Ренормгрупповой подход к определению градиента неоднородного поля кластеров флуктуаций в поле земного тяготения	51
<i>Дроздов В. А., Ковальчук В. В., Моисеев С.</i> Фрактальная размерность наночастиц	55

ФИЗИКА ГОРЕНИЯ

- Орловская С., Калинин В., Грызунова Т., Каримова Ф.*
Влияние испарения оксидной пленки на высокотемпературное окисление вольфрамовой частицы в воздухе с различным содержанием кислорода 69
- Золотко А., Копейка А., Копейка К.*
Иницирование процесса воспламенения взвеси частиц бора 77
- Шевчук В., Бойчук Л., Сидоров А.*
Распространение пламени в аэрозвесьях частиц твердых углеводородных горючих 82
- Флорко И., Флорко А., Швец А.*
Влияние аппаратных искажений на результаты измерения температуры по абсолютной интенсивности резонансных линий 87
- Трофименко М., Чесноков М., Смагленко Т.*
Изменение величины излучательной способности факела твердых смесевых систем в зависимости от давления 95
- Гавдзик А., Гайда С., Влодарчик П., Иорман А., Дзивлик И., Медерски Т., Софронков А.*
Влияние дисперсности различных веществ на каталитическую активность сплавов Ni-Ti 100
- Копейка А., Головки В., Бровченко В., Дараков Д.*
Воспламенение одиночной капли рапсово-метилового эфира 103
- Корнилов В., Шошин Ю., Альтман И., Семенов К.*
Экспериментальное исследование структуры зоны горения и радиационных теплопотерь одиночных частиц магния реагирующих при естественной и вынужденной конвекции ... 109

ТЕПЛОМАССОБМЕН

- Бобров Р., Затовский А.*
Тепловые возбуждения вязкой капли 123

<i>Коваль С. В., Коваль С. С.</i> Учет изменения теплофизических характеристик системы в задачах моделирования фазовых переходов	133
<i>Калинчак В., Орловская С., Гулеватая О.</i> Высокотемпературный теплообмен и самопроизвольное потухание пористой углеродной частицы в воздухе	138
<i>Глушков А., Хохлов В.</i> Атмосферный влаго-тепло-перенос, телеконнекция и баланс энергии, углового момента	148
<i>Недялков Д., Алтоиз Б.</i> Расчет параметров структурированных прослоек методом интегральной оптики	158
<i>Чесноков М., Козакова И., Грызунова Т., Андрианова И.</i> Испарение капель водных растворов натрия-хлор в электрическом поле	170
<i>Дайчман Е., Кондратьев Е.</i> Полуавтоматическое регулирование в организации замкнутых циклов проточных реакторов	177

ГАЗОДИНАМИКА

<i>Асланов С.</i> О самоорганизации процессов горения и взрыва	187
<i>Стручаев А.</i> Перенос “пассивной” примеси кольцом при его взаимодействии с препятствием	195
<i>Липатов Г., Чернова Е., Таволжанский В., Турецкий А.</i> Исследование устойчивости и структуры течений при смешанной конвекции в цилиндрических каналах	207
<i>Сахненко Е., Затовский А.</i> Гидродинамические флуктуации анизотропной жидкости в пространственно ограниченных условиях	215

Розина Е.
Концентрация энергии акустического поля
при возбуждении локализованного кавитационного
процесса 229

Яценко В.
Определение силы, действующей на сферическую твердую
частицу в потоке со сдвигом 240

ЭЛЕКТРОФИЗИКА

Драган Г.
Влияние концентрации легкоионизирующейся присадки
на поверхностные процессы в пылевой плазме 249

Семенов К., Лялин Л., Калинин В., Копыт Н.
Термоэмиссионная зарядка седиментирующих сферических
металлических частиц 261

Маренков В.
“Полідисперсна” іонізація макрочастинок в гетерогених
плазмових системах 270

Народицкая Т., Алтоиз Б., Поповский Ю.
Диэлектрическая проницаемость прослоек нематических
жидких кристаллов 281

Лобода Н., Глушков А.
Мультифрактальное моделирование нелинейных
гидрологических систем: временные ряды годового стока
и фрактальная размерность 287

Королев С.
Исследование механизма генерации акустических волн
в твердых телах при электроискровом пробое слоя газа 295

УДК 541.182.2.04:531.66

С. К. Асланов, А. В. Колпаков

Одесский национальный университет им. И. И. Мечникова.

Влияние электрического поля на процесс диспергирования жидкой поверхности

Представлены теоретические и экспериментальные исследования диспергирования жидкой поверхности с учетом влияния поперечного электрического поля. Показано, что электрическое поле дополнительно дестабилизирует поверхность жидкости, что приводит к уменьшению размера диспергируемых капель.

В работах [1-4] был осуществлен математический анализ процесса разбрызгивания мелких капель с гребней прогрессивно развивающегося волнообразования, которое порождается гидродинамической неустойчивостью на поверхности вязкой жидкости, обтекаемой газовым потоком. При этом учитывались дестабилизирующий эффект принудительного ускорения W , нормального к жидкой поверхности и стабилизирующее действие поверхностного натяжения.

На начальной стадии спонтанного нарастания возмущений производится линейный анализ вязкой гидродинамической неустойчивости указанного сопряженного течения контактирующих сред жидкость-газ. На нелинейной стадии развития нарастающего холмистого рельефа на первоначально плоской поверхности жидкости, когда выступающие на ней бугорки вытягиваются в виде кумулятивных струек, для теоретического объяснения непосредственного отрыва капелек с их концов использовалась модель гиперболоида вращения. Математически замкнутый расчет параметров отрывного процесса производился на базе законов сохранения массы, вектора импульса (и энергии при формировании выбрасываемых капель [5]), что позволило достигнуть количественного согласия с соответствующими наблюдениями как при дроблении топливных струй и детонации аэрозольных систем, так и для явления абляции метеорных тел в атмосфере.

Настоящее исследование посвящено распространению нашего подхода [1-5] на тот случай, когда к проводящей жидкости приложено внешнее электрическое поле с напряженностью E_0 , поперечное к ее невозмущенной по-

верхности. Динамический эффект действия последнего выражается в появлении максвелловского натяжения, т.е. дополнительного перепада давления Δp на возмущенной поверхности раздела сред жидкость-газ в виде [6] $\Delta p = -(\epsilon_0/2)E^2$, где $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ ф/м}$ — электрическая постоянная. Простейшая попытка такого анализа неустойчивости бала предпринята в [7], применительно к жидкой струе.

В качестве основного стационарного течения локально принимается совокупность потоков вязкой проводящей жидкости ($y < 0$) и обтекающего ее со скоростью V идеального непроводящего газа ($y > 0$) параллельно плоскости (x, z) . Система отсчета связывается с жидкостью, удаленной от своей поверхности $y = 0$. Пренебрегая вязкостью газа по сравнению с жидкостью, можно одновременно пренебречь скоростью ее увлечения обтекающим газовым потоком. Необходимость непрерывности скорости на границе раздела формирует в газе тонкий пограничный слой сильноградиентного течения, вне которого поток можно считать однородным, приняв внутри погранслоя линейный профиль скорости. В результате истинный характер рассматриваемого сопряженного течения оказывается заключенным между двумя предельными моделями: постоянного градиента (ПГ) и тангенциально разрыва (ТР) применительно к масштабам явлений, соответственно меньшим и большим толщины погранслоя δ [1-4]. Для этих моделей математическая постановка сопряженной задачи о вязкой гидродинамической неустойчивости с позиций теории малых возмущений плоского типа $\sim \exp(ikx + ay - i\omega t)$, играющего первостепенную роль в реализации диспергирования жидкости, целиком заимствуется из [1-4]. Единственное отличие, которое привносит учет дополнительного перепада давления Δp , заключается в том, что в условии непрерывности нормальных напряжений на возмущенной границе раздела сред появится дополнительный член: $-\epsilon_0 E_0^2 k \zeta(x, t)$, E_0 — заданное постоянное поле, поперечное к исходному состоянию $y = 0$ поверхности раздела, а $\zeta \sim \exp(ikx - i\omega t)$ — искажающее ее волнообразное смещение с масштабом $\lambda = 2\pi/k$. Указанное дополнительное слагаемое получается с помощью выражения $E^2 = E_0^2 (1 + 2k\zeta)$, вытекающего из [6] в линейном приближении. Выяснению дестабилизирующего воздействия поля E_0 и посвящена эта работа. Стабилизирующий эффект вязких сил учитывается посредством погранслоя для основного газового потока и уравнений Навье-Стокса для возмущений в обтекаемой жидкости. Обсуждаемая проблема рассмотрена в [8] в применении к теоретическому объяснению дробления дождевых капель, падающих в атмосфере с электрическим полем.

Решая задачу о внутренней неустойчивости рассматриваемого сопряженного течения с учетом указанного электрического добавка совершенно аналогично [1-4], получим следующее уравнение для определения собственного значения ω :

$$(\gamma+1)u^2 + (3\beta + i\gamma q_j)u + 2\beta^2 \left[1 - \sqrt{1 + \left(\frac{u}{\beta}\right)} \right] = \alpha_j \quad (1)$$

$$\alpha_j = j\gamma + \frac{W}{kV^2} + \frac{\varepsilon_0 E_0^2}{\rho V^2} - \frac{\sigma k}{\rho V^2}, \quad q_j = 2j + \frac{1-j}{\delta_k},$$

$$u = -\frac{i\omega}{kV}, \quad \beta = \frac{k\mu}{\rho V}, \quad \gamma = \frac{\rho_1}{\rho}, \quad \delta_k = k\delta.$$

Здесь индексы $j = 0$ и $j = 1$ соответствуют моделям ПГ и ТР; μ, σ, ρ — вязкость, поверхностное натяжение, плотность жидкости; ρ_1 — плотность газа.

Для скорости $V > 10 \frac{M}{C}$ и умеренно вязких жидкостей (\sim сантипуаза) толщина погранслоя δ в обтекающем газе оказывается соизмеримой с вероятным размером дробящегося волнообразования λ , что для оценки последнего требует использования обеих предельных моделей: $j = 0; 1$. Параметр β остается гораздо меньше единицы вплоть до размеров $1/k \sim \mu\text{км}$, в связи с чем можно ограничиться асимптотикой $\beta \ll 1$ ($k \ll k_* = V\rho/\mu$) для нахождения решения уравнения (1):

$$u_j = \sqrt{\alpha_j} - \frac{3}{2}\beta - \frac{1}{2}i\gamma q_j \left(1 - \frac{3}{2} \frac{\beta}{\sqrt{\alpha_j}} \right) + O(\beta^{3/2}), \quad (2)$$

если учесть малость величины $\gamma \sim 10^{-3}$. Откуда следует условие неустойчивости $\text{Re}(-i\omega)_j > 0$, носящей колебательный характер, в виде

$$k < k_j = \left(\frac{1}{\sigma} \right) (\varepsilon_0 E_0^2 + j\rho_1 V^2), \quad (3)$$

который свидетельствует о дестабилизирующей роли присутствия поля, расширяющего область неустойчивости. Второе слагаемое в α_j можно отбросить, поскольку его величина по отношению к первому и третьему составляет не более $\sim 10^{-3}$ в условиях последующей экспериментальной проверки теории на примере генерирования аэрозоля с поверхности жидкой горизонтальной проводящей струи, когда W никак не превосходит $g \cong 10 \text{ м/с}^2$.

Среди локальных спонтанных возмущений жидкой поверхности с масштабом волнообразования $\lambda \sim 1/k$, в первую очередь, следует ожидать реализации таких, у которых темп нарастания амплитуды во времени, т.е. инкремент максимален. Именно они будут, играть главную роль в формировании нелинейной стадии развития неустойчивости. В тоже время тенденция к отрыву капелек с гребней этого волнообразования прежде всего проявят себя для возмущений с максимальным приростом крутизны профиля поверхности жидкости $\partial\zeta/\partial x$ за характерное время $\tau_j \approx 1/\text{Re}(-i\omega)_{jm}$, соответствующее максимальному темпу нарастания амплитуды волнообразования. Тогда внутри области значений k , заключенной между указанными максимумами k_{jm}^ℓ (индекс $\ell = 0$ — для инкремента, $\ell = 1$ — для крутизны профиля), уменьшение одной из этих величин будет компенсироваться увеличением другой. Тем самым внутри данной области сохраняется относительно благоприятные условия для отрыва частиц с поверхности жидкости, в то время как вне ее тенденция к уменьшению является общей для обеих величин.

С позиций слабо вязкой жидкости указанные максимумы k_{jm}^ℓ на основе выражения (2) можно найти, следуя [2], асимптотически по степеням параметра $b = \mu\sqrt{(2k_j/3\rho\sigma)}$ в следующем приближенном виде:

$$k_{jm}^\ell = \frac{2}{3}k_j \left[1 + \frac{\ell}{5} - \left(\sqrt{2} - \frac{3}{4}\ell \right) b + \dots \right] < k_j, \quad (4)$$

где величина $(2k_j/3)$ отвечает положению максимумов инкремента и крутизны профиля при $\mu = 0$. Таким образом, для каждой из моделей (ПГ — $j = 0$, ТР — $j = 1$) можно указать наиболее благоприятный для поверхностного диспергирования интервал неустойчивых волновых чисел

$$k_{jm}^0 < k < k_{jm}^1 \quad (5)$$

Поскольку, используемые модели являются предельными, истинную картину преобладающего распределения значений k следует считать заключенной в промежутке между этими двумя интервалами (5): для $j = 0$ и $j = 1$. Из них первый определяется только приложенным электрическим полем, а второй формируется совместным влиянием поля и импульса обтекающего жидкую поверхность газового потока.

Наличие дополнительного фактора повышения сил инерции жидкой среды, в виде линейно возрастающей частоты колебательной неустойчивости $\text{Re}\omega$, как функции волнового числа k для ТР — модели, свидетельствует в пользу преимущественной реализации верхнего ($j = 1$) интервала (5) с точ-

ки зрения развития разрушающего эффекта на нелинейной стадии. Тем более, что нижний предельный диапазон заранее ограничен заданным характерным размером (в случае жидкой струи — ее диаметром d_0 , т.е. $\lambda = 2\pi/k < d_0$).

Расчет оценки величины отношения $\xi = \lambda/d$ для среднего диаметра d сферических капелек, срываемых с гребней волнообразования при завершении нелинейной стадии развития гидродинамической неустойчивости, осуществляется при помощи методики [1,3,4]. В качестве упрощенной схематизации холмистого рельефа, образующегося на первоначальной локально плоской жидкой поверхности $y = 0$, предполагается однородный характер распределения бугорков и впадин, а также их осесимметричная форма относительно направления y . Вытягивающиеся из бугорков под влиянием кумулятивного эффекта струйки и окружающие их лунки геометрически описываются в виде соответствующих гиперболоидов вращения. Параметры последних и отрывного процесса находятся из уравнений баланса массы и вектора импульса. В окрестности отрывного сечения струйки используется построенная [5] теория распада тонких цилиндрических струй жидкости. Математическое замыкание задачи определения значения ξ осуществляется условием минимизации введенной модельной характеристики интенсивности кумулятивного эффекта, развивающегося при выталкивании струек. В результате удается получить оценку $\xi \cong 6$.

Используя в качестве указанного выше преимущественного выражение интервала (5) для модели $j = 1$, окончательно приходим к оценке дополнительного среднего размера диспергируемых капель

$$2\pi/(\xi k_{1m}^1) < d < 2\pi/(\xi k_{1m}^0) \text{ или} \\ 0,85 \frac{\pi}{2k_1} \left[1 + \frac{\sqrt{2}-0,75}{1,2} \mu \sqrt{\frac{k_{1m}^1}{\rho\sigma}} \right] < d < \frac{\pi}{2k_1} \left[1 + \sqrt{\frac{2k_{1m}^1}{\rho\sigma}} \mu \right] \quad (6)$$

Непосредственно видно, что наложение электрического поля в соответствии с (3) сдвигает область преобладающего размера в сторону его уменьшения, как и следует из дестабилизирующего влияния поля E_0 .

Экспериментальная проверка полученного теоретического результата производится на примере распыления водного раствора NaCl.

Распыление жидкости производилось в камеру общим объемом около 24 м^3 . Весь объем камеры электроизолирован заземленной металлической сеткой, что позволяло избегать влияния на результаты измерений посторонних электрических полей.

Исследовалась работа пневматической форсунки. Выходные сопла были

электрически изолированы друг от друга тефлоновым вкладышем. Это позволяло создавать радиальное по отношению к струе электрическое поле, напряженность которого составляла около -1×10^6 В/м. Возникшая струя жидкости обтекалась потоком воздуха со скоростью $V = 200$ м/с. Форсунка состояла из двух коаксиальных цилиндров. По центральному цилиндру подавалась жидкость, а через зазор между цилиндрами воздух. Диаметр центрального цилиндра, а следовательно и струи, был $d_0 = 1$ мм. Такой характерный размер струи позволяет использовать теоретические расчеты [1-5], где используется локально плоское приближение, т.к. характерная длина волны, соотнесенная с толщиной пограничного слоя [9], составляет около 20 мкм.

Распыление жидкости производилось в среду с относительной влажностью 50%, что приводило к быстрому испарению воды и образованию кристалликов соли. Кристалл NaCl выглядит под микроскопом как правильный квадрат, характерный размер которого несколько меньше размера первоначально возникшей капли, что позволяет считать распределение кристаллов и капель примерно одинаковым. Частицы собирались на покровные стекла, которые выдерживались в камере одни сутки. Средний размер проанализированных частиц был близок к размеру задаваемому теоретическим расчетом, проведенным в работах [1-5] рис.1. Наложение радиального электрического поля, как и предсказывает теория, приводит к уменьшению размеров диспергируемых частиц, что выражается в изменении спектра возникающих частиц рис.2. Из сравнения рисунков видно, что количество крупных частиц уменьшилось, а количество мелких увеличилось, причем из правой части спектра исчезло две фракции частиц. Расчет, проведенный по уравнению (6), задает диапазон размеров частиц (2,4÷2,86) мкм, что хорошо согласуется со средним размером полученным в эксперименте. Таким образом, теоретически и экспериментально показано, что влияние поперечного электрического поля приводит к уменьшению размера частиц, возникающих при дроблении поверхности жидкости при гидродинамической неустойчивости.

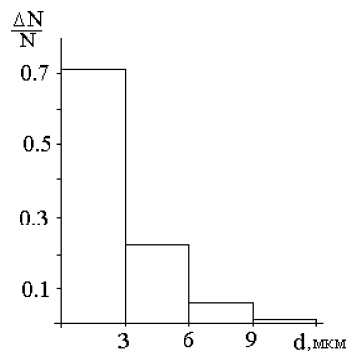


Рис. 1

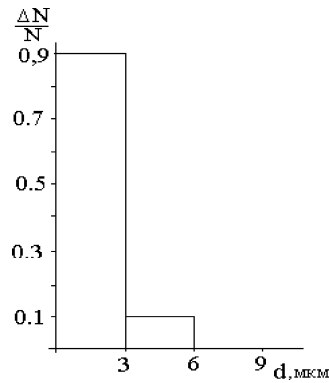


Рис. 2

Литература

1. Асланов С.К. Гидродинамическая неустойчивость и математическое моделирование процесса механического разрушения жидкой поверхности. // Вiстник ОДУ. — Одеса, 2000. — т.5, вип.3- с. — 94-102.
2. Асланов С.К. Кинетика дробления жидких частиц в потоке газа и теория детонации аэрозоля. // НАН Украины. Институт геофизики. — препринт. — Киев, — 1996. — 42 с.
3. Асланов С.К. О гидродинамическом моделировании процесса абляции поверхностного слоя метеороида. // Астрономический вестник (РАН), 2000. — т.34, №4. — с.348-356.
4. Асланов С.К. Теория разбрызгивания капель с расплавленной поверхности метеороида при его абляции. // Вiстник ОДУ. — Одеса. — т.6, вип.3. — с.88-94.
5. Асланов С.К. К теории распада жидкой струи на капли. // Ж. Технической физики. (РАН). — 1999. — т.69, вып.11, — С. 132-133.
6. Френкель Я.И. К теории Тонкса о разрыве поверхности жидкости постоянным электрическим полем в вакууме. // Ж. Экспериментальной и теор. Физики. — 1936. — т.36, 34. — с.348-354.
7. Aslanov S.K. On the effect of electric field upon the process aerosol production from the surface of liquid jet. // Journ. Of Aerosol Sci., 1995/ — v.26 (suppl.1), — p.- 251 — 252.
8. Aslanov S.K. On the Theory of breaking of liquid drops moving in atmosphere with electric field. // Proceedings 9 — th Intern. Conf. On Atmosph. Electricity. — 1992. — v.2. —p.443 — 445.
9. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. — М.: Наука, 1970. — 904 с.

С. К. Асланов, О. В. Колпаков
**Вплив електричного поля на процес
диспергування поверхні рідини**

АНОТАЦІЯ

Представлено теоретичні та експериментальні дослідження диспергування рідинної поверхні з урахуванням впливу поперечного електричного поля. Було показано, що електричне поле додатково дестабілізує поверхню рідини, що приводить до зменшення розміру диспергованих крапель.

Aslanov S. K., Kolpakov A. V.

The electric field influence on dispersion of liquid surface

SUMMARY

The theoretical and experimental researches of dispersion of liquid surface taking into account the influence of across electrical field are submitted. It is shown that electrical field additionally destabilized the liquid surface that reduced the sizes of dispersed drops.

УДК 551.594.25

Г. Н. Липатов, Е. А. Чернова, А. Е. Турецкий, П. И. Миргород
Одесский Национальный университет им. И. И. Мечникова.

Экспериментальное исследование течения Стефана в статической термодиффузионной камере

Предложена методика экспериментального исследования течения Стефана, основанная на измерении массовой скорости испарения воды в воздухе в статической термодиффузионной камере. Получены экспериментальные данные о скорости стефановского течения. Результаты эксперимента сравнивались с теоретическими данными, полученными в рамках диффузионного приближения. Выявлено несовпадение экспериментальных данных с теоретическими расчетами при больших концентрациях водяного пара ($C_1 > 0.2$).

Известно, если аэрозольные частицы находятся в неоднородной по концентрации газовой смеси, то они приобретают направленное движение. В большинстве экспериментов по исследованию движения аэрозольных частиц неоднородное поле концентрации создается за счет фазовых переходов I–го рода на граничных поверхностях, например, на рабочих поверхностях плоской термодиффузионной камеры (ТДК) [1,2]. ТДК представляет собой канал, образованный двумя увлажняемыми пластинами, которые находятся при разных температурах. Испарение (конденсация) жидкости (как и в случае гетерогенных реакций) сопровождается изменением объема парогазовой смеси, что приводит к её течению, называемым течением Стефана [3]. Если в такую систему поместить аэрозольную частицу (летучую или нелетучую), то скорость её направленного движения будет равна суммарной скорости \vec{V}_Σ диффузофореза $\vec{V}_д$, термофореза $\vec{V}_Т$ и течения Стефана $\vec{V}_С$, т.е.

$$\vec{V}_\Sigma = \vec{V}_д + \vec{V}_Т + \vec{V}_С$$

Выражение для массовой скорости течения Стефана $\vec{V}_С$ в бинарной газовой смеси относительно лабораторной системы координат, полученное в диффузионном приближении, можно записать в виде [4]:

$$\vec{V}_С = -\frac{1}{(C_1 + m_{21} \cdot C_2)} \frac{D_{12} \vec{V} C_1}{C_2}$$

$$m_{21} = \frac{m_2}{m_1} \quad C_{1,2} = \frac{n_{1,2}}{n} \quad C_1 + C_2 = 1$$

$n_{1,2}$ — численные концентрации молекул, $m_{1,2}$ — массы молекул компонентов газовой смеси, кг,

D_{12} — коэффициент взаимодиффузии, м²/с.

Анализ выражений для скорости диффузиофореза, полученных в рамках диффузионного приближения, как для нелетучих, так и для летучих крупных и умеренно-крупных аэрозольных частиц [5] показал, что её значение слабо зависит от соотношения концентраций компонентов газовой смеси, в то время как скорость течения Стефана в значительной степени определяется этим соотношением. Причем с ростом концентрации активного компонента C_1 (паросодержания) увеличивается вклад течения Стефана в суммарную скорость \vec{V}_Σ . Для ТДК, в обычных условиях, как показано в [6],

$$\vec{V}_T < \vec{V}_d < \vec{V}_C$$

На рис.1 представлены в качестве примера результаты расчетов приведенных скоростей диффузиофореза для нелетучих крупных аэрозольных частиц [7]

$$V_d^* = \frac{|\vec{V}_d|}{D_{12} |\vec{V} C_1|} \quad \text{и течения Стефана} \quad V_C^* = \frac{|\vec{v}_C|}{D_{12} |\vec{V} C_1|} \quad (1) \quad \text{для системы}$$

“воздух — водяной пар”.

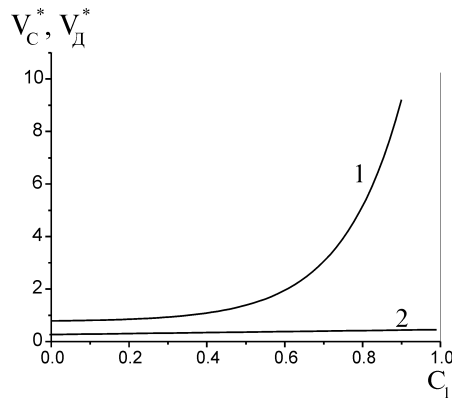


Рис.1

Зависимость приведенной скорости течения Стефана (кривая 1) и диффузиофореза умеренно-крупных нелетучих аэрозольных частиц (кривая 2) от численной концентрации водяных паров.

Как видно из рис. 1 отношение V_d^*/V_C^* уменьшается с ростом концентрации водяного пара. Например, при относительной концентрации пара $C_1 \approx 0.1$: $V_d^*/V_C^* \approx 20\%$, а при концентрации пара $C_1 \approx 0.4$: $V_d^*/V_C^* \approx 7\%$. Из выражения (1), как и из аналогичного выражения для скорости испарения, полученного в рамках кинетической теории [8] следует, что при $C_1 > 1$ скорость течения Стефана асимптотически стремится к бесконечности, что, естественно, не имеет физического смысла. Эксперименты по исследованию движения высокодисперсных нелетучих частиц [9] в неоднородном поле концентрации дают удовлетворительное согласие с теоретическими расчетами лишь при малом паросодержании ($C_1 \leq 0.2$). При высоком паросодержании, когда вклад течения Стефана в общую скорость движения частицы оказывается преобладающим, расхождение между экспериментальными данными и расчетными становится значительным.

В связи с отсутствием экспериментальных данных о скорости течения Стефана, в данной работе была предпринята попытка проведения измерения его скорости для системы “воздух-водяной пар”.

Метод исследования.

В настоящей работе предлагается экспериментальный метод определения скорости течения Стефана, основанный на измерении массовой скорости испарения воды в плоской статической термодиффузионной камере для системы “воздух — водяной пар”. Исходя из определения плотности гидродинамического потока для бинарной газовой смеси, можно записать для любого сечения, параллельного рабочим поверхностям плоской ТДК, что:

$$\vec{I} = \rho \cdot \vec{V} = \vec{I}_1 + \vec{I}_2, \quad (1)$$

\vec{I}_1 — массовая плотность потока водяных паров, $\frac{\text{кг}}{\text{м}^2 \cdot \text{с}}$.

\vec{I}_2 — массовая плотность воздушного компонента смеси, $\frac{\text{кг}}{\text{м}^2 \cdot \text{с}}$.

\vec{V} — скорость гидродинамического течения, м/с .

ρ — суммарная массовая плотность парогазовой смеси, причём $\rho = \rho_1 + \rho_2$,

где $\rho_{1,2}$ — массовые плотности компонентов смеси, кг/м^3 .

Граничные поверхности термодиффузионной камеры являются непроницаемыми для воздушного (нейтрального) компонента. Поэтому

$$\vec{I}_2 = 0$$

В том случае, когда отсутствует естественная и вынужденная конвекция, средняя скорость гидродинамического течения есть не что иное, как скорость течения Стефана: $\vec{V} = \vec{V}_c$. Исходя из (1), она равна:

$$\vec{V}_c = \frac{\vec{I}_1}{\rho}$$

Плотность массового потока водяных паров, как это следует из закона сохранения массы, равна

$$\left| \vec{I}_1 \right| = \frac{\dot{M}}{S},$$

где $\dot{M} = \rho_w \cdot W_{об}$ — массовая скорость испарения воды,

ρ_w — плотность воды, $кг/м^3$.

$W_{об}$ — объёмная скорость испарения воды, $м^3/с$.

Выражение для суммарной плотности ρ можно получить из уравнения состояния идеального газа:

$$\rho = \frac{P\mu_2}{RT} \left[1 - C_1 + \frac{\mu_1}{\mu_2} C_1 \right],$$

где μ_1, μ_2 — молярные массы 1-го и 2-го компонентов парогазовой смеси, $\frac{кг}{моль}$,

P — атмосферное давление, $\frac{Н}{м^2}$.

Если привязываться к поверхности нагревателя, то $C_1 = C_{1s}(T_1)$, где $C_{1s}(T_1)$ — концентрации насыщенных паров воды у поверхностей нагревателя.

T_1 — температура поверхности нагревателя, °С.

Таким образом, измеряя массовую скорость испарения жидкости (воды) и зная плотность парогазовой смеси, которая определяется через общее давле-

ние в смеси и концентрацию насыщенных водяных паров у поверхности испарителя ($C_1(T_1) = C_{1s}(T_1)$), можно определить скорость течения Стефана.

Описание экспериментальной установки.

Установка по исследованию течения Стефана представляет собой статическую горизонтально расположенную термодиффузионную камеру (рис. 2).

Нагреватель 1 и холодильник 2, выполненные в виде цилиндров располагались на расстоянии $2.5 \cdot 10^{-2}$ м от боковых стенок термодиффузионной камеры 3. Этим, на наш взгляд, исключалось влияние эффекта диффузионного скольжения газовой смеси вдоль стенок термодиффузионной камеры. Чтобы избежать естественной конвекции нагревателем была верхняя пластина термодиффузионной камеры. Камера устанавливалась в горизонтальном положении при помощи уровня с точностью 0.1° .

Диаметр поверхности испарения был равен 0.08 м. Расстояние между нагревателем и холодильником составляло $15 \cdot 10^{-3}$ м. Поверхности нагревателя и холодильника термостатировались при помощи жидкостных термостатов. Поверхность испарения покрывалась гигроскопичным материалом. Система подачи воды и измерения объемного расхода представляла собой капилляр, подсоединенный к мерной трубке. Мерная трубка предназначалась для определения расхода воды по объему с ценой деления $5 \cdot 10^{-11}$ м³. Через систему подачи вода поступала непосредственно на верхнюю пластину. В ходе проведения эксперимента было необходимым контролировать полную смачиваемость всей поверхности испарения. Для этого поверхность испарения освещалась, и под определенным углом через длиннофокусный микроскоп за ней велось наблюдение.

Температуры измеряли дифференциальными медь–константановыми термопарами (с точностью до 0.1°C), установленными непосредственно у поверхностей нагревателя 1 и холодильника 2 термодиффузионной камеры.

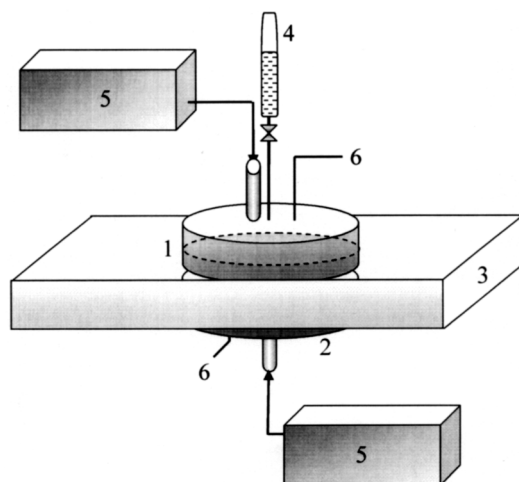


Рис. 2. Схема экспериментальной установки.

1 — нагреватель; 2 — холодильник; 3 — стенки термодиффузионной камеры; 4 — система подачи воды и измерения её объёмного расхода; 5 — термостаты; 6 — термопары.

Результаты эксперимента

Данные эксперимента приведены в таблице.

$I_1, 10^{-3} \frac{\text{КГ}}{\text{М}^2 \text{С}}$	$T_1, \text{°C}$	$T_2, \text{°C}$	$P, \text{мм рт. ст.}$	$V_c^{\text{эксп.}}, 10^{-6} \text{ м/с}$	$V_c^{\text{теор.}}, 10^{-6} \text{ м/с, по формуле (1)}$
$2.5 \cdot 10^{-2}$	25	20	772	25	10
$3.7 \cdot 10^{-2}$	27.5	18	740	30	15
0.03	23	18	732	23	8
0.04	27.5	18	732	33	16
0.05	31	18	736	44	31
0.07	35.5	18	736	60	46
0.08	39.5	18	743	68	65
0.10	40	18	736	80	65
0.12	45	17	745	107	98
0.14	49.5	17.5	740	126	140
0.15	50	18	744	136	140
0.22	58	19	744	200	250
0.23	59.72	19.5	745	209	280
0.32	68.5	19.5	745	309	540
0.34	70	19	743	330	600
0.64	82	19.5	745	590	1600

Данные по массовой скорости испарения воды являются результатом статистической обработки 10-ти измерений. Относительная ошибка измерения составляет $\approx 10\%$.

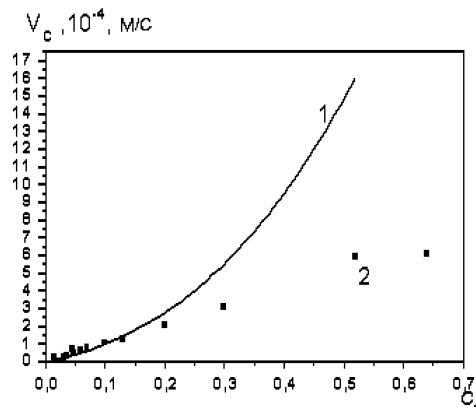


Рис. 3

Зависимость скорости течения Стефана от относительной концентрации водяных паров у поверхности нагревателя.

Как видно из представленных на рис.3 графиков расчеты скорости течения Стефана — 1 по известному выражению (1) совпадают с опытными данными — 2 лишь при малом паросодержании $C_1 < 0.2$. С увеличением концентрации водяного пара C_1 расхождение расчетов с экспериментом становится значительным, что свидетельствует о невозможности описания течения Стефана в рамках диффузионного приближения при большом паросодержании в исследуемой системе.

Литература

1. Сторожилова А.С. Дифференциальный счётчик ядер конденсации // Исследование в области поверхностных эффектов. М.: Изд-во АН СССР, 1961. С. 209-212.
2. Yasuo Kousaka & Yoshiyuki Endo. Experiment on diffusiphoresis of aerosol particles at low Knudsen numbers // J. of Aerosol Sci. 1993. V.24, № 5. P. 611-617.
3. Франк-Каменецкий Д.А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Наука, 1987. С. 142-164.
4. Лыков Л.В. Теория сушки. М.: Энергия, 1968. С. 392-397.
5. Яламов Ю.И., Галоян В.С. Динамика капель в неоднородных вязких средах. Ереван: Луйс, 1985. 206 с.

6. Липатов Г.Н., Шингарёв Г.Л. О некоторых особенностях движения одиночных капель в неоднородных по температуре и концентрации ламинарных газовых потоках // ФАС. 1985, вып. 28. С. 43-46.
7. Яламов Ю.И., Обухов Б.А. О диффузиофорезе крупных нелетучих аэрозольных частиц // ДАН СССР. 1972. Т. 207. № 4. С. 824-826.
8. Павлюкевич Н.В, Горелик Г.Е. и др. Физическая кинетика и процессы переноса при фазовых превращениях. Минск: Наука и техника, 1980. 208 с.
9. Липатов Г.Н., Скапцов С.А. Экспериментальное исследование фильтрующей способности термодиффузионной камеры с управляющим элементом // ИФЖ. 1984. Т.47, № 1. С. 93-100.

Г. М. Липатов, О. О. Чернова, О. Є. Турецький, П. І. Миргород

**Експериментальне дослідження течії Стефана води
в статичній термодифузійній камері**

АНОТАЦІЯ

Запропонована методика експериментального дослідження течії Стефана, яка ґрунтується на вимірюванні масової швидкості випаровування води у повітрі в статичній термодифузійній камері. Отримані експериментальні дані про швидкість стефанівської течії. Результати експерименту порівнювались з теоретичними даними, отриманими у рамках дифузійного наближення. Виявлено розбіжжя експериментальних даних з теоретичними розрахунками при великих концентраціях водяної пари ($C_1 > 0.2$).

Lipatov G. N, Chernova E. A., Turetsky A. E., Mirgorod P. I.

**The experimental research of the Stefan flow
in the static thermodiffusion chamber**

SUMMARY

The technique of an experimental research of the Stefan flow, based on measurement of mass speed of evaporation of water in air in the static thermodiffusion chamber is offered. Experimental data about speed of the Stefan flow are received. Results of experiment were compared with theoretical data received within the framework of diffusion approach. Discrepancy of experimental data with theoretical calculations is revealed at the big concentration water vapor ($C_1 > 0.2$).

В. И. Сидоров, В. Я. Гоцульский, А. Е. Сидоров

Интерферометрический метод определения амплитуд колебания частиц

Одесский национальный университет имени И.И. Мечникова

Предлагается методика определения амплитуды колебаний частиц дыма, взвешенных в воздухе, в поле акустической волны, в диапазоне частот от 100 до 1000 Гц, при различных уровнях звукового давления. Получено хорошее согласие между амплитудой акустических колебаний и амплитудой колебания частиц, определяемой по предлагаемой методике.

Колебательные явления могут сопровождать ряд процессов, протекающих в некоторых средах, и использоваться для управления этими процессами. Если определение частоты колебаний не представляет особых трудностей, то с определением амплитуды дело обстоит иначе. Это связано с возмущениями, вносимыми в исследуемую область измерительными приборами. Да и свойства среды иногда таковы, что контакт с измерительным устройством вообще невозможен.

В связи с этим представляет интерес разработка методов определения амплитуды колебаний, не вносящих возмущений в исследуемую среду и обладающих высокой пространственной разрешающей способностью. Оптические методы отвечают этим требованиям [1,2,3], но предполагают наличие оптических неоднородностей в исследуемой среде. В частности, при исследовании колебаний в газовой среде, роль оптических неоднородностей могут играть частички присутствующие в среде естественным образом или вносимые в нее искусственно.

Целью данной работы был поиск и разработка метода определения амплитуды колебаний частиц дыма, взвешенных в воздухе, в поле акустической волны.

В основе метода лежит анализ спектра сигнала, источником которого является частица, движущаяся в интерференционном поле, образованном пересечением двух лазерных лучей [1,2].

В работе [4] была показана возможность определения амплитуды колебаний частиц дыма в ламинарном потоке с гармоническими колебаниями скорости. Одним из недостатков предложенного метода было уширение линий спектра, намного превышающее расстояние между этими линиями, Это уширение приводило к искажениям линейчатой структуры спектра, вплоть до ее исчезновения. Такое искажение линейчатой структуры не позволяло определять расстояние между линиями, а, следовательно, частоту акустических ко-

лебаний. Как оказалось, причиной такого уширения были флуктуации скорости частиц в потоке, которые, за время необходимое для регистрации спектра с помощью спектроанализатора, и приводили к указанным уширениям.

Дальнейшие исследования проводились при нулевой скорости потока. Передающий узел установки собран по дифференциальной схеме [3]. Основное преимущество таких схем — снижение требований к точности настройки оптической системы приёмника [1,2,3]. В качестве источника когерентного излучения в установке использовался одномодовый газовый лазер ЛГН-215 мощностью 45 мВт ($\lambda_0 = 0.6328$ мкм). Область, где проводились измерения, заполнялся табачным дымом или дымом душистых палочек. По данным, опубликованным в литературе [3] такие частицы хорошо воспроизводят скорость потока, то есть скорости частиц мало отличаются от скорости потока. Рассеянное частицами излучение регистрировалось ФЭУ, сигнал с которого, через предусилитель, подавался на персональный компьютер. Результаты обработки выводились на экран в виде спектров мощностей сигнала. Возбуждение акустических колебаний, определенной частоты и амплитуды, осуществлялось акустической головкой, подключенной, через усилитель мощности, к генератору звукового сигнала ГЗ-112. Уровень звукового давления измерялся прибором ВШВ-003-М2 (1-й класс точности). Регистрация сигнала, вместо спектроанализатора, осуществлялась персональным компьютером, что позволило уменьшить время регистрации до нескольких десятков миллисекунд и регистрировать сигналы от одиночных частиц. За зарегистрированный сигнал подвергался Фурье преобразованию. Спектры, для заданного значения частоты акустических колебаний, были линейчатыми, с одинаковым расстоянием между линиями, равным значению этой частоты. Интенсивность и количество линий зависели от амплитуды колебаний. На Рис.1 приведены экспериментально полученные спектры.

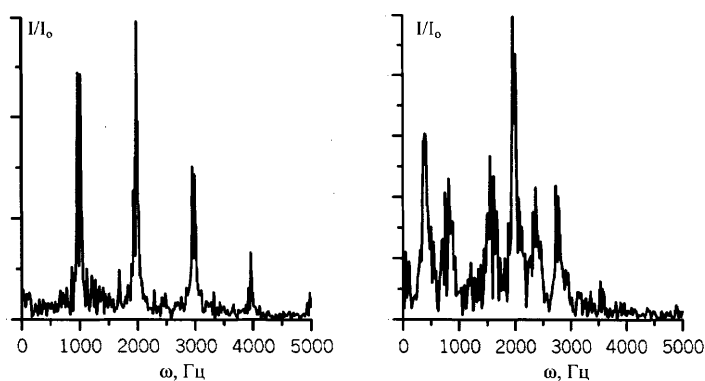


Рис.1. Спектры, полученные экспериментально для частот: 1000 Гц (слева, амплитуда колебаний 2.3 мкм) и 400 Гц (справа, амплитуда 6 мкм)

Расчет, спектров при значениях параметров соответствующих условиям эксперимента, проводился по формуле [4]:

$$I(x) = \delta^2 \left[\frac{-1 \cdot J_0(x)^2}{(\omega_0 - \omega)^2 + \delta^2} + \sum_{l=1}^n \left[\frac{J_n(l, x)^2}{[(\omega_0 + l \cdot \Omega) - \omega]^2 + \delta^2} + \frac{J_n(l, x)^2}{[(\omega_0 - l \cdot \Omega) - \omega]^2 + \delta^2} \right] \right] \quad (1),$$

где: Ω — частота акустических колебаний,

$J_n(x)$ — функции Бесселя 1-го рода,

δ — аппаратная функция прибора,

l — порядок функции Бесселя,

x — аргумент функций Бесселя, определяющийся по формуле:

$$x = k \cdot a, \text{ где } a \text{ — амплитуда колебаний частиц, } k = \frac{2\pi}{\Lambda},$$

где Λ — расстояние между интерференционными полосами.

Отсюда видно, что амплитуда a входя в параметр x , влияет на спектр. Изменение амплитуды, даже на сотые доли микрона, влияло на вид спектра. На Рис.2 приведены спектры полученные по формуле (1).

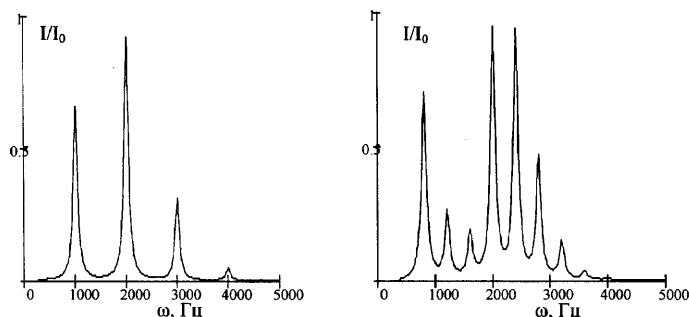


Рис.2. Спектры, полученные теоретически для частот: 1000 Гц (слева, амплитуда колебаний 2 мкм) и 400 Гц (справа, амплитуда колебаний 5 мкм)

Апробация метода была проведена при исследованиях колебаний частиц в диапазоне частот от 100 до 1000 Гц и значениях звукового давления в диапазоне от 0,2 до 2 Па. Амплитуда акустических колебаний определялась из выражения

$$A = \frac{Dp \cdot r \cdot \sqrt{2}}{4 \cdot c \cdot c \cdot \Omega}$$

полученного из формулы [5]

$$c = \sqrt{\frac{\gamma \cdot R \cdot T}{M}}$$

где: c — скорость звука,

γ — коэффициент адиабаты,

ρ — плотность воздуха,

Ω — частота акустических колебаний.

При сравнении амплитуд акустических колебаний и амплитуд колебаний частиц, было обнаружено хорошее согласие между ними.

Литература:

1. Дубнищев Ю.Н. Коронкевич В.П. Соболев В.С. Лазерная интерферометрия. — Новосибирск: Наука, 1983. — С.85-121.
2. Ринкевичус Б.С., Дубнищев Ю.Н. Методы ЛДА. — М.: Наука, 1982 г. — С.70,71,91.
3. Клочков В.П., Козлов Л.Ф. Потыкевич И.В., Соскин М.С. Лазерная анемометрия, дистанционная спектроскопия и интерферометрия. Справочник. — Киев: Наукова думка, 1985г. — С.127,224-227.
4. Сидоров В.И. Спектры ЛДА на частицах в ламинарном потоке с гармоническими колебаниями скорости. //Физика аэродисперсных систем (сб.). — Одесса: Астропринт, 1998 г. — С.41-45.
5. Ландау Л.Д. Лифшиц Е.М. Гидродинамика. — М.: Наука, 1986 г. — 353с.

В. И. Сидоров, В. Я. Гоцульский, А. Е. Сидоров

Интерферометричний метод визначення амплітуд коливань часток

АНОТАЦІЯ

Пропонується методика визначення амплітуди коливань частинок диму, зважених у повітрі у полі акустичної хвилі, у діапазоні частот від 100 до 1000 Гц, при різних рівнях звукового тиску. Отримано добру згоду між амплітудою акустичних коливань і амплітудою коливання частинок, визначеною за пропонованою методикою.

Sidorov V. I., Gotsulsky V. J., Sidorov A. E.

Interferometric method of particles amplitudes fluctuation definition

SUMMARY

The technique of amplitude fluctuations definition of the smoke particles weighed in air in a field of an acoustic wave is offered. Experiment was carried out in a range of frequencies from 100 up to 1000 Hz, at various levels of sound pressure. The good consent between amplitude of acoustic fluctuations and amplitude of the particles fluctuation, determined on a suggested technique is received.

Ф. Ф. Каримова

Одесский национальный университет

О гомогенно-гетерогенном механизме протекания каталитических реакций в аэрозолях

В работе рассмотрены результаты исследования ингибирования пламен с помощью калийсодержащих соединений. Анализ полученных данных и сопоставление их с данными других авторов позволил сделать вывод о гомогенно-гетерогенном механизме реакций обрыва цепей в аэрозоле ингибитора. Показано, что модель сферы катализа позволяет объяснить высокую эффективность катализа/ингибирования в аэрозолях.

Перспективным направлением развития технологий каталитических процессов является аэрозольный катализ. Проведение химической реакции в аэрозоле частиц катализатора приводит к резкому увеличению активности катализатора и эффективности процесса в целом, что позволяет заменить дорогостоящие платиносодержащие катализаторы дешевыми металлооксидными [1].

Технологические процессы на основе аэрозольного катализа в настоящее время внедряются в следующих направлениях:

1. Обезвреживание промышленных отходов. В ГНИПИ “Химтехнология” (г. Северодонецк) разработана технология обезвреживания высокотоксичных отходов (твердых, жидких и газообразных) в облаке мелкодисперсного катализатора.
2. Тушение очагов горения с помощью аэрозольгенерирующих составов [2]. Ингибирование реакций горения в данном случае рассматривается как случай отрицательного катализа.

Отличительной чертой аэрозольного катализа является использование мелкодисперсных каталитически активных частиц в виде аэрозоля; что обеспечивает высокую эффективность процесса при низком удельном расходе катализатора и позволяет снизить затраты на производство и регенерацию катализатора. Процессы аэрозольного катализа активно используются на предприятиях химической промышленности и в пожаротушащих устройствах, хотя до сих пор не выяснен механизм, обеспечивающий высокую эффективность протекания химических реакций в аэрозоле. В работе М.А. Гликина представлены экспериментальные данные по каталитическому окислению уксусной кислоты на различных видах катализаторов. Показано, что в аэрозоле частиц оксида железа реакция глубокого окисления уксусной кислоты осуществляется при массовой концентрации частиц всего $3.2 \text{ г} \cdot \text{м}^{-3}$. Ав-

тор сделал вывод, что малые размеры (~ 0.1 мкм) и высокая концентрация частиц (10^{21} м⁻³) обеспечивают равнодоступность поверхности и исключают диффузионное торможение, что обуславливает высокую активность аэрозоля катализатора. Однако, указанные значения размеров частиц и их концентрации экспериментально не подтверждены и практически нереализуемы, поскольку аэрозоль с такими параметрами быстро коагулирует. На практике выбор параметров аэрозоля осуществляется эмпирически. При разработке пожаротушащих аэрозольобразующих составов, выбор состава и технологии их приготовления также базируется на нескольких эмпирически найденных закономерностях [3].

Таким образом, механизмы протекания каталитических реакций в аэрозолях требуют уточнения. Целью данной работы является выяснение факторов, обеспечивающих высокую эффективность протекания каталитических реакций в аэрозоле, на основе сопоставления данных Гликина [1] и результатов, полученных при изучении ингибирования пламени пламеподавляющим аэрозолем.

На кафедре теплофизики проведены экспериментальные исследования процесса ингибирования горения углеводородного топлива (этанола) с помощью аэрозольобразующего состава на основе нитроглицеринового пороха с калийсодержащей добавкой. В ходе работы определялись тушащая концентрация аэрозоля, его дисперсный и химический состав. Для уточнения преобладающего механизма ингибирования (газофазный или гетерофазный) изучено влияние добавки соединения калия на скорость горения спирта при непосредственном добавлении в состав топлива.

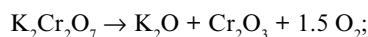
Эксперимент выполнялся в дымовой камере объемом 0.65 м³ (1.33x 0.62x 0.63 м). Боковые стенки камеры изготовлены из оргстекла. В камеру помещалась шашка аэрозольобразующего состава на металлической подставке и модельный очаг горения (стеклянный стаканчик диаметром 4.5 см и высотой 5 см, наполненный спиртом). Состав готовился по ранее разработанной методике: нитроглицериновый порох с добавлением 20 мас.% $K_2Cr_2O_7$. Шашка имела цилиндрическую форму, боковая поверхность бронировалась бумагой. Масса шашки определялась с помощью лабораторных весов ВЛА-200. Время горения спирта фиксировалось секундомером. Отбор дисперсных продуктов сгорания осуществлялся методом седиментации на предметные стекла.

Длительность горения шашки массой 50 г не превышало 3 секунд, горение сопровождалось интенсивным дымообразованием. Динамика образования и оседания дыма контролировалась по ослаблению излучения He-Ne лазера. Установлено, что в течение первых 10 минут после сгорания шашки происходит частичное просветление аэрозоля вследствие коагуляции мелких частиц и частичной седиментации крупных. В течение последующих 55 минут оптическая плотность аэрозоля практически не меняется. Весь этот период времени объем был защищен от повторного возгорания.

В результате дисперсного анализа установлено, что конденсированные

продукты сгорания состоят из частиц оксида хрома и частиц карбоната калия, которые отличаются по размеру и внешнему виду: средний геометрический размер частиц карбоната калия равен 3.4 мкм, а оксида хрома — 66 мкм.

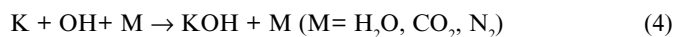
Карбонат калия образуется в результате реакции разложения бихромата калия на оксид калия и хрома:



Образующийся оксид калия быстро вступает в реакцию с газообразными продуктами сгорания:



В высокотемпературной зоне пламени карбонат калия снова разлагается до оксида калия и углекислоты. Как известно, соединения щелочных металлов ингибируют цепные реакции горения углеводородов в результате следующих реакций обрыва цепей:



В зоне горения концентрации радикалов H и OH существенно превышают равновесные значения, поэтому реакции (3-4) идут в прямом направлении. При низких концентрациях радикалов равновесие в реакциях сместится влево, поэтому в определенных условиях соединения щелочных металлов увеличивают скорость реакций окисления и горения углеводородов.

Установлено, что в условиях эксперимента достаточно навески аэрозольобразующего состава массой 50 г, чтобы потушить очаг горения и обеспечить защиту от повторного возгорания в течении 65 минут после образования аэрозоля. Достигнутые параметры тушащего аэрозоля соответствуют характеристикам коммерческих зарубежных аэрозолей, таких как Pyrogen, MICRO-K и др. (тушащая концентрация 25-50 г → м³, время действия от 30 до 90 минут, средний размер частиц 2-3 мкм).

Расчет показывает, что при сгорании навески массой 50 г образуется аэрозоль частиц карбоната калия с массовой концентрацией 7 г / м³, что соответствует счетной концентрации частиц 1.5 · 10⁵ см⁻³ (средний диаметр частиц 3.4 мкм, плотность 2.27 г / см³). Удельная поверхность при этом составляет всего 5 · 10⁻² см² / см³ и, соответственно, скорость гетерогенной гибели радикалов при оказывается низкой по сравнению со скоростью газофазной реакции трехчастичной рекомбинации $\text{H} + \text{OH} + \text{M} \rightarrow \text{H}_2\text{O} + \text{M}$ (M = CO₂, H₂O, N₂). Таким образом, поверхностная рекомбинация радикалов не может объяснить наблюдаемую высокую эффективность тушения.

В то же время измерение скорости горения этанола показало, что добав-

ки гидроксидов калия и натрия приводят к незначительному увеличению скорости горения, возможно, вследствие роста теплоотдачи излучением из зоны горения к поверхности жидкости. Заметный ингибирующий эффект проявился только при добавлении в топливо КВг, однако он обусловлен связыванием атомов брома с углеводородными радикалами. Таким образом, есть введение соединений калия в газовой фазе в диффузионное пламя существенно не меняет скорость горения.

Итак проведенные эксперименты позволили сделать вывод, что существенную роль в процессе пламеподавления играет дисперсное состояние ингибитора. При контакте частиц аэрозоля с факелом атомы калия переходят в газовую фазу непосредственно в реакционной зоне пламени, где вступают в реакции (3-4). Известно, что атомы К и Na в заметных количествах переходят в газовую фазу при взаимодействии радикалов с поверхностью солей щелочных металлов [4].

Так как время пребывания частиц в зоне реакции мало: $\tau < 10^{-4}$ сек, то реакции обрыва цепей (3-4) локализуются у поверхности частиц ингибитора.

В работе [3] Васильева и Буянов ввели понятие сферы катализа (СК) для реакций каталитического пиролиза углеводородов. Они определили ее как пространственную сферу вокруг гранулы катализатора, либо активного центра на поверхности нанесенного катализатора, концентрация радикалов в которой существенно выше равновесной, так что каталитическая реакция протекает в пределах сферы катализа. Радиус сферы катализа оценивался как расстояние диффузии радикала за время его существования, то есть радиус сферы катализа зависит от характера и условий реакции и вида радикала. Выполненные авторами оценки для атома водорода это величина 30 мкм, а для метильного радикала 1.8 мкм (для реакции каталитического пиролиза бутана, $T=1000\text{K}$, $P=1$ атм). В рамках данной модели авторам удалось объяснить экспериментальные данные по влиянию геометрических факторов и инертного разбавителя на эффективность пиролиза.

В случае каталитической реакции в аэрозоле модель СК позволяет объяснить высокую эффективность реакций каталитического окисления возрастанием эффективной поверхности реакции на два порядка.

Модель сфер катализа позволяет также объяснить высокую эффективность катализа и ингибирования реакций окисления углеводородов в аэрозоле. Предположим, что в первом приближении подавление реакции горения происходит при условии слияния СК:

$$n_p V_k \approx 1 \quad (5)$$

Тогда факторы, определяющие тушение — это концентрация частиц и размер сферы катализа (последняя зависит от химического состава частицы и условий процесса). Именно, поэтому тушащий эффект может быть достигнут при низких значениях массовой концентрации аэрозоля, если счетная концентрация частиц достаточна для выполнения условия (5).

Модель сфер катализа позволяет также объяснить эмпирически установленное правило аддитивности для пламегасящей эффективности бинарных порошковых составов [5]:

$$E_c = E_1 C_1 + E_2 C_2 \quad (6)$$

где $E_c = (M_c)^{-1}$ пламегасящая эффективность, M_c — минимальный расход порошка, обеспечивающий тушение,

C_i — массовая доля компонента.

Действительно, тушащая масса порошка пропорциональна критической концентрации частиц, то есть $E_c = (M_c)^{-1} = k/n_c$. Таким образом, выражение (6) легко приводится к виду

$$1 = n_1/n_{1c} + n_2/n_{2c}$$

из (5) следует, что $1/n_{1c} = V_1$ и $1/n_{2c} = V_2$,

Таким образом, мы приходим к очевидному соотношению

$$1 = n_1 V_1 + n_2 V_2$$

Таким образом, модель сферы катализа позволяет объяснить высокую эффективность катализа и ингибирования цепных реакций в аэрозолях, и обосновать правило аддитивности пламегасящей эффективности для бинарных порошковых смесей. Дальнейшая работа в этом направлении предполагает расчет размеров сферы катализа для конкретных аэрозольобразующих составов, с последующей экспериментальной проверкой методом измерения тушащей концентрации аэрозолей.

Литература

1. Гликин М.А. Аэрозольный катализ // Теоретические основы химической технологии. 1996. Т.30. №4. С.430-434.
2. Корольченко Д.А., Азатян В.В., Горшков В.И. и др. Основные факторы, определяющие воздействие газоаэрозольных огнетушащих составов на процессы горения // Пожаровзрывобезопасность. 1997. Т.5, №1, С.3-6.
3. Васильева Н.А., Буянов Р.А. Роль сферы катализа в радикально-цепном процессе пиролиза углеводородов // Кинетика и катализ. 1996. Т.37. №3. С.434-436.
4. Рубцов Н.М. и др.. Взаимодействие атомов водорода с поверхностью, обработанной солями щелочных металлов // Химическая физика. 1984. Т.30, №12. С.17-19.
5. Апанович В.Н., Жартовский В.М., Антонов А.В. Исследование пламеподавляющих свойств бинарных порошковых смесей. // Химическая физика процессов горения и взрыва. Горение гетерогенных систем., Черноголовка, 1989.

Ф. Ф. Карімова

**Про гомогенно-гетерогенні механізми протікання
хімічних реакцій в аерозолі**

АНОТАЦІЯ

Наведені результати експериментального дослідження гасіння полумені етанолу за допомогою аерозольного інгібітору. Отримані результати дозволяють пояснити модель сфери каталізу

F. F. Karimova

**About homogeneous-heterogeneous mechanism
of catalytic reactions in aerosols**

SUMMARY

Results of ethanol flame suppression by aerosol inhibitor are presented. A model of catalytic spheres was applied for experimental data interpretation

Г. Н. Вербинская, О. А. Загородняя, В. М. Нужный
*Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко,
Киев, проспект академика Глушкова, 6.*

Динамические граничные условия при интенсивном испарении термостатированных капель воды в ряде инертных газов. Коэффициент конденсации воды

Предложен новый подход для вычисления коэффициента конденсации в случае термостатирования капель жидкости. Для испарения капель воды в широком диапазоне давлений в атмосферу инертных газов (гелий, неон, аргон) значения коэффициента конденсации лежат в пределах 0,25-0,32.

Проблема испарения капель жидкости является весьма сложной, поскольку результирующая измеряемая скорость испарения определяется рядом неразрывно связанных процессов, а именно:

1. кинетика вылета молекул пара с поверхности жидкости за счет тепловых флуктуаций и их попадание в окружающую паро-газовую среду. Этот процесс определяется свойствами и состоянием поверхности жидкости:

$$-I_{\text{исп}} = -dm/dt \cong (2\lambda/kT) n_s v_s \exp(-\lambda/kT) m_v,$$

где λ — скрытая теплота испарения,

n_s — концентрация молекул пара на поверхности,

v_s — частота колебаний поверхностных молекул,

m_v — масса молекулы пара;

2. независимо от скорости испарения имеет место поток молекул пара по направлению к поверхности:

$$n_{\text{над}} = p/(2\pi mkT)^{1/2} = (C_1 / (m_v)^{3/2}) (kT/2\pi)^{1/2}, \text{ где}$$

C_1 — концентрация молекул пара на расстоянии нескольких длин свободного пробега, т.е. в Δ -слое.

Если конденсируется только часть молекул, сталкивающихся с поверхностью, то число сконденсировавшихся молекул равно:

$$n_{\text{конд}} = n_{\text{над}} \alpha,$$

где α — коэффициент конденсации.

В обычных условиях исследования испарения капель ситуация существенно усложняется охлаждением испаряющейся капли и одновременным формированием двух взаимосвязанных скачков — концентрации и температуры, что усложняет анализ и моделирование процесса испарения.

Динамические граничные условия [1] и массовый коэффициент конденсации, которые тесно связаны между собой, управляют переходом молекул пара в жидкость, таким образом, являясь важным фактором, определяющим скорость испарения. Их роль существенно возрастает при интенсивном испарении в переходном режиме, где возникают основные противоречия. Чтобы устранить противоречия при их анализе нужно, чтобы скорость испарения определялась потоком массы в отсутствие потока тепла [2].

Все вышеприведенные процессы являются взаимосвязанными, поэтому описать их чрезвычайно тяжело. Вот почему построение модели испарения каплей жидкости в разных условиях, в особенности для случая интенсивного испарения, в разных газовых средах, при изменении соотношения концентраций пара и газа, а также для разных соотношений массы молекул пара и газа, является чрезвычайно важной и сложной задачей.

Термостатирование испаряющейся капли, которое было нами реализовано при исследовании скорости испарения каплей, существенно упростило задачу, т.к. таким образом было устранено охлаждение капли при испарении, и, следовательно, было устранено влияние температурного скачка на формирование скачка концентрации.

В докладе приводятся результаты исследования скорости испарения термостатированных каплей воды в атмосфере инертных газов (гелий, неон, аргон) при температурах 10 °C и 20 °C при влажностях 53% и 75% в интервале давлений от 750 до 10 мм. рт. ст. В результате измерений вычислялась скорость испарения капли как скорость изменения ее площади поверхности.

На рис.1 представлена зависимость скорости испарения каплей воды от коэффициента диффузии в разных газах при температуре среды 10 °C и влажности 75%.

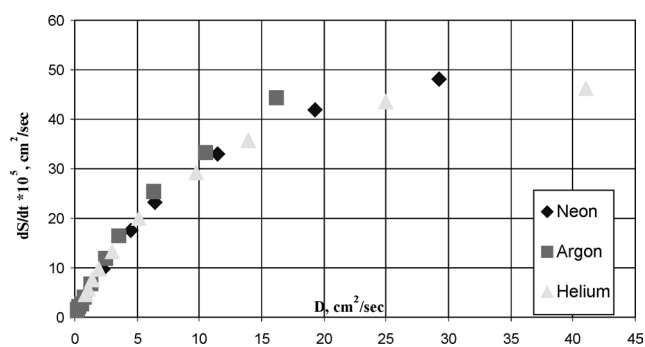


Рис.1. Зависимость скорости испарения от коэффициента диффузии в разных газах при $T=10\text{ }^{\circ}\text{C}$ и влажности 75%

Экспериментальные результаты свидетельствуют о том, что при высоких и средних значениях давления в разных газах при одинаковых значениях коэффициента диффузии скорости испарения практически совпадают (при $D \cong 5,0 \text{ см}^2/\text{сек.}$), что в разных газах соответствует: в гелии — 125 мм. рт. ст., в неоне — 65 мм. рт. ст., в аргоне — 35 мм. рт. ст.

В дальнейшем картина существенно меняется, и при минимальных значениях давления нужны существенно разные коэффициенты диффузии для того, чтобы получить одинаковые скорости испарения. Это свидетельствует о том, что скорость испарения и коэффициент диффузии совместно формируют граничные условия, определяющее отвод молекул пара от поверхности капли.

Из экспериментальных значений скорости изменения площади поверхности были вычислены значения концентрации пара C_1 , соответствующие динамическим граничным условиям, определяющим отвод пара от поверхности диффузионным механизмом, из формулы: $dS/dt = 8\pi D(C_1 - C_\infty)St/\rho$, где St — поправка Стефана. Из рис. 2 видно, что $C_1 = f(dS/dt)$ — линейная зависимость C_1 , на которую хорошо уложились все значения, вычисленные из экспериментально измеренной скорости испарения во всех газах во всем исследованном диапазоне давлений.

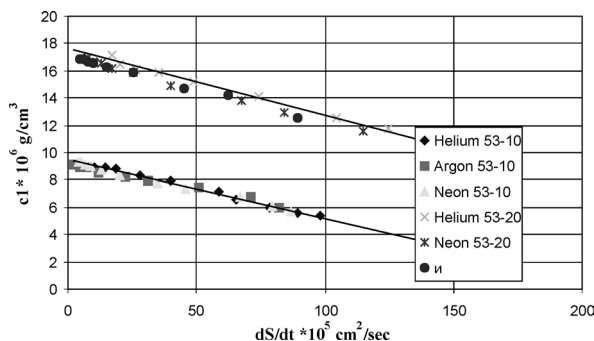


Рис. 2. Зависимость c_1 от скорости испарения в разных газах при температурах 10 °С и 20 °С, влажность 53%

Экспериментальные данные позволяют провести сравнение вычисленного коэффициента конденсации в разных моделях.

Начнем с традиционной модели Фукса, которая описывается формулой:

$$dS/dt = 8\pi D(C_0 - C_\infty)St / (D/rv\alpha + 1)\rho.$$

Из рис. 3 видно, что для аргона экспериментальная зависимость скорости испарения от величины обратного давления (кривая 3) существенно отклоняется от от кривой, построенной по значениям, вычисленным по фор-

муле Максвелла (1) и практически полностью совпадает с кривой, построенной по значениям, вычисленным из формулы Фукса для $\alpha = 0.008$. Аналогичная ситуация наблюдается для испарения каплей воды в других газах.

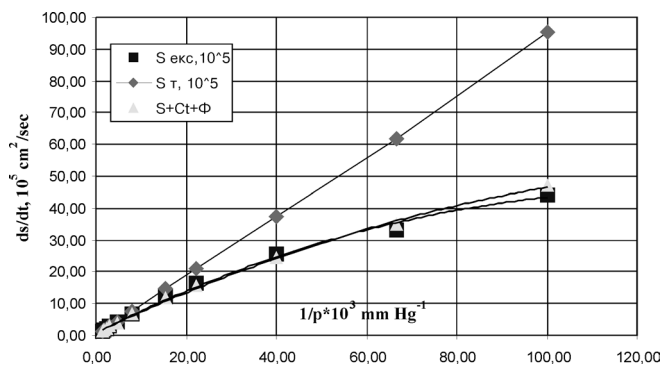


Рис. 3. Зависимости скорости изменения поверхности термостатированных каплей воды от $1/p$, испаряющихся в атмосфере аргона при $t=10$ С и влажности 75%:
 1. рассчитанная по формуле Максвелла; 2. с поправкой Фукса по формуле;
 3. экспериментальная зависимость.

Теперь рассмотрим вычисление коэффициента конденсации в модели, предложенной нами.

Испарение термостатированных каплей существенно упростило анализ, т.к. в этом случае отсутствует охлаждение капли, и таким образом, его влияние на формирование скачка концентрации. При постоянной температуре скорость так называемого идеального испарения остается постоянной практически во всем диапазоне давлений. При уменьшении давления скорость испарения существенно увеличивается, а $C_1 = ((dS/dt)p / (8pDSt) + C_\infty)$ (dS/dt растет медленнее, чем знаменатель). В такой ситуации можно записать для двух значений давления окружающей паро-газовой фазы:

$$-J_1 = J_{\text{идеальное испарение}} - \alpha J_{1 \text{ падающих молекул}}$$

$$-J_2 = J_{\text{идеальное испарение}} - \alpha J_{2 \text{ падающих молекул}}$$

$$\Delta J = \alpha (J_{1 \text{ падающих молекул}} - J_{2 \text{ падающих молекул}})$$

$$\alpha = \Delta J / \Delta J_{\text{падающих молекул}}$$

Концентрация падающих молекул вычислялась из значений C_1 , т.к. мы предполагаем, что именно C_1 отвечает за отвод пара от поверхности, а следовательно определяет число молекул, сталкивающихся с поверхностью.

Таким образом, чистая убыль $(-dm/dt)$ определяется идеальным испарением минус $\alpha J_{\text{падающих молекул}}$, но отраженные молекулы участвуют в формиро-

вании C_1 , которое определяет отвод пара от поверхности и зависит от коэффициента конденсации воды.

В процессе эксперимента мы измеряем скорость изменения массы (площади поверхности) капли, C_1 и $J_{\text{падающих молекул}}$ вычисляем из экспериментальных значений скорости испарения. Таким образом, мы избавились от необходимости вычислять кинетическую скорость испарения, формула для вычисления которой содержит ряд спорных параметров, и использования C_0 , значение которой для формирования скорости испарения также не определено однозначно.

Еще де Бур (3) отмечал, что если происходит отражение молекул от поверхности, то максимальная скорость испарения при любой температуре не является непосредственной мерой давления насыщенного пара (т.е. C_0). Поэтому нужно осторожно использовать поправки к формуле Максвелла, содержащие C_0 — концентрацию насыщенного пара при температуре поверхности (как в случае с поправкой Фукса).

Таким образом, мы будем вычислять коэффициент конденсации, не используя значения C_0 и других спорных величин. Т.к. уравнение диффузии не подвергается сомнению, то величину C_1 можно определять из экспериментальных значений скорости испарения.

В рамках предложенной нами модели были вычислены коэффициенты конденсации для испарения в гелии, неоне и аргоне в различных экспериментальных условиях. Полученные значения находятся в пределах 0,25-0,32. Такие значения коэффициента конденсации хорошо согласуются с результатами, полученными для модели, основанной на решении кинетического уравнения Больцмана [4] и проверенной с использованием наших экспериментальных данных.

Выводы

1. Нами было экспериментально установлено:
 - формирование динамического граничного условия — концентрации паров испаряющегося вещества, которая зависит от скорости испарения;
 - измерения проводились в отсутствие потока тепла за счет испарения капли;
 - коэффициент конденсации, вычисленный согласно новой модели, на порядок превышает значения, вычисленные по формуле Фукса.

Авторы выражают благодарность проф. Мальневу Вадиму Николаевичу за участие в обсуждении полученных результатов.

Литература

1. M.E. Widder, U.M. Titulaer The kinetic boundary layer around an absorbing sphere and the growth of small droplets, Journal of Statistical Physics, vol. 55, # 5-6, 1989.

2. J.C. Barrett, C.F. Clement Growth rates for liquid droplets. Journal Aerosol Science vol.19, #2, pp. 223-242, 1988.
3. Я. Де Бур. Динамический характер адсорбции. ИИЛ Москва-1962.
4. Лушников А.А., Загайнов В.А., Нужный В.М. Расчет скорости испарения капель воды и сопоставление с экспериментом, ФАС, вып. 38, стр. 7, 2001.

Г. М. Вербинська, О. А. Загородня, В. М. Нужный

**Динамічні граничні умови при інтенсивному випаровуванні
термостатованих краплин води в атмосфері інертних газів.
Коефіцієнт конденсації води**

АНОТАЦІЯ

Запропоновано новий підхід до обчислення коефіцієнта конденсації для випадку термостатованих краплин рідини. Для випаровування краплин води у широкому діапазоні значень тиску в атмосферу інертних газів (гелій, неон, аргон) значення коефіцієнта конденсації знаходяться в межах 0,25-0,32.

G. Verbinskaya, O. Zagorodnya, V. Nuzhnyi

**Dynamical boundary conditions for intensive evaporation of thermostatted
liquid droplets in atmosphere of inert gases.
Condensation coefficient of water**

SUMMARY

A new approach to calculation of condensation coefficient of thermostatted liquid droplets has been suggested. For evaporation of thermostatted water droplets in atmosphere of various inert gases (helium, neon, argon) in a wide range of pressure the condensation coefficient are established to be within 0.25-0.32.

Я. А. Кумченко

Днепропетровский госагроуниверситет

Резонаторная природа силового взаимодействия между аэрозольными частицами. Формирование акустической потенциальной ямы

В работе предложена резонаторная природа силовых взаимодействий между частицами, находящимися в акустическом поле. Формирование акустической потенциальной ямы и сам вид функции потенциальной энергии всецело зависит от режимов обмена волновой энергией между ее источником и ее потребителем. Фундаментом впервые здесь предложенной резонаторной модели взаимодействий являются работы П.Н. Лебедева (о пондеромоторном взаимодействии резонаторов) и М.И. Карновского — о режимах работы резонаторов.

Физический механизм акустической коагуляции до сих пор остается не совсем выясненным из-за того, что не в полной мере изучена природа силового взаимодействия между частицами.

В данной работе предложен альтернативный взгляд на пондеромоторные взаимодействия сил притяжения и отталкивания между частицами-вибраторами (возбуждающее колебание) с одной стороны и частицами-резонаторами (возбужденное колебание) с другой. Будем называть модель силового взаимодействия между аэрозольными частицами резонаторной в случае, когда одна из двух взаимодействующих аэрозольных частиц отождествляется со звучащим источником колебаний, а другая с резонатором, который правоммерно считать вторичным источником излучения.

Экспериментальные исследования пондеромоторного действия волн на резонаторы со всей тщательностью произвел П.Н.Лебедев [1]. Ему удалось исследовать действие звучащего источника не только на резонатор, находящийся в непосредственной близости от него, но и изучить это действие при значительных расстояниях одного от другого.

Подобные исследования ранее проводились Дворжаком [2]. Он получил интересные и ценные результаты, которые установили сам факт существования пондеромоторного действия акустического поля на резонаторы. Однако его опыты не дали возможности выделить из отличных друг от друга по своему происхождению пондеромоторных взаимодействий сил отталкивания и притяжения между источником звука и резонатором. П.Н.Лебедеву первому удалось расчленил эти силы и исследовать только те, которые обусловлены взаимодействием возбуждающего и возбужденного колебаний.

Для выявления причин пондеромоторных взаимодействий сил притяжения и отталкивания необходимо изучить работу резонаторов, особенно в режиме их компенсационных и усилительных действий.

Впервые теория работы акустических резонаторов была предложена Гельмгольцем, а затем дополнена Рэлеем [3]. Однако эти авторы, в соответствии с имевшимися в то время опытными данными, отмечали, что резонаторы как акустические колебательные системы вызывают лишь большее или меньшее усиление звукового поля в зависимости от их настройки.

Однако, изложенные в работах М.И.Карновского [4,5,6,7] исследования акустических резонаторов позволили обнаружить принципиально новые их свойства. Теория резонаторов Карновского М.И. вносит ясность в вопросы: 1) о реакции резонатора на звуковое поле при его расположении вблизи источника и 2) о реакции резонатора на звуковое поле вблизи него при расположении резонатора вдали от источника. Согласно этой теории общая энергия системы излучатель-резонатор зависит от амплитуд и фаз колебаний, а также взаимного расположения обоих излучателей, т.к. резонатор, находящийся в звуковом поле, создает “обратное” излучение звука. Т.о., резонатор можно рассматривать как вторичный излучатель, амплитуда и фаза колебаний которого являются не произвольно задаваемыми величинами, а функциями акустического поля, параметров самого резонатора и возбуждающей частоты.

При этом возможно так подобрать параметры рассматриваемой здесь системы излучателей, что резонатор вызывает уменьшение излучения источника. В этом случае говорят о компенсирующем действии резонатора, при котором колебания резонатора будут близкими к амплитуде колебаний источника, а по фазе сдвинуты на угол, близкий к π .

Наоборот, если резонатор настроен в резонанс с частотой источника, то амплитуда колебаний резонатора резко увеличивается. Это и приводит к значительному росту общей излучаемой энергии. В этом случае говорят об усилительном действии резонатора.

Таким образом, теория резонаторов Гельмгольца и Рэля является лишь частным случаем теории М.И.Карновского, которому и принадлежит неоспоримый приоритет в полном раскрытии таких сложнейших явлений, какими являются режимы работы резонаторов.

Следует отметить, что система источник-резонатор является системой с одной степенью свободы, которая имеет по крайней мере одну резонансную и одну антирезонансную частоту. Для резонаторных систем со многими степенями свободы мы будем иметь ряд резонансных и ряд антирезонансных частот.

Согласно с теорией и экспериментом Карновского М.И., в непосредственной близости от резонанса и в небольшой области частот справа и слева от него резонатор вызывает увеличение излучения источника. Максимум этого увеличения приходится на резонанс. Аналогично, максимум компенса-

онного действия резонатора припадает на антирезонансную частоту, справа и слева от величины которой также существуют участки ослабления излучения источника.

На рис. 1 представлен характерный вид зависимости отношения излучаемой мощности рассматриваемой здесь системы при наличии и отсутствии резонатора ΔL , приведенный в работе [7, стр. 678]. Здесь ω — резонансная частота, ω_{ap} — антирезонансная частота, ω_r — граничная частота, слева от которой имеет место усиление излучения, а справа — его ослабление. Это относится к случаю, когда резонатор находится вблизи источника. Резонатор же, расположенный вдали от источника, не вызывает изменения его излучения. Однако в этом случае поле вблизи резонатора может быть не только усилено, но и уменьшено (ослаблено), “т.е. имеет место перераспределение в пространстве неизменной величины излучаемой мощности” [6, стр.28].

Исследования Карновского М.И. указывают на то [7, стр. 669], что “характер изменения звукового поля вблизи удаленного от источника излучаемой энергии резонатора эквивалентен характеру изменения общей излучаемой энергии при расположении резонатора вблизи источника”, т.е. характер изменения мощности аналогичен тому случаю, который приведен на рис. 1.

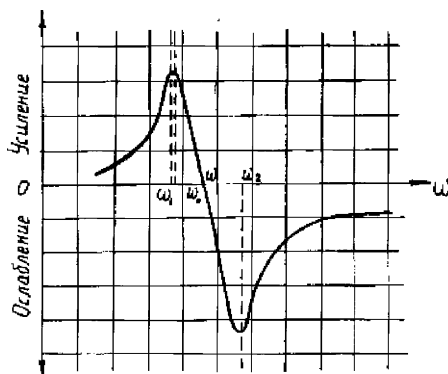


Рис. 1

Из этого важного вывода Карновского М.И., на наш взгляд, вытекает то, что вблизи резонатора, расположенного вдали от источника, усиление поля равносильно увеличению энергии в пространстве возле резонатора, что приводит к появлению отталкивательной силы. Наоборот, если вблизи резонатора в ограниченном пространстве имеет место перераспределение энергии, приводящее к ее уменьшению в указанном месте, то это равносильно появлению сил притяжения резонатора источником колебаний. Автор данной работы считает появление отталкивания и притяжения между аэрозоль-

ными частицами-излучателями следует рассматривать не на языке сил, а с помощью понятия энергии. То, что две аэрозольные частицы-излучатели взаимодействуют, означает, что система двух тел обладает потенциальной энергией. С точки зрения принципа близкодействия, эта энергия локализована в пространстве, окружающим тела (аэрозольные частицы-излучатели) и зависит от физических условий в нем.

Вопрос потенциальной энергии разберем на примере взаимодействия между источниками звука нулевого порядка. В работе [8, стр.38-39] показано, что вся энергия этих излучателей складывается из энергий по преодолению сил давления, создаваемыми ими самими (это реакция среды) W_1 и W_2 плюс дополнительная энергия взаимодействия между источниками $W_{1,2}$, т.е.

$$W = \frac{\rho\kappa}{2} Q_1^2 + \frac{\rho}{8\pi d} Q_1 Q_2 \sin[kd - (\varphi_1 - \varphi_2)] + \frac{\rho\kappa}{2} Q_2^2, \quad (1)$$

где κ — волновой вектор, ρ — плотность среды, Q_1, Q_2 — объемные колебательные скорости источников, d — расстояние между ними, $\varphi_1 - \varphi_2$ — их разность фаз.

Очевидно, что потенциальная энергия в этом случае

$$W_{II} = \frac{\rho}{8\pi} \sin[kd - (\varphi_1 - \varphi_2)] \frac{Q_1 Q_2}{d}. \quad (2)$$

Колебательные скорости V_1 и V_2 входящие в объемные скорости, реализующиеся под действием акустического давления P с частотой ω зависят от соотношения между частотой резонатора ω_p и ω , а также от его декремента затухания η и дается формулой

$$V = \frac{P}{\omega r_0 \rho} \cdot \frac{1}{\sqrt{(\omega_{res}^2 / \omega^2 - 1)^2 + \eta^2}}, \quad (3)$$

где r_0 — радиус резонатора.

Движение газовых пузырьков — резонаторов в жидкости под действием сил Бьеркнесса, возникающем в акустическом поле, исследовал В.Ф. Казанцев [9], который экспериментально, с учетом кинеграм подтвердил правомерность применения резонаторной модели при коллапсе пузырьков. Другими словами, им изучалось только компенсирующее действие резонатора-пузырька, т.е. случай, когда возле резонатора было ослабление поля, что эквивалентно появлению сил притяжения.

Из работы М.И. Карновского [10] следует то, что отношение мощности, распространяющейся от источника на далекие расстояния при наличии резонатора, к мощности, излученной источником при его отсутствии

$$\Delta L = 1 - \frac{\sin kd \cdot \cos \delta_{22}}{k^2 d^2 (1+b)} [\sin(kd + \delta_{22}) - ctgkd \cdot \cos(kd + \delta_{22})] - \frac{\cos \delta_{22}}{k^2 d^2} \cdot \frac{b}{(1+b)^2}, \quad (4)$$

где k — волновое число, d — расстояние между источником и резонатором, b — коэффициент потерь в резонаторе, $\delta_{22} = \Psi - kd + \pi/2$, Ψ — разность фаз колебательных скоростей источника и резонатора. График этой функции в зависимости от режимов работы системы и расстояния между агентами обмена волновой энергией приведен на рис.2. Видно, что эти зависимости имеют минимум, что указывает на то, что резонатор работает как в усилительном, так и в компенсационном режиме, формируя при этом акустическую потенциальную яму для волновой энергии.

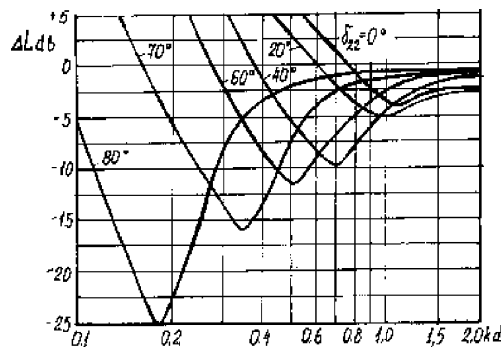


Рис. 2

Обратимся теперь к опытам П.Н. Лебедева [1] и на основании табличных данных его экспериментов построим одну из кривых силового взаимодействия в виде функции силы в относительных единицах от расстояния между источником звуковых колебаний и акустическим резонатором. На рис.3 приведен график зависимости силы $F_{\text{реп}}$ от расстояния r , из которого видно, что сила имеет положительное значение при $r < 2$ см, что соответствует преобладанию сил отталкивания вибраторов. При увеличении r сила переходит через ноль (при $r = 2$ см), где силы отталкивания уменьшаются, зато появляется сила притяжения, которая возрастает, формируя точку перегиба в районе 3 см. Затем эта сила также уменьшается с увеличением расстояния между звучащим источником и резонатором тоже до нуля в районе расстояния равного 10 см.

Экспериментальную зависимость силы от расстояния можно аппроксимировать в виде разности силы отталкивания и силы притяжения:

$$\frac{A}{r^m} - \frac{B}{r^n}, \quad (5)$$

где m, n, A, B — некоторые действительные числа, удовлетворяющие неравенствам $1 < n < m < 20$ и $-\infty < A, B < \infty$. Для нахождения этой зависимости решалась задача минимизации квадратичного функционала на множестве функций вида (6).

$$\sum_{i=1}^N \left(y_i - \frac{A}{r_i^m} - \frac{B}{r_i^n} \right)^2. \quad (6)$$

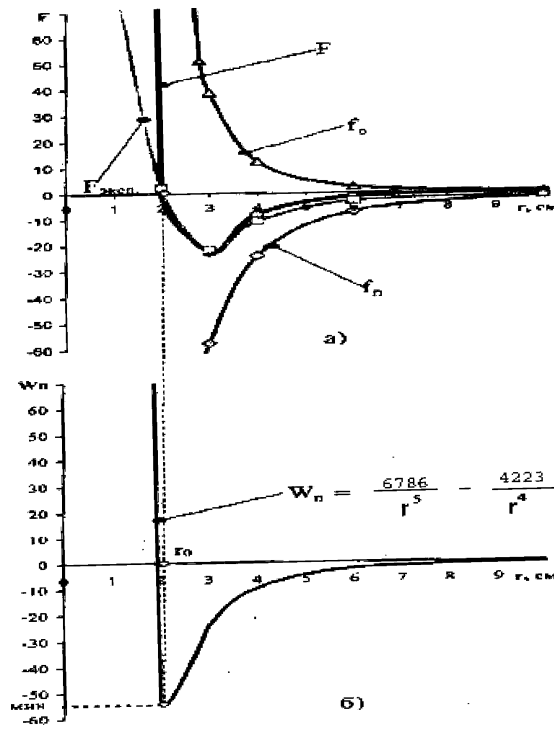


Рис. 3

Решение этой задачи получено путем комбинирования метода случайного поиска и метода наименьших квадратов. Программа расчета составлена на алгоритмическом языке Паскаль и реализована на ПЭВМ. При этом оказалось, что

$$F(r) = \frac{33930}{r^6} - \frac{16893}{r^5} = F_{om} - F_n, \quad (7)$$

где F_{om} и F_n — силы отталкивания и притяжения (см. рис.3а).

На рисунке 3б) представлена кривая потенциальной энергии, определяемая из выражения

$$W_n = \int_r^{\infty} F(r) dr, \quad (8)$$

Учитывая функции (7) и (8), получаем выражение для потенциальной энергии для Лебедевского эксперимента в виде

$$W_n = \frac{6786}{r^5} - \frac{4223}{r^4}. \quad (9)$$

Видно, что минимум потенциальной энергии приходится на расстояние r_0 между звучащим источником колебаний и резонатором, где сила отталкивания равна силе притяжения.

То есть, для опыта П.Н.Лебедева появление сил отталкивания и притяжения можно трактовать разными режимами работы акустического резонатора. Напоминаем, что, согласно Карновскому М.И., эти режимы носят как компенсационный, так и усилительный характер.

Отметим здесь, что с помощью высокоскоростной киносъемки [11, 12] наблюдались элементарные акты взаимодействия мельчайших частиц в акустическом поле. Результаты наблюдения: частицы как сближались, так и отталкивались.

В [13] приводится весьма показательный опыт (смотри рис. 4а) и 4б)) со стеклянными и пробковыми шариками, подвешенными на нитях в воде, в которой возбуждается стоячая звуковая волна. Как видно из (рис.4б) шарики собираются в местах пучностей колебаний стоячей звуковой волны, которая отражается с правой стороны от отражателя звука.

Отметим далее, что для резонаторной системы со многими степенями свободы, как показывает Карновский М.И. [14], мы уже будем иметь ряд резонансных и ряд антирезонансных частот, которыми обуславливается чередование областей усиления и ослабления излучения системы.

Для детального рассмотрения чередующихся областей усиления и ослабления взаимодействий запишем значения результирующего потенциала при одновременном действии активного и пассивного излучателя (резонатора) в том виде, в котором его приводит Карновский М.И. [14].

$$\varphi = \varphi_1 \left[1 + \frac{\rho \omega S^2}{iZ(\omega)4\pi d} \right], \quad (10)$$

где φ_1 — потенциал, создаваемый одним источником, S - активная поверхность резонатора, $Z(\omega)$ - механический импеданс (сопротивление) резонатора, равный отношению силы, создаваемой на поверхности резонатора к объемной колебательной скорости его поверхности. Отметим, что $Z(\omega) = R + iX$, т.е механический импеданс имеет как активную R , так и реактивную составляющую X , зависящие от режима работы резонатора.

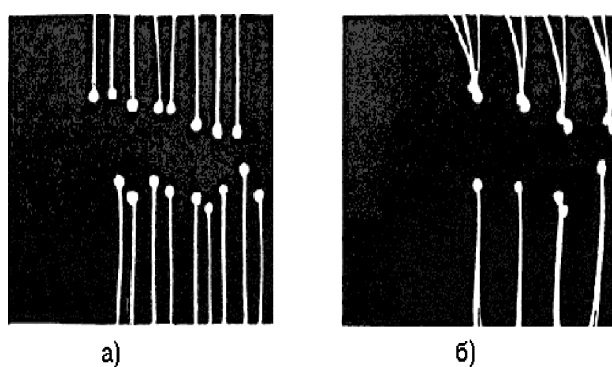


Рис. 4

Для системы источник плюс резонатор со многими степенями свободы, чередующиеся области усиления и ослабления находятся из условия:

$$\text{при } \left| 1 + \frac{\rho\omega S^2}{iZ(\omega)4\pi d} \right| > 1 \quad (11)$$

система работает в усилительном режиме;

$$\text{при } \left| 1 + \frac{\rho\omega S^2}{iZ(\omega)4\pi d} \right| < 1 \quad (12)$$

реализуются области ослабления;

$$\text{при } \left| 1 + \frac{\rho\omega S^2}{iZ(\omega)4\pi d} \right| = 1 \quad (13)$$

будет иметь место чередование переходов областей усиления с областями ослабления. Здесь $Z_{cp}(\omega)$ — граничный импеданс (сопротивление) резонатора, при котором эти переходы возможны.

Из последнего равенства вытекают значения граничных импедансов, а именно:

$Z_{zp1} = \pm\infty$ и $Z_{zp2} = \frac{1}{2}Z_{ap}$. Здесь Z_{ap} — входное сопротивление (импеданс) резонатора, при котором он настроен в антирезонанс. Его значение [19]

$$Z_{ap} = \frac{i\rho cS(kr_0)^2}{4\pi d}, \quad (14)$$

где r_0 — эффективный размер резонатора.

Поведение системы источник плюс резонатор со многими степенями свободы в диапазоне частот представлено графически на рис. 5 (см [14 стр.618]). Видно, что в зависимости от рабочих режимов имеет место чередование зон усиления и зон ослабления.

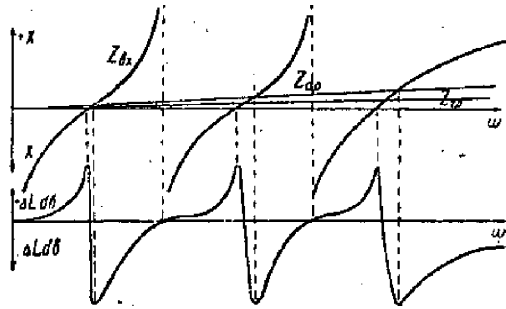


Рис. 5

Т.о., предлагаемая здесь концепция резонаторной природы силового взаимодействия между аэрозольными частицами, реализующаяся за счет усиления или ослабления излучения системы в зависимости от режима работы резонатора предполагает возможность отталкивания или притяжения между аэрозолями для ряда частот. Этот вывод подтверждается широкой практикой при акустической коагуляции аэрозольных частиц [13].

В общем случае, когда возбуждаются n источников, объемная скорость каждого из которых равна $Q_i = \alpha_i Q_1$ и которые расположены на расстоянии d_{1i} от первого источника, то энергия, излучаемая первым источником, учитывая (2), будет равна [20]

$$W_1 = \frac{\rho\omega k Q_1^2}{8\pi} \sum_2^n \alpha_i \frac{\sin[kd_{1i} - (\varphi_1 - \varphi_i)]}{kd_{1i}}. \quad (15)$$

Это энергия излучения первого источника с учетом его взаимодействия с (п-1) источниками.

В частном случае, если, например, между группой частиц установились расстояния равные целым числам полуволн, то силовое взаимодействие между ними отсутствует, т.е. отсутствует приток или отток энергии, что равносильно отсутствию как усилительного, так и компенсационного действия между ними. Будем констатировать при этом образование агрегата частиц. Если воздействовать на такой агрегат сторонним источником, то он (агрегат) будет перемещаться в поле источника как единое целое. Этот случай, по-видимому, и наблюдается на кинеграмме, приведенной в работе [12].

Выводы

1. Работы М.И. Карновского позволяют сделать вывод о том, что пондеромоторное взаимодействие между возбуждающим и возбужденным колебаниями, заключающиеся в наличии сил притяжения и отталкивания имеют место благодаря различным режимам возбужденного колебания в резонаторе.

2. Усиление колебаний приводит к отталкиванию между источником и резонатором.

3. Ослабление колебаний приводит к притяжению между возбуждающим колебанием возбужденными колебаниями в резонаторе.

4. Сам процесс отталкивания и притяжения корректнее рассматривать не на языке сил, а с точки зрения близкодействия, на языке потенциальной энергии, которая локализована в пространстве, окружающем аэрозольные частицы-излучатели и которая зависит от физических условий этого пространства.

5. Акустическая потенциальная яма формируется усилением или ослаблением волнового поля вблизи резонатора в зависимости от режимов его работы.

6. Резонаторная модель силового взаимодействия между аэрозольными вибраторами позволяет подбирать режимы озвучивания для проведения работ по коагуляции аэрозолей.

Литература

1. П.Н. Лебедев, Полное собрание сочинений, Издательство АН СССР, 1963.
2. V. Dvorzak, Bez. D. Wien, Akad., 84, 1882.
3. J.W. Rayleigh, Phil. Mag., 6№33, 1903.
4. М.И. Карновский, ДАН СССР, т.32, №1, 1941.
5. М.И. Карновский, ДАН СССР, т.34, №7, 1942.
6. М.И. Карновский, ДАН СССР, т.37, №1, 1942.
7. М.И. Карновский, ЖТФ, т.13, выпуск И-12, 1943.
8. Е. Скучик., Основы акустики, т.2, изд. "Мир", М., 1976.

9. В.Ф. Казанцев, ДАН СССР, т. 129, №1, М., 1959.
10. М.И. Карновский, К расчету взаимных акустических импедансов. Сборник трудов Киевского института киноинженеров, вып. №1, Госкиноиздат, М. 1948.
11. Н.Л. Широкова, О.К. Экнадиосянц, АЖ, 11, 3, М., 1965.
12. Л.И. Буравов, О.К. Экнадиосянц, АЖ, 7, 4, М., 1961.
13. Л. Бергман, Ультразвук и его применение, М., 1976.
14. М.И. Карновский, ЖТФ, т. 15, вып. 9, М. 1945.

Я. А. Кумченко

Резонаторна природа силової взаємодії між аерозольними частинками. Формування акустичної потенційної ями

АНОТАЦІЯ

В роботі запропонована резонаторна природа силових взаємодій між частинками, які знаходяться в акустичному полі. Формування акустичної потенціальної ями і сам вигляд функції потенціальної енергії повністю залежить від режимів обміну хвильовою енергією між її джерелом і її споживачем. Фундаментом запропонованої автором резонаторної моделі взаємодії є робота П.М. Лебедева (взаємодія резонаторів) та М.І. Карновського — про режими роботи резонаторів.

SUMMARY

Resonance nature of force interactions between particles in an acoustic field is suggested in the work (article). Forming of acoustic potential well and the appearance of potential energy function depend wholly on regimes of exchange of wave energy between its source and its receiver. Suggested resonance model of interaction, is based on P.N. Lebedev's works (about ponderomotor interaction of resonator) and M.J. Karnovsky works (about regimes of functioning of resonators).

А. Д. Алёхин, Е. Г. Рудников

Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко

Ренормгрупповой подход к определению градиента неоднородного поля кластеров флуктуаций в поле земного тяготения

В работе исследована величина внутреннего неоднородного поля кластеров флуктуаций в неоднородной жидкости в гравитационном поле вблизи критической точки в рамках ренормгруппового подхода. Сделано теоретическое объяснение возрастания градиента химического потенциала $dm^*/dh > 1$ в неоднородной системе в гравитационном поле во флуктуационной области.

Ранее в работах [1,2] оптическими методами рассеяния света и рефрактометрическим было показано, что под действием гравитационного поля $h = \rho_k g \Delta z P_k - 1$ в неоднородной жидкости вблизи критической точки (КТ) возникает внутреннее поле $|\Delta U(h)| = |\Delta \mu^*(h)| = |(\mu(h) - \mu_k) / \mu_k| = dF_\phi(h) / d\rho \gg h$. Здесь μ_k , P_k , ρ_k – критические значения химического потенциала, давления, плотности системы; Δz — высота, отсчитанная от уровня критической изохоры; g — ускорение земного тяготения; $F_\phi(h) = CR_c^{-3}(h)$ — высотное изменение флуктуационной части свободной энергии системы [3]; $R_c(h)$ — высотная зависимость радиуса корреляции. В связи с этим в работе [4] предложен флуктуационный механизм пространственной неоднородности вещества в гравитационном поле, связанный с высотным распределением флуктуационной части свободной энергии системы $F_\phi(h)$ и химического потенциала $\Delta \mu_\phi^*(h) \gg h$. То есть, градиент внутреннего поля в неоднородной жидкости вблизи КТ $d\mu^*/dh > 1$. Этот вывод нашел своё подтверждение при анализе в [5] многих современных данных по гравитационному эффекту, полученных оптически и нейтронными методами [5], методом движения границы раздела фаз [5], на основе модели газа флуктуаций [6], которая следует из флуктуационной теории фазовых переходов (ФТФП) [3].

В продолжение этих исследований целью данной работы является оценка величины градиента внутреннего неоднородного поля флуктуаций в неоднородной жидкости в гравитационном поле вблизи КТ в рамках ренормгруппового подхода [7,8].

Согласно классической теории критических явлений [9] вдали от КТ для несжимаемых веществ и при условии отсутствия крупномасштабных флуктуаций высотное изменение потенциальной энергии молекул вещества в гравитационном поле определяется уравнением

$$\Delta U(z) = mg\Delta z \quad (1)$$

(m — масса молекулы вещества)

В связи с этим условие равновесия в системе, находящейся в гравитационном поле h записывается в виде [9]

$$|\Delta\mu(h)| = |h| \quad (2)$$

Однако, согласно современной ФТФП [3], вещество вблизи КТ представляет собой дисперсную систему кластеров флуктуаций, размер которых определяется радиусом корреляции R_c . Исходя из этого, свободная энергия такой флуктуационной системы записывается в виде [3,10]

$$F_\phi(z) = N_\phi(z) k_B T_c \quad (3)$$

Здесь $N_\phi(z)$ — не число молекул вещества, а число кластеров флуктуаций в единичном объёме. Масса такого дисперсного кластера может быть представлена в виде $M_{кл} = v_{кл} \cdot \rho_\phi$, где $v_{кл}$ — объём флуктуации; ρ_ϕ — плотность вещества внутри кластера флуктуации. Во внешнем поле вблизи КТ, когда сжимаемость системы стремится к бесконечности, радиус корреляции, масса такого дисперсного кластера флуктуации и количество кластеров в единице объёма изменяется по высоте системы [11]. Тогда уравнение равновесия такой неоднородной системы во внешнем поле уже не может быть представлено в виде (2).

Во флуктуационной области, согласно ренормгрупповому подходу (в Вильсоновском варианте [7,8]) при приближении к КТ величина химического потенциала $\Delta\mu = (\mu - \mu_c) / \mu_c$, играющая для критической точки роль переменной поля, перенормируется по закону

$$\Delta\mu^* = \Delta\mu \cdot s^{1/2(3-\eta)+1}, \quad s \geq 1. \quad (4)$$

Эта перенормировка возникает после последовательного выполнения двух операций, которые являются основными моментами в определении ренормализационной группы [8]. 1). Преобразование Каданова для гамильтониана системы и плотности распределения, которое понижает пространственное разрешение “спиновых переменных” σ от некоторого начального b до величины sb . Каждый новый “блочный спин” является средним s^3 “блочных спинов” до преобразования. 2). Масштабное преобразование, “сжатие” системы — сокращение её размера в s раз. При этом размер блоков системы sb уменьшается до начальной величины b [8].

Перенормирование может проводиться до тех пор, пока размер подсистемы не достигает размера $r \sim R_c$ [7]. Для масштабов $r > R_c$ система уже рассматривается как газ отдельных кластеров флуктуаций, или капель [8,12]. Величина параметра порядка $\Delta\rho$, которая определяется экспериментально, относится именно к свойствам системы на масштабах $r \sim R_c$. Из (2) и неравенства [3]

$$1/2(3-\eta)+1 > 0 \quad (5)$$

следует [8], что при рассмотрении околоскритической системы, где определяющей является не поведение отдельных молекул, а их коллективное поведение в скоррелированном объеме, перенормирование приводит всегда только к возрастанию $\Delta\mu^*$. В то же время, в эксперименте полевая переменная гидростатического давления h является внешней переменной и используется при изучении критического состояния вещества без какого-либо перенормирования. Поэтому, в отличие от условия (1) вдали от КТ, где производная $d\mu/dh=1$, при подходе к критической области величина $d\mu^*/dh > 1$, т.е. возрастает.

Таким образом, в работе на основе РГ подхода [7,8] сделано качественное объяснение неравенств $d\mu^*/dh > 1$ в неоднородной системе во флуктуационной области вблизи КТ, которые подтверждаются всеми существующими экспериментальными данными по гравитационному эффекту.

Литература

1. А.Д.Алехин, Укр.Физ.Журн. 28(8), 1261 (1983).
2. А.Д.Алехин, Известия вузов. Физика 7, 104(1985).
3. А.З.Паташинский, В.Л.Покровский, Флуктуационная теория фазовых переходов, Наука, Москва (1982).
4. А.Д.Алехин, Известия вузов. Физика 4, 10(1983).
5. А.Д.Алехин, Л.А.Булавин, Е.Г.Рудников, Укр.Физ.Журн. 41(11-12), 1059(1996).
6. А.Д.Алехин, Б.Ж.Абдикаримов, Е.Г.Рудников, Укр.Физ.Журн. 45(10), 1181(2000).
7. К.Вильсон, Дж.Когут, Ренормализационная группа и ϵ -разложение: Пер. с англ. Новости фундаментальной физики, 5, Мир, Москва. (1975).
8. Ш.Ма, Современная теория критических явлений: Пер. с англ. Мир, Москва (1980).
9. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, Статистическая физика, Наука, Москва (1976).
10. М.А.Анисимов, Критические явления в жидкостях и жидких кристаллах, Наука, Москва (1987).
11. А.Д.Алехин, ЖЭТФ. 72(5), 1880(1977).
12. Л.Каданов, Критические явления, капельная модель, гипотеза универсальности и скейлинг. Квантовая теория поля и физика фазовых переходов, Мир, Москва (1975).

О. Д. Альохін, Є. Г. Рудніков

**Ренормгруповий підхід до визначення градієнту неоднорідного поля
кластерів флуктуацій у полі земного тяжіння**

АНОТАЦІЯ

В роботі досліджено величину внутрішнього неоднорідного поля кластерів флуктуацій в неоднорідній рідині в гравітаційному полі поблизу критичної точки в рамках ренормгрупового підходу. Зроблено теоретичне пояснення зростання градієнта хімічного потенціалу $d\mu^*/dh > 1$ в неоднорідній системі в гравітаційному полі у флуктуаційній області.

Alekhin A. D., Rudnikov E. G.

**Renormgroup approach of determination of inhomogeneous field gradient
for fluctuation clusters under terrestrial gravity**

SUMMARY

In paper the magnitude of internal inhomogeneous field of fluctuation clusters for inhomogeneous liquid near the critical point under gravity has been investigated by the renormgroup approach. Increasing of chemical potential gradient $d\mu^*/dh > 1$ for inhomogeneous system under gravity in the fluctuation range has been theoretically explained.

В. А. Дроздов¹, В. В. Ковальчук², С. Л. Мусеев²

¹ *Одесский институт сухопутных войск*

² *Южноукраинский государственный педагогический университет
им. К.Д. Ушинского, г. Одесса*

Фрактальная размерность наночастиц

Статья посвящена анализу известных экспериментальных работ и модельных результатов авторов с позиций фрактальной концепции с целью выработки унифицированного единого подхода к описанию свойств нанометровых частиц (НЧ). Для облегчения понимания представленных в статье результатов, приведены некоторые категории и определения, а также кратко рассмотрены основания к применению принципов фрактального анализа для описания структуры и определения свойств, твердотельных нанометровых систем.

Теория фракталов и ее приложения к различным физическим и химическим процессам получили в последние годы большое развитие [1-6]. Для облегчения понимания представленных в статье результатов приведены некоторые понятия и определения и кратко рассмотрены основания к применению принципов и фрактального анализа для описания структуры и свойств нанометровых систем (НС).

Согласно существующей на сегодня классификации, фрактальные объекты можно разделить на два основных типа: детерминистические и статистические. Детерминистическими фракталами (ДФ) являются самоподобные объекты, которые точно конструируются на основе некоторых базовых законов. Наиболее важными являются два свойства ДФ: возможность точного расчета фрактальной размерности и неограниченный интервал их самоподобия. ДФ нельзя классифицировать без введения дополнительно к фрактальной размерности других параметров. Это вызвано тем, что линию, плоскость или объем можно разделить на бесконечное число фрагментов различными способами, поэтому открывается возможность построения бесконечного числа ДФ с различными фрактальными размерностями. Статистические фракталы (СФ) порождаются беспорядочными (случайными) процессами. Элемент беспорядочности характерен для большинства реальных физических явлений и объектов. Типичным примером СФ является путь статистического блуждания. Однако чисто статистические модели часто неадекватно описывают реальные физические системы. Одной из причин этого является эффект исключенного объема. Суть данного эффекта заключается в геометрическом ограничении, запрещающем двум разным элементам систе-

мы занимать один и тот же объем пространства. Это ограничение должно учитываться в соответствующих модельных построениях.

Огромное количество экспериментальных и теоретических исследований, выполненных за последние два десятилетия, позволяют ввести концепцию фрактальной геометрии НС [1]. Согласно определению, фрактальные структуры (ФС)¹ имеют размерность, которая не совпадает с размерностью пространства в котором они существуют, т.е. ФС — это структуры с дробной размерностью [5].

Особенно плодотворным является представление о фракталах в физике твердого тела [2,3], где из всего многообразия НС можно выделить целый ряд фрактальных агрегатов (ФА) и фрактальных кластеров (ФК).

Данная работа посвящена анализу новых экспериментальных работ [10-13,20,22] и модельных результатов авторов [14-16,21] с позиций фрактальной концепции с целью выработки унифицированного единого подхода к описанию свойств НС.

Микроструктура (особенно, наноструктура [14]) твердого тела может обладать высокой степенью естественного или создаваемого искусственно само упорядочения, что является одним из предельных случаев. Другой предельный случай — это хаос — противоположность порядка. В фрактальном анализе рассматриваются промежуточные варианты — между полным порядком и полным хаосом. Как правило, такие системы получают в условиях, далеких от термодинамического равновесия, они заполняют промежуток между периодическими структурами и полностью разупорядоченными системами. Иначе говоря, фрактальные структуры должны обладать определенным уровнем промежуточного порядка. Поэтому при изучении термодинамически неравновесных систем, обладающих локальным порядком, важным остается вопрос о взаимосвязи уровня локального порядка структур и степени их фрактальности.

Многочисленные фрактографические и геофизические исследования указывают на фрактальность структуры многих материалов и на неевклидову геометрию деформации и разрушения твердых тел [23].

Поэтому традиционные методы механики сплошных сред, основанные на предположении о гомеоморфности деформаций, рассматриваемых как отображения деформируемого тела в пространство Евклида, не могут адекватно описать реологическое поведение и разрушение реальных материалов. Существенный прогресс в решении этой проблемы связан с введением в практику физико-химического анализа идей и методов синергетики и фрактального анализа [3]. Абсолютно неупорядоченные хаотические системы, образующиеся в неравновесных условиях (субфазы, аморфные фазы, поверх-

¹ Фракталами называют самоподобные объекты, инвариантные относительно локальных дилатаций, т.е. объекты, которые в процессе наблюдения при различных увеличениях повторяют одну и ту же форму [1].

ности разрушения и т.п.), в действительности проявляют своеобразные элементы упорядочения [14,15].

Если кристаллы характеризуются определенной симметрией и трансляционной инвариантностью, то неравновесные системы, если даже они не обладают квази-кристаллической структурой, могут обладать свойствами хиральности [4] и, самое главное, эти системы масштабно инвариантны в определенном интервале самоподобия.

Заметим, что за последние десятилетия возрос интерес к таким новым областям науки, как синергетика², динамический хаос и самоорганизация. В этих разделах физики зачастую используется оригинальный математический аппарат, а в сочетании с возрастающей мощностью компьютеров и возможностей “численного эксперимента” предсказательная сила их оказывается вполне “на уровне”, наряду с традиционными физическими теориями.

Природные фракталы, такие как облака, полимеры, аэрозоли, пористые среды, дендриты, коллоидные агрегаты, трещины, поверхности разрушения твердых тел и др., обладают лишь статистическим самоподобием, которое к тому же имеет место лишь в ограниченном интервале пространственных масштабов. Для твердых тел (в [12,13] экспериментально показано, что такой интервал составляет от нескольких ангстрем до нескольких нанометров) взаимосвязь уровня локального порядка и степени фрактальности неупорядоченных твердых тел можно описать общими математическими терминами. В частности, говоря о структуре твердых тел, следует отметить, что большинство исследователей считают доказанным наличие в них структурных образований сегментального масштаба, хотя конкретный тип упаковки в таких структурах остается дискуссионным.

Эксперименты [6] свидетельствуют о том, что НС в форме фракталов — это реальные объекты, существующие (именно благодаря фрактальным свойствам некоторого скрытого порядка) в разупорядоченных структурах. Фракталы возникают во многих физико-химических процессах, которые сопровождаются объединением (слиянием, спеканием и др.) твердых, но близких по размерам, микро- либо наночастиц (НЧ). Одна из особенностей фрактала состоит в том, что при увеличении его размеров уменьшается плотность вещества в объеме, который он занимает [1-6]. Фрактал (это может быть либо ФК, либо ФА) способен иметь рыхлую, “дырявую”, игловидную структуру.

Представление об аморфном состоянии вещества, как об абсолютно неупорядоченном, является не вполне корректным. Согласно теореме Рамсея [5,6], любое достаточно большое число $i > R(i,j)$ точек или объектов (в рас-

² Синергетика — пограничная область знания, занимающаяся выявлением общих закономерностей процессов образования, устойчивости и распада упорядоченных временных и пространственных структур в сложных неравновесных системах разнообразной природы.

смаатриваемом случае — элементов структуры) обязательно содержит высокоупорядоченную подсистему из $N_j < R(i,j)$ элементов. Поэтому абсолютно неупорядоченных систем (структур), в принципе, не существует.

Аналогично может быть показано, что любая структура, состоящая из N элементов, при ($N_j > B_n(j)$) представляет совокупность конечного числа $k < u$ вложенных друг в друга самоподобных структур, хаусдорфова размерность³ которых, в общем случае, может быть разной. Это значит, что любая система независимо от физической природы, состоящая из достаточно большого числа элементов, является мульти-фракталом (в частном случае, монофракталом) и характеризуется спектром размерностей Реньи D_R .

Стремление ультрадисперсных или конденсированных систем к самоорганизации в масштабно-инвариантных мультифрактальных формах является следствием фундаментальных принципов термодинамики открытых систем, а D_R определяются конкуренцией близко- и дальнедействующих межатомных взаимодействий, определяющих объемную сжимаемость и сдвиговую жесткость твердых тел, соответственно.

Так как топология структуры оказывает на физико-химические свойства твердых тел фундаментальное влияние, то для изучения их реальной структуры можно использовать результаты физико-механических исследований [23].

Еще одним очень важным свойством фракталов, отличающим их от традиционных евклидовых объектов, является необходимость определения, по крайней мере, трех размерностей: D — размерности объемного евклидова пространства, D_f — фрактальной (хаусдорфовой) размерности и D_s — спектральной (фрактальной) размерности, характеризующей связность объекта. Для евклидовых пространств $D=D_f=D_s$. Такое обстоятельство позволяет рассматривать, евклидовы объекты как частный (“вырожденный”) случай фрактальных систем. Это означает, что для описания структуры фрактальных объектов (например, неупорядоченных, кластеризованных или полимерных) даже при фиксированной величине D требуются две фрактальные размерности — D_f и D_s . Такая ситуация соответствует положению неравновесной термодинамики, согласно которому для описания термодинамически неравновесных твердых тел, для которых не выполняется критерий Пригожина-Дефая, необходимы, как минимум, два параметра порядка [3].

³ В соответствии с математическим определением, хаусдорфова размерность (размерность Хаусдорфа — Безиковича) D_H — это локальная характеристика (n — Hausdorff) множества в выбранном интервале масштабов, которое может быть покрыто “шарами” (не обязательно одного и того же размера) при условии, что диаметры всех шаров меньше выбранного диаметра. Фрактальная размерность структуры микросистемы D_f — это физически определяемая величина в интервале масштабов, в котором элементы структуры самоподобны, т.е. являются фракталами. Поскольку интервалы масштабов D_f и D_H совпадают, то $D_f = D_H$ называют фрактальной (хаусдорфовой) размерностью микросистемы [6].

Фрактальные объекты НС могут характеризоваться следующим соотношением между массой M (или плотностью ρ) и линейным масштабом измерения L : $M(L) \propto L^{D_m}$, где D_m — показатель скейлинга массы.

В отличие от математических фракталов, реальные фракталы (в том числе и твердотельные) имеют два естественных масштаба длины L_{\min} и L_{\max} , выше и ниже которых объект фракталом не является. Нижний предел связан с конечным размером структурных элементов, а верхний — со стремлением к пределу D_R .

Для кластерных материалов L_{\max} имеет порядок нескольких ангстрем, а L_{\min} — нескольких нанометров. Отметим, что этот же интервал существования локального порядка характерен для кластерной модели, где нижним пределом является размер (длина) статистического сегмента, а верхним — расстояние между кластерами [18]. Важный аспект — это изменение фрактальной размерности твердых тел при моделировании их на фрактальных, а не на евклидовых решетках. С практической точки зрения это положение важно для многокомпонентных систем.

Введение в твердотельную матрицу дисперсного наполнителя приводит к “возмущению” ее структуры, которое в рамках фрактального анализа выражается как увеличение фрактальной размерности этой структуры. Иногда частицы дисперсного наполнителя формируют в полимерной матрице каркас, обладающий фрактальными (в общем случае мультифрактальными) свойствами и характеризующийся фрактальной размерностью. Следовательно, формирование структуры кластера в твердотельной матрице происходит не в евклидовом, а во фрактальном пространстве, что и определяет видоизменение структуры матрицы в композитах.

За последние десятилетия проведено много исследований фракталов методами компьютерного моделирования [7, 14, 19]. Модельные эксперименты позволяют получать, в достаточной мере, общее представление о фракталах, ведь без детального модельного исследования невозможно однозначно говорить о том, чем же обусловлено расхождение экспериментальных результатов, полученных различными методами [10, 13].

Механизмы формирования ФС описаны во многих источниках, некоторые из них приведены в списке литературы.

Заметим, что достаточно большое количество ФК для многих типов конкретных твердотельных систем экспериментально хорошо исследованы [10, 11]. Не является исключением и ФС с участием кремния [12, 13, 16].

Соединенные воедино ФК образуют структуру, которая имеет фрактальные свойства, сохраняя при этом небольшие размеры (*нм* диапазон) и относительно однородное распределение вещества. Примером таких ФС является пористое вещество (*por-Si*, *por-Ge*, аэрогель, гексогель и др.) [12]. Аэрогели — разряженное, рыхлое вещество, образованное из твердых НЧ. ФК “построен” из кластерных фрагментов (КФ), которые, словно “склеены” между

собою [14]. Геометрический размер КФ значительно меньше, чем ФК, т.е. структурными элементами ветвей ФК является КФ.

Анализируя указанные экспериментальные работы, а также учитывая результаты модельных расчетов [15,16], мы пришли к выводу, что возможными механизмами, отвечающими за процесс формирования ФА кремния, являются:

1. полимеризация, осаждение или агрегация изолированных малых КФ в большие кластеры, имеющие форму, например, тонкой пленки, полиэдра, тетраэдра, подобную сфере и, другими словами, на этом этапе возможно формирование большой связанной системы.
2. диффузия, распад, или процессы рассеяния, которые ведут к развитию новой НС, или к изменению геометрической структуры “старой”; этот процесс может происходить совместно с процессом формирования пористых структур (например, *por-Si*);
3. фрактализация образцов благодаря механическому воздействию, особенно под действием сжимающих сил в течение медленного процесса высыхания.

В свою очередь, процессы агрегации НС можно разбить на два типа: а) соединение кластеров с целой НС. Причем КФ свободно перемещаются, примыкая к ФА, подобно модели нарастания тонкой пленки; б) соединение подвижных кластеров, которые, сталкиваясь, “склеиваются” вместе, формируя большую КС, подобно процессу образования изолированных коллоидов. В каждом из этих случаев вероятность “сцепления” может быть параметром, который и определяет фрактальную размерность (ФрР) формируемой системы. При этом необходимо принять во внимание следующие ограничения: 1) диффузия ограничивает такие процессы агрегации, в которых “сцепление” происходит при первом же столкновении (например, при сжатии вещества в “быстрых” по времени процессах соединения фрагментов). В этом случае, т.е. в процессе диффузионного ограничивания кластерной агрегации, ФрР соответствует величине $D=1,78$; 2) реакция ограничивающая агрегации кластеров в нм структуры. Это т.н. химическая модель [17], согласно которой огромное количество столкновений является необходимым условием. Здесь ФрР $D=2,1$. Такая ситуация отвечает случаю ограничения кластерной агрегации за счет химической реакции.

В [4,12] хорошо проиллюстрированы фрактальные структуры, полученные численным моделированием (двухмерная проекция) по разнообразным условиям. Много усовершенствований фрактальных моделей были предложены за последние 5 лет [6], где приняты во внимание характеристики траекторий, возможность циклических сдвигов КФ за счет поляризации, которые влияют на величину ФрР.

Согласно модели развития кластера (МРК), предполагается, что процесс структурообразования НС происходит за счет формирования бесконечного кластера или, с точки зрения теории перколяции, кластера, который охва-

тывает все доступное пространство. Однако, структурообразование отличается от перколяции, т.к. в МРК принимают во внимание в явном виде кинетический аспект процесса разрастания НС. Если процесс роста медленный (по сравнению с подвижностью кластера) структурообразование описывается в рамках МРК. И наоборот, если процесс роста очень быстрый, кинетическая модель структурообразования является более подходящей.

Исследование влияния химических параметров на процесс образования, например, НС кремнезема, и, таким образом, на его ФрР приведен в [12]. Показано, что структурообразование и осаждение — это два возможных результата агрегации мономеров в растворителе.

Формой роста кластеров можно химически управлять, внося изменение в реакционную способность мономеров, которая обусловлена концентрацией “оборванных” ХС.

Структурообразование наблюдается тогда, когда агрегат растет из состояния с ФрР меньшей, чем три ($D < 3$). Выбор модели роста зависит от относительной реакционной способности ν мономеров (ν связана с координационным числом). Конечное состояние зависит от последовательности разнообразных режимов роста. Если $\nu < 1$, то это отвечает такой реакционной способности системы, для которой количество, уже сформированных ХЗ, уменьшается. Для $\nu = 0,1$ изолированные момеры будут иметь наивысшую химическую активность. Для $\nu > 1$ увеличивается реакционная способность.

ФрР увеличивается при уменьшении радиуса “обращения” КФ. Например, если $\nu = 0,01$, то $D = 1,75$; для $\nu < 1,6 - D_m < 3$ (где порговая величина ФрР равна $D_m = 3$). Выше поргового значения ФрР при осаждении плотных соединений поверхность остается все-таки грубой. Поверхность становится гладкой для $\nu = 5$. Эти результаты могут быть использованы в процессе изучения такой структуры, как силикагель, синтезированного из кремния [12].

Анализ изотерм адсорбции-десорбции длительное время проводился с помощью ВЈН (Barret-Joyner-Halenda) метода [1,4]. Эффективность этого метода определялась хорошим распределением по размерам мезоструктур вещества.

В 1995 А. Джарзевский и Н. Лисица показали, что анализ ФрР аэрогелей, проведенный с помощью ВЈН метода, не совпадает с результатами SAXS-экспериментов [18]. ВЈН метод эффективен для определения распределения за размером исключительно мезопор. Например, А.Г. Легранд [12,13] в 1990 году экспериментально получил распределение мезоструктур в окружении кремнезема. Наблюдалось широкое распределение диаметров поры в интервале 16-80 нм. Сужение диапазона распределения (интервал 10-40 нм) было получено позже, при этом четко определялся максимум — 24 нм.

Г. Левитс определил распределение по размерам для ряда НС: Si_{40} , Si_{60} ,

Si₁₀₀ и т.д. Э.Ф.Вансант подтвердил полученные результаты более прецизионными экспериментами [13]. Но распределение Si₄₀, Si₁₀₀ по размерам было шире, чем у П. Левитса. Рис. 1 иллюстрирует экспериментально полученное распределение НС типа Si₄₀, Si₆₀, Si₁₀₀ по размерам, полученных методом азотной десорбции [13].

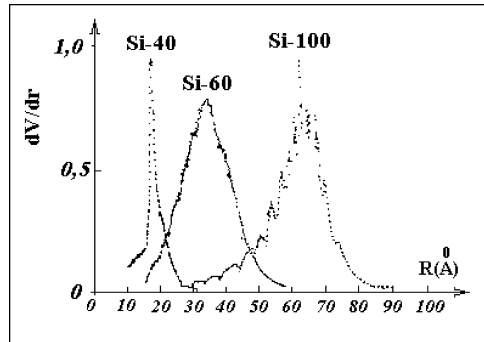


Рис.1. Распределение пор по размеру (dV/dr , где V — объем поры, r — расстояние) в пористом кремнеземе, полученные при десорбции азота (данные эксперимента [13])

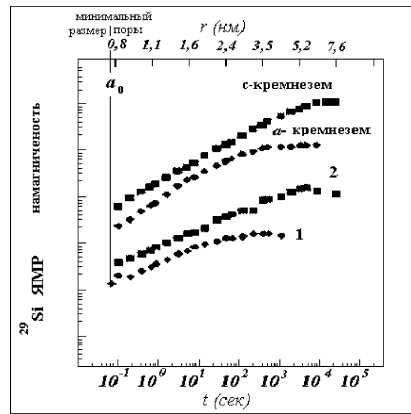


Рис.2. Степенные зависимости намагничивания $m \propto t^a$, $a = D/6$ для разных соединений кремнезема. Аэрогели кремнезема (кривые 1, 2) отличаются концентрацией парамагнитной примеси (она составляет для 1 — $0,17 \text{ г см}^{-3}$, 2 — $1,6 \text{ г см}^{-3}$). Верхний масштаб — расстояние в единицах $r = (A \cdot t)^{1/6}$, где $A = 2 \text{ нм}^6/\text{с}$ [12].

Используя ЯМР, Ф. Деврекс [12] экспериментально доказал, что физико-химические свойства структур связаны с их геометрией. Релаксации ядер мезоструктур и НС вызваны парамагнитными примесями, которые находятся в кристаллической решетке вещества, что позволяет непосредственно оценить ФрР (D) из соотношения для массы $M(r) \propto r^D$, где r — расстояние. Восстановление намагничивания структуры определяется степенной зависимостью от времени: $\mu(t) \propto t^a$, где $a = D/6$.

Эта зависимость была проверена на аэрогелях кремнезема, полученных конденсацией тетрасилана в кислой органической среде. Нитрат хрома, добавленный в раствор, использовался как релаксационный ЯМР агент. Аэрогели отличались парамагнитной концентрацией примесей. После действия надкритических условий гель выводился. Плотность образцов возрастала при нагревании до 1000°C — в 5,9 раз, для 1200°C — в 13,12 раза (кристаллитная фаза кремния). Масс-фрактальная размерность составила $D=2,3$. Для плотных образцов, как и ожидалось, она была близкой к трем. Эти значения хорошо соглашаются с результатами SAXS-экспериментов. Согласно ЯМР — данным, фрактальная область НС находилась в пределах *нм* диапазона. А именно: $r_a = 0,6 \div 6,4$ нм. SAXS-оценки давали: длину корреляции в $\xi = 9$ нм, а геометрические размеры (“диаметр”) НС — $r_a = 0,5$ нм.

Расхождение в значении ФрР образцов, по SAXS и ЯМР оценкам можно объяснить тем, что соотношение $\mu(t) \propto t^a$ описывает распределение массы лишь вокруг магнитной примеси. Иллюстрацией сказанного служит степенная зависимость восстановления насыщения намагничивания для разнообразных форм кремнезема (рис.2). Верхний масштаб — расстояние соответствующее закону $r = (A \cdot t)^{1/6}$, где $A=2$ нм⁶/с.

Фрактальность твердотельной структуры эффективно исследуют с помощью методов рассеяния. В зависимости от того, какая структура исследуется, используют соответствующее радиационное излучение: нейтроны, электроны и т.п.. Луч электромагнитного излучения влияет аналогично потоку нейтронов. При этом интенсивность ($I(q)$) рассеяния зависит от угла падения (θ) и определяется через: а) концентрацию ρ — рассеивателей; б) $P(q)$ — форм-фактор, который связан с формой рассеивателей и их плотностью на поверхности; в) $S(q)$ — структурным фактором, который зависит от пространственного расположения рассеивателей, т.е., $I(q) = \rho \cdot P(q) \cdot S(q)$, где q — волновой вектор $q = \frac{4\pi}{\lambda} \cdot \sin\theta$.

Заметим, что $I(q)$ определяют степенной зависимостью: а) в единицах масс-фрактала: $I(q) \propto S(q) \propto q^{-Dm}$ при этом $P(q)$ считают постоянной

величиной; б) в случае фрактальной поверхности (т.е. фрактальная размерность поверхности D_n (n — поверхность) изменяется в пределах $2 \leq D_n < 3$): $I(q) \propto q^{D_n \pi^{-6}}$. В случае гладкой поверхности выполняется закон Порода [20]: $I(q) \propto q^{-4}$ (рис. 3). Такой подход, очевидно, является достаточно упрощенным, т.к. последние соотношения справедливы лишь для больших пороговых значений. В противоположность экспериментальным SAXS и ВЖИ измерениям, позволяющим получить распределение мезоструктур по размерам, методы рассеяния разрешают разделить масс — и поверхностно — фрактальную структуры (имеющих одно и то же значение величины ФрП — $D > 2$). Согласно методам рассеяния, показатель степени масс-ФрП будет колебаться в пределах $\{-4, -3\}$, а в последнем случае, абсолютное значение $D < 3$.

Реальные НС кремния (они могут входить, например, в состав кремнезема) состоят из ФК со средним размером ξ , или R , как изображено на рис.3. Такие НС могут быть образованы из полиэдрических структур, результаты детального изучения которых рамках молекулярно динамической схемы представлены в работах [15,16, 21]. Сопоставляя наши данные с результатами экспериментального изучения (систематизированные на рис.3, где выделены три разные области изменения волнового вектора (q), идентифицированные через $I(q)$), предлагается схема исследования НС с помощью модельного исследования (рис. 4).

Для больших значений q ($q > d^{-1}$) хорошо “работает” закон Порода тогда, когда поверхность является чисто гладкой. Если $D_n > 2$, тогда справедливой становится зависимость $I(q) \propto q^{D_n \pi^{-6}}$. Для значений волнового вектора в пределах $\xi^{-1} < q < d^{-1}$, интенсивность определяется как $I(q) \propto S(q) \propto q^{-D_n}$. Для $\xi^{-1} \gg q$, функция $I(q)$ выходит на режим насыщения. Тем не менее, очень часто кривые рассеяния для НС имеют максимум интенсивности именно в этой области значений волнового вектора.

И все-таки, единого подхода для интерпретации экспериментальных данных нет. Хотя в случае очень “раскрытых” кластерных агрегатов (КА) такая процедура реализована для тех значений расстояния между КА, (или КФ), которые соответствуют порядку радиуса их существования. Причем максимум значения волнового вектора пропорционален ξ^{-1} , с масштабом $[S(q_m, t)]^{-1/D}$. Используя модель диффузионно-ограниченного соединения кластера, проведено численное моделирование процесса образования НС золь-геля [20], где показано, что ФрП (по оценкам в реальном пространстве) изменяется по степенному закону корреляционной функции $g(r, t) \propto r^{D-3}$.

Зато для $3 < \tau < \xi$, она возрастает с увеличением концентрации атомов c . И наоборот, мас-ФрП, определяемая по углу наклона функции $S(q,t)$ (из уравнения $I(q) \propto S(q) \propto q^{-Dm}$, уменьшается для концентраций, больших, чем порог структурообразования.

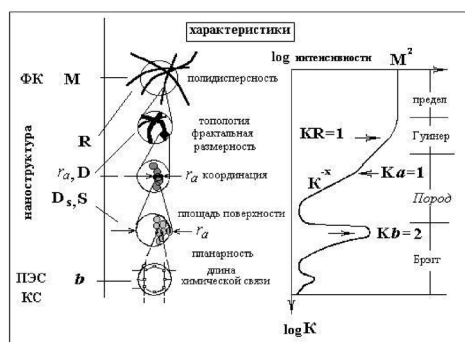


Рис. 3. Схема образования НЧ (по результатам экспериментов [12,13]). Иллюстрация слева отвечает переходу от малых кластеров (КС) к фрактальным (ФК) НС. Справа — схема кривых рассеяния для кластеров. Обозначения характеристик: M — молекулярная масса ФК, R — размер ФК, D — фрактальная размерность, r_a — радиус НС, S — площадь поверхности НС, D_s — степень шероховатости НС, b — длина химической связи

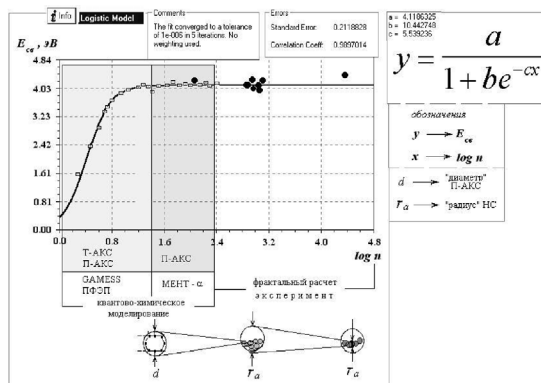


Рис. 4. Схема модельного исследования формирования НЧ (по результатам модельных оценок [15,16,21]). Обозначения характеристик: d — «диаметр» кластера полиэдрической формы (П-АКС), n — количество атомов в кластере, r_a — радиус НЧ, $E_{св}$ — энергия связи кластера

Из этих данных следует: 1) при уменьшении величины ξ (т.е., концентрация кластеров увеличивается), или увеличении значений ra (например, в результате “старения” КС в растворе) отношение $\frac{\xi}{ra} \rightarrow 0$. Вследствие этого, фрактальная область может быть определена из экспериментальных кривых рассеяния. Кроме того, мас-ФрР, полученные по наклону кривых $S(q,t)$, выдают недооценку истинных ФрР, если отношение $\frac{\xi}{ra}$ не является настолько большим, чтобы им можно было пренебречь (например, для таких эффектов, при которых поперечное сечение сфокусированного луча является минимальным).

Итак, подводя итог, подчеркнем, что анализ экспериментальных кривых рассеяния требует определенной осторожности при определении ФрР НС. В этом случае оптимальным, на наш взгляд, является использование комбинированного оценивания ФрР как с помощью молекулярно-динамического моделирования, так и данных от ЯМР, SAXS — экспериментов по изучению структуры НС в форме кластеров. При этом необходимо учитывать, что для определения фрактальности НЧ рассматривают три аспекта. Во-первых, как отмечалось выше, реальный физический объект обладает фрактальными свойствами только в определенном интервале масштабов (см. рис. 3,4). Граничные геометрические масштабы для рассматриваемого кластера можно определить, исходя из экспериментальных либо теоретических данных. Нижний масштаб связан с конечным размером структурных элементов, а в рамках кластерной модели таким элементом будет размер статистического сегмента. И, наконец, третий аспект касается непосредственного математического определения ФрР объекта.

Литература

1. Avnir D. The fractal approach to heterogeneous chemistry. London: John Wiley, 1989. 345 p.
2. Смирнов Б.М. Физика фрактальных кластеров. М.: Наука, 1991. 133 с.
3. Иванова В.С., Баланкин А.С. Синергетика и фракталы в материаловедении. М.: Наука, 1994. 214 с.
4. Козлов Г.В., Новиков В.У. Синергетика и фрактальный анализ сетчатых полимеров. М.: Классика, 1998. 112 с.
5. Федер Е. Фракталы. М.: Мир, 1991. 248 с.
6. Новиков В.У., Козлов Г.В. Фрактальный анализ макромолекул // Успехи химии. 2000. Т. 69, №4. С378-399.
7. Кирсанов В.В., Орлов А.Н. Моделирование на ЭВМ атомных конфигураций дефектов в металлах // Успехи физических наук. 1984. № 2. С. 219-261.
8. Hartke V. Global geometry optimization of clusters guided by N-dependent model potential // Chem.Phys.Lett.1996.V.258. P144-148.

9. Zacharias C.R., Lemes M.R., Dal Pino A. Combining genetic algorithm and simulated annealing: a molecular geometry optimisation study // *J.Mol.Struct.*1998. V.430. P29-39.
10. Cluster assembled materials / Eds. K. Sattler. Zurich: Trans.Tech.Publ, 1996. V.232. P12-187.
11. Alfonso D.R., Wu S.-Yu, Jayanthi C.S., Kaxiras E. Linking chemical reactivity, magic numbers, and local electronic properties of clusters // *Phys.Rev.B.*1999.V.59. P7745-7754.
12. Ehrburger-Dolle F. Fractal characteristics of silica surface and aggregates // In Book: *The surface Properties of Silicas* / Ed. A.P.Legrand etc. Brisbane, Singapore, Toronto: Willey&Sons, 1998.P.84-143.
13. Vansant E.F., Van der Voort P., Vrancken K.C. Characterization and chemical modification of silica surface. Amsterdam: Elsevier,1995. 334 p.
14. Ковальчук В.В. Ультрадисперсные субфазы в молекулярной электронике (обзор)// *ТКЭА.*-2002.-№3.-С.6-14.
15. Дроздов В.А, Ковальчук В.В. Теоретичний аналіз структурних та оптичних характеристик ультра дисперсних фаз кремнію // *Фотоелектроніка.* 2002. № 11. С34-39.
16. Ковальчук В.В. Теоретичне обґрунтування штучного синтезування кластерних сполук на основі кремнію // *Фізика конденсованих високомолекулярних систем.* 2002. № 9.С27-31.
17. Халдеев Г.В., Петров С.Н. Компьютерное моделирование электро- химических процессов на межфазной границе // *Успехи химии.*1998. №2. С107-124.
18. Yang Y.W., Coppens P. On the experimental electron distribution in silicon // *Sol.St.Comm.* 1994.V.15. P.1555-1559.
19. Schmidt M.W., Baldrige K.K., Boatz J.A., Gordon M.S., Jensen J.H., Koseki S., Matsunaga N., Su S., Windus T.L., Dupus M., Montgomery J. General atomic and molecular electronic structure system // *J.Comp.Chem.*1993.V.14. P1347-1363.
20. *The chemistry of organic silicon compounds* / Eds. Z. Rapport, Y.Apeloig, N.Y: Willey&Sons, 1998. 855 p.
21. Ковальчук В.В. Модельний аналіз деяких кластерних сполук // *Вісник ЧГУ ім.Федьковича.*1999.Т.32.С8-12.
22. Messereli S., Schintke S., Morgenstern K., Sanchez A. Heiz U., Schneider W.D. Imaging size-selected silicon clusters with a low-temperature scanning tunnelling microscope // *Surf.Sci.*2000.V.465. P331-338.
23. Моисеев Л.М., Ханонкин А.А. Формоизменение медного микропровода, подвергнутого экстремальным электрическим нагрузкам // *Изв. АН СССР. Металлы.* 1990.№5. С159-166.
24. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т.3. Квантовая механика. Нерелятивистская теория. М.:Наука, 1990. 565 с.

В. О. Дроздов, В. В. Ковальчук, С. Л. Моїсєєв

Фрактальна розмірність наночастинок

АНОТАЦІЯ

Стаття присвячена аналізу відомих експериментальних робіт і модельних результатів авторів з позицій фрактальної концепції з метою вироблення уніфікованого єдиного підходу до опису властивостей нанометрових частинок (НЧ). Для полегшення розуміння представлених у статті результатів, наведені деякі категорії і визначення, а також коротко розглянуті підстави щодо застосування принципів фрактального аналізу для опису структури і властивостей твердотільних нанометрових систем.

Drozdov V. O., Kovalchuk V. V., Moisev S. L.

Fractal dimension of nanoparticles

SUMMARY

Article is devoted to the analysis of known experimental works and modeling results of the authors from positions of the fractal concept with the purpose of development of the unified uniform approach to the description of properties nanometer of particles (NP). For simplification of understanding of the results, submitted in article, some categories and definitions are given, and also the bases to application of principles fractal of the analysis for the description of structure and properties solid-state nanometer of systems are briefly considered.

УДК 536.46

С. Г. Орловская, В. В. Калинин, Т. В. Грызунова, Ф. Ф. Каримова
Одесский национальный университет им. И.И. Мечникова

Влияние испарения оксидной пленки на высокотемпературное окисление вольфрамовой частицы в воздухе с различным содержанием кислорода

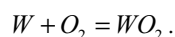
Изучено влияние испарения оксидной пленки с поверхности частицы вольфрама на временные зависимости ее температуры и толщины окисла при различных концентрациях кислорода в воздухе. Найдены критические значения толщины оксидной пленки, характеризующие зажигание и потухание частицы с учетом испарения. Проанализировано влияние концентрации кислорода на критические режимы тепломассообмена частицы с газом, параметры вырождения критических условий.

Практическое использование порошков оксида вольфрама как шихты для восстановления металлов требует изучения взаимовлияния кинетики химических реакций и тепломассообмена смесевых систем и исходных компонент для приготовления смесей [1]. Имеющиеся в специальной литературе данные по кинетике окисления вольфрама противоречивы [2, 3]. Мало изучено влияние фазовых переходов на закономерности высокотемпературного окисления рассматриваемого металла [4]. Однако, испарение окислов с поверхности металлов может оказывать существенное влияние на механизм и кинетику их окисления [5].

В данной работе исследованы процессы высокотемпературного окисления и потухания вольфрамовой частицы в воздухе, определены критические параметры, характеризующие переходы на высокотемпературный и низкотемпературный режимы окисления с учетом испарения оксидной пленки с поверхности частицы.

Постановка задачи

Согласно мнению многих авторов [2, 3], основным окислом вольфрама является соединение WO_2 , образование которого происходит по уравнению



Нарастание оксидной пленки на поверхности частицы, находящейся в газообразном окислителе, происходит по закону

$$W_{O_2} = \frac{k_0}{h} \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) n_{O_{2s}} c_g, \quad (1)$$

где k_0 — предэкспоненциальный множитель, м²/с; E — энергия активации, Дж/моль; ρ_g — плотность газа (воздуха) кг/м³; h — толщина оксидной пленки, м; $n_{O_{2s}}$ — относительная массовая концентрация кислорода в воздухе; R — универсальная газовая постоянная, Дж/моль·К; T — температура частицы, К.

Относительная массовая концентрация окислителя на поверхности частицы $n_{O_{2s}}$ находится из условия равенства массового потока окислителя к поверхности и скорости его потребления в химических превращениях

$$j_{O_2} = S_h \beta c_g (n_{O_{2\infty}} - n_{O_{2s}}) = \frac{k}{h} n_{O_{2s}} c_g S, \quad \beta = \frac{D \cdot Sh}{d}, \quad (2)$$

где $n_{O_{2\infty}}$ — относительная массовая концентрация кислорода в воздухе; β — коэффициент массообмена, м/с; S_h — поверхность частицы, покрытой оксидной пленкой, м²; S — поверхность металла, м²; Sh — критерий Шервуда; d — диаметр частицы, м; D — коэффициент диффузии, м²/с.

Учтем зависимость плотности и коэффициента теплопроводности от температуры частицы

$$c_g = c_{g0} \frac{T_0}{T_*}, \quad \lambda_g = \lambda_{g0} \left(\frac{T_*}{T_0}\right)^n, \quad T_* = \frac{T + T_g}{2}. \quad (3)$$

Здесь ρ_g , λ_g , ρ_{g0} , λ_{g0} — плотность и коэффициент теплопроводности газа при температурах T_* и T_0 соответственно, кг/м³, Вт/м·К; T_* — характерная температура, при которой определяются свойства газа, К; $n = 0.75$ (для воздуха), T_g — температура газа, К.

Из (2) получаем

$$n_{O_{2s}} = n_{O_{2\infty}} \left(\frac{k}{h\beta} \left(\frac{d}{d_h} \right)^2 + 1 \right)^{-1}, \quad (4)$$

где d , d_h — диаметр частицы без окисла и с оксидной пленкой, м. Для тонких

оксидных пленок $\frac{d}{d_h} \approx 1$.

Плотность химического тепловыделения реакции окисления на поверхности частицы определим как

$$q_{ch} = QW_{O_2} = Q \frac{k}{h} \rho_g n_{O_{2\infty}} \left(\frac{k}{h\beta} \left(\frac{d}{d_h} \right)^2 + 1 \right)^{-1}, \quad (5)$$

где Q — тепловой эффект реакции, рассчитанный на единицу массы кислорода, Дж/кг O_2 .

Молекулярно-конвективный теплообмен металлической частицы с воздухом и теплотери излучением к стенкам реакционной установки описываются соответственно законами Ньютона — Рихмана, Кирхгофа и Стефана — Больцмана

$$q_c = \alpha(T - T_g), \quad q_{rad} = \varepsilon\sigma(T^4 - T_w^4), \quad \alpha = \frac{\lambda_g Nu}{d_h}, \quad (6)$$

где α — коэффициент теплообмена, Вт/м²·К; ε — степень черноты частицы, покрытой окислом; σ — постоянная Стефана-Больцмана, Вт/м²К⁴; T_w — температура стенок реакционной установки, К; Nu — критерий Нуссельта.

Количество теплоты, затрачиваемое на испарение окисла WO_2 с единицы поверхности вольфрама в единицу времени

$$q_v = L_v W_v. \quad (7)$$

Здесь L_v — удельная теплота испарения, Дж/кг; W_v — скорость испарения окисла, кг/м²·с.

Скорость испарения окисла найдем следующим образом:

$$W_v = \frac{1}{S_h} \frac{dm_{WO_2}}{dt} = \frac{Sh \cdot D_{WO_2} \rho_g}{d_h} (n_{WO_{2n}} - n_{WO_{2\infty}}), \quad (8)$$

где D_{WO_2} — коэффициент диффузии WO_2 в воздухе, м²/с; $n_{WO_{2n}}$, $n_{WO_{2\infty}}$ — относительные массовые концентрации паров WO_2 вблизи поверхности и на бесконечном удалении от неё ($n_{WO_{2\infty}} = 0$).

С учетом зависимости давления насыщенных паров WO_2 от температуры и формул (7)-(8) найдем плотность теплового потока, затрачиваемого на испарение окисла:

$$q_v = L_v \frac{Sh \cdot D_{WO_2} M_{WO_2} P_a}{\rho_g d_h R T} \exp \left[\frac{L_v M_{WO_2}}{R} \left(\frac{1}{T_{кип}} - \frac{1}{T} \right) \right], \quad (9)$$

где $T_{\text{кип}}$ — температура кипения WO_2 , К; P_a — атмосферное давление, Па; M_{WO_2} — молекулярная масса WO_2 , кг/кмоль.

Запишем уравнение теплового баланса, которое определяет зависимость температуры частицы вольфрама от времени, для случая тонких пленок ($d_h \approx d$):

$$\frac{1}{6} C_m c_m d \frac{\partial T}{\partial t} = q_{\text{ch}} - q_c - q_{\text{rad}} - q_v, \quad T(t=0) = T_b. \quad (10)$$

Здесь C_m , c_m — удельная теплоемкость и плотность металла, Дж/кг·К, кг/м³; T_b — начальная температура частицы, К.

Скорость роста толщины оксидной пленки на поверхности частицы для случая параболического закона окисления запишем с учетом испарения окисла с поверхности частицы

$$\rho_{\text{WO}_2} \frac{\partial h}{\partial t} = \Omega \frac{k}{h} \rho_g n_{\text{O}_2} - W_v, \quad h(t=0) = h_b, \quad (11)$$

где h_b — начальная толщина оксидной пленки, $\Omega = \frac{M_{\text{WO}_2}}{M_{\text{O}_2}}$; M_{O_2} — молярная масса кислорода, кг/кмоль.

Уравнения (10)–(11) с учетом формул (3)–(9) позволяют проанализировать теплообмен и кинетику окисления вольфрамовой частицы в газовой среде.

Результаты

На рис.1 представлены результаты численного расчета системы уравнений (3)–(11) для частицы вольфрама, находящейся в нагретом до высокой температуры воздухе с различным содержанием кислорода. Термокинетические константы для реакции окисления вольфрама взяты из работы [2].

После попадания вольфрамовой частицы в газообразную среду происходит её прогрев и переход в высокотемпературное состояние. Температура частицы достигает максимального значения T_{max} , что соответствует условию

$\frac{dT}{dt} = 0$. Затем начинается уменьшение температуры, вследствие уменьшения плотности химического тепловыделения, вызванного ростом толщины окисла. При достижении пленкой критической толщины (точка *e*) (рис.1) происходит потухание частицы, характеризуемое максимальной скоростью уменьшения ее температуры. После потухания протекает стадия окисления частицы при температуре, близкой к температуре газа.

Понижение концентрации кислорода приводит к уменьшению максимальной температуры частицы (рис. 1a) и уменьшению скорости окисления, о чем

свидетельствуют меньшие значения толщины окисла на поверхности частицы (рис.1б).

Из рис.1 г следует, что с учетом испарения оксида с поверхности частицы ($q_v \neq 0$) толщина оксидной пленки увеличивается (кривая 1), достигает максимального значения, а затем убывает, т.к. скорость испарения ее при высоких температурах больше скорости образования оксида.

Уменьшение диаметра вольфрамовой частицы не приводит к заметному понижению максимальной температуры только в том случае, если выбранный диаметр далек от критического значения (рис.1а, в, кривая 2). По мере приближения к критическому диаметру, определяющему зажигание, максимальная температура уменьшается и при некотором критическом диаметре переход частицы в высокотемпературное состояние не происходит из-за роста теплотерь от частицы. Понижение диаметра частицы приводит к уменьшению времени существования высокотемпературного состояния и уменьшению критической толщины оксидной пленки, определяющей потухание частицы (рис.1б, г, кривая 2).

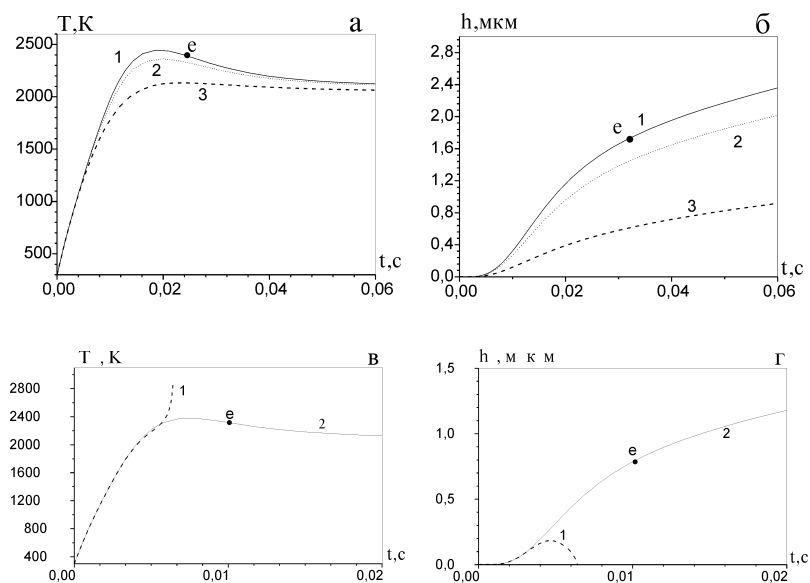


Рис. 1. Влияние концентрации кислорода в воздухе и диаметра на временные зависимости температуры вольфрамовой частицы и толщины окисла на ее поверхности при $T_g = T_w = 2000\text{K}$.

а, б) $q_v=0$, $d=50$ мкм; 1 — $n_{O_{2\infty}}=1$, 2 — $n_{O_{2\infty}}=0.8$, 3 — $n_{O_{2\infty}}=0.23$.

в, г) $n_{O_{2\infty}}=0.8$; $d=30$ мкм, 1 — $q_v \neq 0$; 2 — $q_v = 0$.

Использование условий стационарности дает возможность найти зависимость толщины оксидной пленки от температуры частицы, которая определяет ее устойчивые и критические высоко- и низкотемпературные состояния:

$$h = \frac{k}{\beta} \left[\frac{\beta(Q - L_v \Omega) \cdot n_{O_2\infty} \rho_g}{\alpha(T - T_g) + \varepsilon \sigma (T^4 - T_w^4)} - 1 \right]. \quad (12)$$

На рис. 2 представлены зависимости критических толщин оксидной пленки и температур частицы, определяющих ее зажигание h_i , T_i и потухание h_e , T_e , от диаметра с учетом и без учета испарения оксидной пленки для различных концентраций кислорода в воздухе.

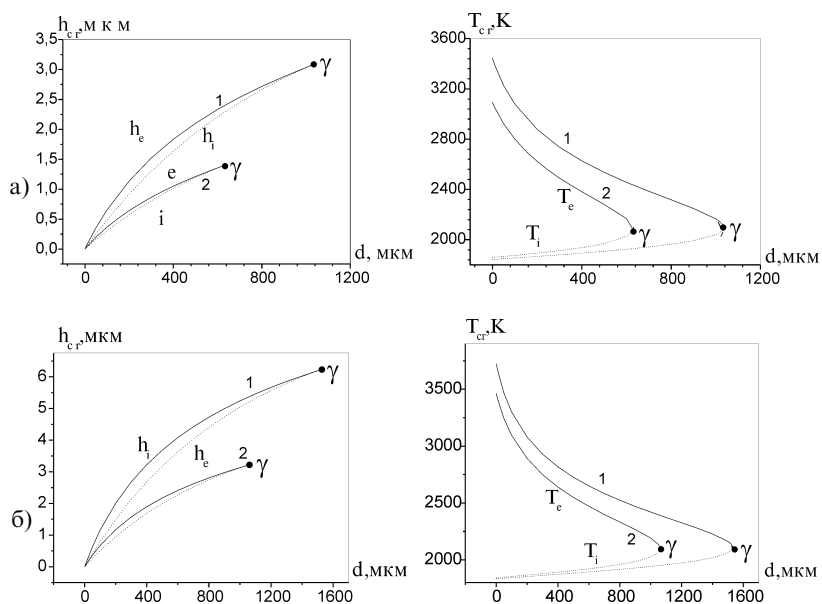


Рис. 2. Зависимости $h_{cr}(d)$, $T_{cr}(d)$ для вольфрамовой частицы с учетом и без учета теплопотерь на испарение. $T_g = T_w = 1500$ К. ----- — зажигание, ————— — потухание

а) $n_{O_2\infty} = 0.5$, б) $n_{O_2\infty} = 0.8$

1 — без учета испарения WO_2 ; 2 — с учетом испарения.

При фиксированном диаметре частицы для $h_{cr} < h_i$ переход частицы в высокотемпературное состояние возможен при любой ее начальной температуре; для $h_{cr} > h_e$ — высокотемпературный режим не осуществляется. Для тол-

щин оксидной пленки, лежащих в интервале $[h_1 < h_{cr} < h_c]$, высокотемпературные режимы наблюдаются только в случае повышения начальной температуры в интервале значений $[T_i < T_{cr} < T_c]$. Точки γ соответствуют вырождению критических условий зажигания и потухания. Видно, что теплотери на испарение окисла приводят к существенному понижению критических параметров зажигания и потухания, уменьшению критической толщины окисла h_c и температуры частицы T_γ , при которых происходит вырождение критических условий зажигания и потухания.

Повышение содержания кислорода в воздухе приводит к увеличению критических значений h_c , h_1 и расширению интервала начальных критических температур частицы $[T_i, T_c]$, в котором возможно осуществление высокотемпературного режима окисления.

Критические значения толщины оксидной пленки, диаметра и температуры частицы, соответствующие случаю вырождения, представлены в таблице для различных концентраций кислорода в воздухе.

Таблица

Значения толщины оксидной пленки, диаметра и температуры частицы вольфрама в случае вырождения критических условий зажигания и потухания при $q_v=0$. $T_g=T_w=1500$ К

$n_{O_{2\infty}}$	0.3	0.5	0.7	0.8	1
d_γ , мкм	550	1040	1384	1533	1795
h_γ , мкм	1.18	3.08	5.2	6.24	8.5
T_γ , К	2031	2074	2104	2113	2121

Таким образом показано, что учет испарения оксидной пленки с поверхности частицы приводит к уменьшению критических толщин окисла, характеризующих зажигание и потухание частицы (в 1,5-2 раза), а также критических диаметров (в 1,5 раза) и толщин окисла (в 2 раза), при которых происходит вырождение критических режимов окисления. С ростом диаметра частицы степень влияния испарения на критические параметры увеличивается.

Литература

1. Черненко Е.В., Лебедева В.А. Воспламеняемость смесей окислов металлов с магнием //ФГВ. — 1989. — Т. 26, №3. — С. 3-9.
2. Кофстад П. Высокотемпературное окисление металлов. М.: Мир, 1969. — 392 с.
3. Деревяга М.Е., Стесин Л.Н., Федорин Э.А. Воспламенение и горение тугоплавких металлов (Вольфрам, Молибден, Бор) //ФГВ. — 1979. — Т.15, №4. — С.17-29.

4. Биркс Н., Майер Дж. Введение в высокотемпературное окисление металлов. М.: Металлургия, 1987. –90 с.
5. Полищук Д.И., Золотко А.Н., Шевчук В.Г. О воспламенении частиц бора. // *Archiwum Termodynamiki i Spalania*. –1976. –V.7, №1. — P.82-87.

С. Г. Орловська, В. В. Калінчак, Т. В. Гризунова, Ф. Ф. Карімова

Вплив випаровування окисної плівки на високотемпературне окислення частки вольфраму в повітрі з різним вмістом кисню

АНОТАЦІЯ

Вивчено вплив випаровування окисної плівки з поверхні частки вольфраму на часові залежності її температури та товщини окислу при різних концентраціях кисню в повітрі. Знайдено критичні значення товщини оксиду, що характеризують запалення та потухання частки, з урахуванням випаровування. Проаналізовано вплив концентрації кисню на критичні режими тепломасообміну частки з газом, параметри виродження критичних умов.

Orlovskaya S. G., Kalinchak V. V., Gryzunova T. V., Karimova F. F.

Influence of oxide film evaporation on high temperature oxidation of tungsten particle under different oxygen concentrations

SUMMARY

Influence of oxide film evaporation from tungsten particle surface on particle temperature and oxide film thickness temporal dependencies was investigated under different oxygen concentrations. Oxide film thickness critical values corresponding to particle ignition and extinction were defined with account of radiation. Influence of oxygen concentration on critical regimes of heat and mass transfer between particle and gas was analysed.

А. Н. Золотко, К. М. Копейка, А. К. Копейка

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

Инициирование процесса воспламенения взвеси частиц бора

Приводятся результаты исследований процесса воспламенения взвеси частиц бора в нагретом воздухе. Рассмотрено влияние окисной пленки на критические условия воспламенения взвеси частиц бора. Предложен способ предварительной обработки порошка бора, для уменьшения толщины окисной пленки. Обнаружен эффект снижения температуры воспламенения взвеси частиц бора. Сравнительный анализ результатов расчета по модели взвеси частиц без окисной пленки и экспериментальных данных, показал, что начальная толщина окисной пленки на частицах бора уменьшается.

Экспериментальные исследования критических условий воспламенения, как одиночных частиц бора, так и их газозвесей, в кислородсодержащих средах показали, что температура воспламенения частиц бора по сравнению с другими высококалорийными металлами достаточно высока. Для одиночных частиц бора она составляет $1800\div 2100\text{K}$ [1], для взвесей $1450\div 1800\text{K}$ [2]. Причиной этого является наличие окисной пленки B_2O_3 , покрывающей поверхность частицы. В процессе окисления толщина пленки растет, что затрудняет доступ кислорода к поверхности частиц бора и уменьшает скорость химической реакции. При нагревании частиц, твердая окись бора начинает плавиться ($T_{\text{пл}}=740\text{K}$), превращаясь в жидкую стеклообразную пленку. При дальнейшем нагревании окись бора испаряется, и толщина пленки будет уменьшаться. Таким образом, в предвоспламенительный период на поверхности частиц протекают два параллельных процесса — окисление бора и испарение окисной пленки. Первый из которых — экзотермический, его скорость лимитируется диффузией кислорода через жидкую пленку, второй — эндотермический, скорость которого, как и для химических реакций экспоненциально зависит от температуры. Срыв теплового равновесия, то есть воспламенение, определяется соотношением этих двух факторов и наступает при достаточно высоких температурах окружающей среды.

Можно предположить, что отсутствие окисной пленки, или по крайней мере уменьшение ее толщины в период времени, предшествующий воспламенению, должно привести к падению температуры воспламенения, и тем самым инициировать процесс воспламенения частиц бора.

Один из возможных способов устранения окисной пленки или уменьшения ее толщины связан с использованием химической реакции окиси бора с водой.

Известно, что продукт этой реакции — летучая борная кислота HBO_2 . Если частицы бора перед воспламенением поместить на некоторое время в кипящую воду, то можно ожидать [3], что плёнка B_2O_3 исчезнет, либо станет тоньше, что в свою очередь должно привести к изменению условий воспламенения.

В данной работе для исследования влияния окисной плёнки на критические условия воспламенения взвеси частиц бора использовалась методика проведения эксперимента и установка, описанные в работе [2]. Эксперименты проводились с порошком кристаллического бора чистоты 98%, который разделялся на сепараторной установке на две фракции со среднеарифметическим размером частиц $\bar{d} = 3$ и $\bar{d} = 5$ мкм. Перед впрыскиванием в реакционную зону — высокотемпературный объем нагревательной печи, частицы бора проходили предварительную обработку в герметичном боксе, заполненном инертным газом — гелием. В течении 30 минут частицы находились в сосуде с дистиллированной водой, при температуре кипения воды. После того, как вода выкипала, порошок дезагрегировался в той же камере. Вся работа, связанная с заполнением датчика, взвешиванием навески впрыскиваемого порошка также проводилась в инертной среде. Затем порошок впрыскивался в реакционную зону (воздушная среда), температура которой контролировалась платино — родиевой термопарой с погрешностью ± 10 градусов. Воспламенение фиксировалось визуально в виде ярко-зелёной вспышки, отсутствие воспламенения — в виде яркого облака частиц, имеющих температуру реакционной зоны. Переход от одного состояния в другое достигался изменением навески порошка, то есть массовой концентрации частиц горючего. Минимальная навеска порошка, при которой наблюдалось воспламенение, с помощью градуировочных графиков переводилась в массовую концентрацию, которая затем пересчитывалась в относительную массовую концентрацию. Погрешность в определении концентрации составляла 20%.

Результаты экспериментальных исследований представлены на рис. 1а и б (данные 3) в виде зависимости температуры воспламенения от относительной массовой концентрации горючего B для взвесей частиц диаметрами $\bar{d} = 3$ и $\bar{d} = 5$ мкм. На этом рисунке, для сравнения, представлены результаты аналогичной зависимости (данные 2), полученной для частиц такого же размера порошка бора, не прошедшего предварительную обработку [2].

Как видно из рис. 1а и б, в обоих случаях наблюдается уменьшение температуры воспламенения с увеличением относительной массовой концентрации частиц при $\bar{d} = const$, или с уменьшением критического диаметра \bar{d} при $B = const$, что объясняется известным фактом увеличения реакционной поверхности частиц в единице объема взвеси. Кроме того, сравнение данных (2) и (3) (рис. 1а) показывает, что температура воспламенения взвеси частиц обработанного порошка диаметром $\bar{d} = 3$ мкм, при прочих одинаковых параметрах, ниже в среднем на 100 градусов, чем у необработанного.

Такая же картина наблюдается и для взвеси частиц бора диаметром $\bar{d} = 5$ мкм (рис.1б). Наблюдаемый эффект снижения температуры воспламенения взвеси частиц обработанного порошка по сравнению с необработанным, говорит об эффективности предложенного способа предварительной обработки порошка бора, направленного на ослабление влияния окисной пленки в предвоспламенительный период.

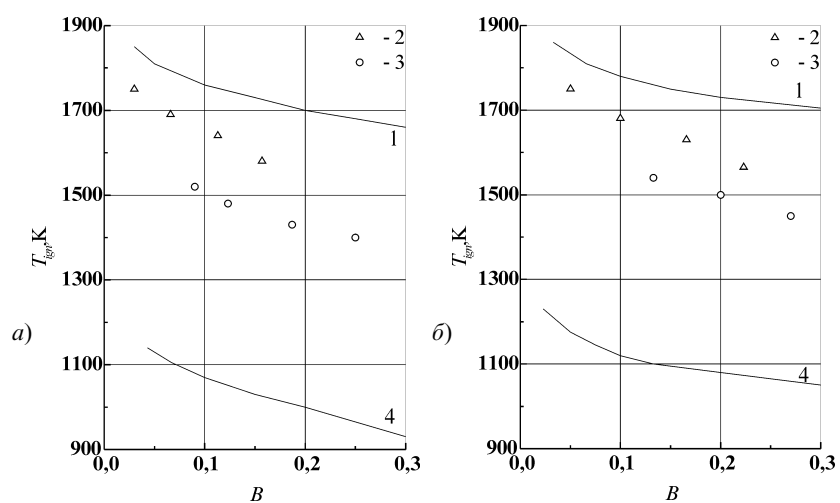


Рис. 1. Зависимость температуры воспламенения от относительной массовой концентрации для взвеси частиц бора. а) — $d=3$ мкм; б) — $d=5$ мкм
 (1) — расчет критических условий воспламенения взвеси бора по модели с окисной пленкой;
 (2) — данные экспериментов по воспламенению необработанного порошка бора;
 (3) — данные экспериментов по воспламенению обработанного порошка бора;
 (4) — расчет критических условий воспламенения взвеси бора по модели без окисной пленки

В работе также проводилось сравнение результатов экспериментальных исследований с результатами расчета по известным моделям.

Для получения расчетных оценок рассматривались два предельных случая:

1) С поверхности частицы полностью удалена окисная плёнка, и воспламенение частиц происходит по чисто гетерогенному механизму. Расчет критических условий воспламенения проводился по известному критерию Руманова-Хайкина для взвеси частиц [4]:

$$\delta_{кр} = \frac{1}{(1+A)\exp},$$

где
$$\delta_{кр} = \frac{QE k_0 c^v}{\alpha RT_0} \exp(-E/RT_0), \quad A = \frac{3}{2} \frac{\rho_2}{\rho_4} \cdot \frac{B}{1-B} \cdot \frac{Nu_4}{Nu_{ст}} \cdot \left(\frac{L}{d}\right)^2,$$

$$B = \frac{m_4}{m_4 + m_1}$$

Расчетная зависимость температуры воспламенения от относительной массовой концентрации представлена на рис. 1а и б кривыми (4).

2) На поверхности имеется окисная плёнка, которая в процессе реагирования испаряется по кинетическому закону. Расчет критических условий воспламенения в этом случае проводился по критерию, полученному в работе [2]:

$$\frac{(q-1)}{\alpha} \frac{\varphi}{RT_0^2} W_{исп}(T_0) = \frac{1}{(1+A)\exp},$$

где $W_{исп} = a \exp(-L/RT)$, L — молярная теплота парообразования.

Расчетная зависимость температуры воспламенения от относительной массовой концентрации представлена на рис. 1а и б кривыми (1).

Из сравнительного анализа данных, представленных на этом рисунке, видно, что результаты экспериментальных исследований лежат между расчётными кривыми (1) и (4). Для предварительно обработанного порошка бора (3) и для модели взвеси частиц без окисной плёнки (4) разница в значениях температуры воспламенения составляет довольно существенную величину в 400 — 500 градусов. Можно предположить, что окисную плёнку в процессе кипячения не удалось убрать полностью. Действительно, сравнение этих же экспериментальных данных (3) с расчетом (1) для случая наличия на частицах окисной плёнки, также дает разницу в значениях температуры порядка 300 градусов, то есть воспламенение происходит при наличии пленки, но меньшей ее начальной толщине.

Таким образом, очевидно, что воздействие на начальную окисную пленку предварительной обработкой порошка нагретой водой, дает положительный эффект, заметно снижая температуру воспламенения взвесей бора. Однако, можно также полагать, что вновь образовавшаяся за предвоспламенительный период окисная пленка существенно нивелирует факт ее удаления с поверхности частиц в начальный период времени. Для более уверенного объяснения наблюдавшегося в экспериментах эффекта следует исследовать зависимости времени задержки воспламенения обработанных и необра-

ботанных порошков бора от различных параметров взвеси и окружающей среды, что и предполагается сделать в дальнейшем.

Литература

1. Macek A. Combustion of boron particles at atmospheric pressure // Combust. Sci. Technol. 1969. №1. p.181.
2. Золотко А.Н., Клячко Л.А., Копейка К.М., и др. Критические условия воспламенения газовой взвеси частиц бора // Физика горения и взрыва, 1977. Т.13, №1, С. 38-44.
3. Самсонов Г.В., Марковский Л.Я., и др. Бор, его соединения и сплавы. — Киев, изд. АН УССР, 1960
4. Руманов Э.Н., Хайкин Б.И. — Критические условия самовоспламенения совокупности частиц // Физика горения и взрыва, 1969. Т.5., №1. С. 129-137.

А. Н. Золотко, К. М. Копейка, О. К. Копейка

Ініціювання процесу спалахування зависі частинок бору

АНОТАЦІЯ

В статті приводяться результати досліджень процесу спалахування зависі частинок бора в нагрітому повітрі. Розглянуто вплив окисної плівки на критичні умови спалахування зависі частинок бора. Запропоновано спосіб попередньої обробки порошку бора, для зменшення товщини окисної плівки. Виявлено ефект зниження температури спалахування зависі частинок бора. Порівняльний аналіз результатів розрахунків по моделі зависі частинок без окисної плівки і експериментальних даних, показав, що початкова товщина окисної плівки на частинках бора зменшується.

Zolotko A. N., Kopeyka K. M., Kopeyka A. K.

The initiation of ignition process of a boron dust

SUMMARY

The results of study of ignition process of a boron particles dust in heated air are presented. The influence an oxide dross on a critical conditions of ignition of a boron particles dust are surveyed. The expedient of pretreatment of a boron particles dust, for thinning-down of oxide dross is offered. The effect of a decrease of burning point of a boron particles dust is found. As has been shown, the comparative analysis of results of calculation on model of a boron particles dust without an oxide dross and experimental data, that the initial thickness of an oxide dross on particles of a boron decreases.

В. Г. Шевчук, Л. В. Бойчук, А. Е. Сидоров

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

Распространение пламени в аэровзвесах частиц твердых углеводородных горючих

Экспериментально исследован процесс распространения пламени в аэровзвесах частиц ликоподия в условиях реакционных труб и малообъемных облаков. Видимые значения скорости распространения пламени приводились к их нормальным значениям. Установлена правомочность использования понятия нормальной скорости пламени как физико-химической характеристики органической пыли, как это имеет место и для металлических пылей.

С точки зрения пожаровзрывобезопасности нормальная скорость пламени является одной из важнейших физико-химических характеристик горючих газов. Но для пылей эта величина даже не входит в перечень показателей пожаровзрывобезопасности, подлежащих определению [1]. Экспериментальные данные по скоростям распространения пламени в пылях, полученные различными авторами, зачастую относятся к видимым скоростям, получены в различных гидродинамических условиях и могут отличаться более чем на порядок.

Применение понятия нормальной скорости пламени неразрывно связано с механизмом теплопередачи в волне горения. Оно оправдано в том случае, когда характерные толщины предпламенной зоны и зоны горения много меньше характерного геометрического размера пламени (радиуса устья горелки, радиуса трубы, радиуса облака). В случае кондуктивного механизма теплопередачи характерные толщины волны горения в пыли составляют несколько миллиметров и следует ожидать прямой аналогии с газофазными системами. Для радиационного механизма характерные длины пробега излучения в исходной взвеси составляют 0,1 ч 1 м и возможность применения понятия нормальной скорости крайне сомнительна.

В работах [2,3] для аэровзвесей мелкодисперсных металлических порошков Al, Mg, Zr, В, Fe экспериментально показана необходимость использования этого понятия и обосновывается преимущественно кондуктивный механизм теплопередачи в волне горения. Что касается пылей твердых органических горючих, несмотря на очевидную практическую значимость подобной информации, экспериментальные данные по нормальным скоростям для них практически отсутствуют [4,5]. Исключения составляют аэровзвеси ликоподия и мелкодисперсного угля [6,7], для которых эти значения получе-

ны в условиях бунзеновских предварительно перемешанных пылевых факелов. Причина такого положения обусловлена повышенной склонностью порошков органических мелкодисперсных материалов к агломерации и, следовательно, крайней сложностью практического создания дезагрегированных пылей с регулируемыми и однородными параметрами.

В настоящей работе предпринимается попытка экспериментального исследования процесса распространения пламени для достаточно широкого класса твердых углеводородных горючих. Основная цель заключается в организации горения в различных гидродинамических условиях (реакционной трубе и малообъемных облаках), определении видимых скоростей пламени и последующем приведении их к нормальным значениям. Это позволит установить степень корреляции данных, полученных в существенно различных условиях, и объективизировать понятие нормальной скорости, как это было сделано для порошкообразных металлов.

Исследовались порошки следующих веществ: мука ($d_{10} < 53$ мкм), крахмал ($d_{10} < 53$ мкм), ликоподий ($d_{10} = 28$ мкм), полимеры: витан ($d_{10} = 13$ мкм), полистирол ($d_{10} = 9$ мкм), полиэтилен ($d_{10} = 8$ мкм), полихлорвинил ($d_{10} = 7,7$ мкм), винилон ($d_{10} = 8,6$ мкм), фторопласт ($d_{10} = 1,7$ мкм). Сразу же отметим, что для всех веществ (за исключением ликоподия) создать достаточно дезагрегированные взвеси в трубе с использованием ситовой подачи не удалось. В условиях малообъемной установки, с использованием искрового зажигания в центре облака, не удалось организовать устойчивое распространение пламени (исключение составили ликоподий и витан) в силу влияния естественной конвекции. Очаг горения при радиусе $R \geq 0,03 \div 0,04$ м терял сферическую форму, происходило его всплывание с разрушением сферической формы.

Поэтому дальнейшие исследования были сконцентрированы на взрывах ликоподия. Кроме того, для ликоподия имеются обширные и надежные данные по V_n , полученные на пылевой горелке [6], а также измерены температуры пламени, знание которых необходимо для нахождения V_n в условиях пылевых облаков.

Распространение пламени в трубе

Опыты проводились в трубе диаметром 0,056 м и длиной 1 м. Взвесь создавалась с помощью виброситовой подачи у верхнего закрытого конца трубы и поджигалась у нижнего открытого конца с помощью пропановой горелки. Распространение пламени вдоль трубы носило устойчивый характер. Поверхность фронта представляла собой параболоид вращения, обращенный вершиной в исходную смесь. Опыты, в которых пламя имело неправильную форму, выбраковывались. Видимая скорость пламени V_v находилась по данным кино съемки. Отношение поверхности фронта пламени к поверхности сечения находилось как для параболоида вращения с известным радиусом r и высотой h :

$$\frac{S_{\text{пов}}}{S_{\text{сеч}}} = \left(\frac{r^2}{6h} \right) \left[\left(\left(\frac{4h^2}{r^2} \right) + 1 \right)^{\frac{3}{2}} - 1 \right].$$

Нормальные скорости находились как

$$V_H = V_B \frac{S_{\text{сеч}}}{S_{\text{пов}}}.$$

Результаты экспериментов в диапазоне концентраций от 80 до 260 г/м³ приведены на рисунке 1.

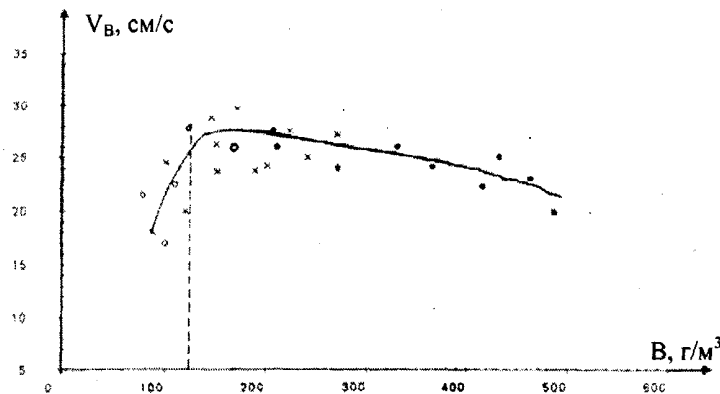


Рис. 1. Зависимость нормальной скорости распространения пламени по газозвеси ликоподия от массовой концентрации горючего.

• — на горелке [6], × — в трубе, о — в зонде.

Погрешность при определении V_H , в основном, определяется погрешностью величины $S_{\text{пов}}/S_{\text{сеч}}$ и, в условиях наших экспериментов, составляет величину $\sim 20\%$ по сериям из 5-7 опытов.

Распространение пламени в пылевых облаках

Опыты с облаками проводились в тонкостенных резиновых зондах объемом $V_0 = 4 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3$, с использованием пневмоимпульсного способа распыления. Параметры процесса распыления (давление, время распыления, время задержки зажигания) определены из предварительной киносъемки процесса, исходя из требования затухания турбулентных течений, создаваемых в момент впрыска. Концентрация находилась по массе засыпки и объему зонда. Видимая скорость определялась по результатам киносъемки процесса распространения пламени:

$$V_{\beta} = \frac{\Delta R_{\text{эф}}}{\Delta t},$$

где $\Delta R_{\text{эф}}$ — покaдровое изменение эффективного радиуса зоны горения. $R_{\text{эф}}$ находится путем усреднения текущего радиуса поверхности горения по углу 2π (проекция поверхности горения на площадь киноплeнки):

$$R_{\text{эф}} = K \left(\frac{S_{\text{пр}}}{p} \right)^{0,5},$$

где K — коэффициент увеличения, $S_{\text{пр}}$ — площадь проекции. $S_{\text{пр}}$ находилась весовым методом с точностью не менее 5% (для этого изображение проектировалось на стандартную бумагу, обрисовалось и взвешивалось).

Погрешность при определении $R_{\text{эф}}$ обусловлена неопределенностью отождествления радиуса проекции с радиусом трехмерной поверхности фронта, которая, особенно в случае влияния естественной конвекции, существенно отличается от сферической. Видимые скорости приводились к нормальным значениям по формуле:

$$V_{\text{н}} = \frac{V_{\beta}}{\varepsilon},$$

где $\varepsilon \approx T_r/T_0$ — степень расширения продуктов сгорания. Температура горения T_r полагалась равной 1800K [6]. Погрешность нормальной скорости, определяемая как стандартное отклонение в серии 5 ÷ 7 одинаковых опытов, составила ~ 30%. Эксперимент проводился в диапазоне концентраций от 80 до 150 г/м³. Результаты приведены на рисунке 1. Там же приведены значения $V_{\text{н}}$, определяемые по конусу пламени в пылевой горелке [6].

Таким образом, приведением величины скорости распространения пламени к ее нормальному значению, удается достичь удовлетворительной корреляции экспериментальных данных, получаемых в существенно различных гидродинамических условиях. Учитывая аналогичный вывод для аэрозвесей мелкодисперсных металлов [2,3], можно утверждать, что нормальная скорость пламени является объективной физико-химической характеристикой не только газовых смесей, но и горючих пылей. Кроме того, как следует из рисунка, можно также сделать вывод, что частицы ликоподия во фронте пламени горят в кинетическом режиме. Действительно, максимум на зависимости $V_{\text{н}}(B)$ лежит вблизи стехиометрического значения ($B_{\text{ст}} = 125 \text{ г/м}^3$), аналогично газофазным предельно перемешанным смесям, горящим в кинетическом режиме.

Литература:

1. Пожаровзрывоопасность веществ и материалов. Номенклатура показателей и методы их определения. ГОСТ 12.1.044-84. — М.: Госком СССР по стандартам, — 1984. — С.136.

2. Shevchuk V.G., Zolotko A.N. Instabilities and regimes of flame propagation in metal particle clouds.// In III-d Int. Sem. on Fire and Explosion Hazard. — Preston UK, — 2001. — pp. 185-187.
3. Шевчук В.Г., Безродных А.К., Бойчук Л.В. О механизме ламинарного пламени в аэрозвесьях металлических частиц // Физика горения и взрыва. — 1988. — Т.24, — N2. — С.85-89.
4. Eckhoff R.K. Dust Explosions in Process Industries, — 1997. Butter-Worth-Heinemann, — p.643.
5. Корольченко А.Я. Пожаровзрывоопасность промышленных пылей. — М.: — Химия, — 1986. — 213с.
6. Kaesche-Krischer B. Untersuchungen an vorgemischten Laminar Staub/Luft Flamen // Staub, — V 19, — 1959. — pp. 200-203.
7. Ballal D.K. Flame propagation thought dust clouds of carbon, coal, aluminum and magnesium in an environment of zero gravity // Proc. R. Soc., London, — A358, — 1983. — pp. 21-51.

В. Г. Шевчук, Л. В. Бойчук, А. Е. Сидоров

**Поширення полум'я в аерозависахчасток
твердих углеводневих паливних**

АНОТАЦІЯ

Експериментально досліджений процес поширення полум'я в аерозависах часток лікоподію в умовах реакційних труб і малооб'ємних хмар. Видимі значення швидкості поширення полум'я приводилися до їх нормальних значень. Установлено правомочність використання поняття нормальної швидкості полум'я, як фізико-хімічної характеристики органічного пилу, як це має місце для металевого пилу.

Shevchuk V. G., Boychuk L. V., Sidorov A. E.

The flame propagation in aerosuspensions of hydrocarbonic particles

SUMMARY

Process of a flame propagation in aerosuspensions of licopodium particles in conditions of reactionary pipes and small volume clouds is experimentally investigated. Seen values of flame propagation speed were resulted in their normal values. Competency of use of a flame normal speed concept, as physical and chemical characteristic of an organic dust the same as it takes place for metal dusts is established.

И. А. Флорко, А. В. Флорко, А. И. Швец.

*Институт горения и нетрадиционных технологий
Одесского национального университета им. И. И. Мечникова.*

Влияние аппаратных искажений на результаты измерения температуры по абсолютной интенсивности резонансных линий

Найдены условия, при которых обеспечивается снижение погрешности определения температуры пламени за счет аппаратных искажений до 0,5%

При измерении температуры пламени по абсолютным интенсивностям спектральных резонансных линий необходимо, чтобы интенсивность линий в ее центре выходила на уровень интенсивности излучения абсолютно черного тела при температуре пламени [1]. На практике аппаратные искажения спектральных приборов приводят к уширению контура линии и к понижению интенсивности в ее центре, что является источником неконтролируемых погрешностей в определении температуры.

В этой связи целью настоящей работы было получить условия, позволяющие экспериментатору быть уверенным в надежности результатов измерений температуры пламени методом абсолютных интенсивностей резонансных линий.

В данном методе измерения температуры пламени, как правило, используются спектральные линии какого-либо щелочного металла. При малой концентрации щелочного металла в горючем, интенсивность резонансной линии зависит не только от температуры, но и от концентрации. По мере ее увеличения интенсивность линий растет, увеличивается ордината центра линии, и расширяются ее крылья. Рост ординаты происходит до тех пор, пока не наступит своего рода “насыщение”, при котором дальнейшее увеличение концентрации щелочного металла в пламени не вызывает больше возрастания центральной части линии [1]. В этом случае ордината интенсивности в центре линии будет однозначной функцией только температуры пламени со спектральной поглощательной способностью излучения, равной единице. Тогда по абсолютной интенсивности центра спектральной линии можно определить истинную температуру пламени. Однако, аппаратные искажения приводят к понижению ординаты в центре линии. Поэтому для получения достоверных данных о температуре пламени необходимо провести расчеты контуров резонансных линий для различных оптических плотностей и ширин аппаратной функции спектрального прибора, позволяющие

экспериментатору определить границы применимости данного метода измерения температуры.

Прежде кратко остановимся на методике расчетов аппаратных искажений.

Если ширина линии и инструментального контура сопоставимы, то результирующий контур и его ширина могут быть найдены вычислением интеграла [2]

$$U(\lambda) = \int_{-\infty}^{+\infty} F(\lambda') \varphi(\lambda - \lambda') d\lambda', \quad (1)$$

где $F(\lambda)$ — инструментальный (аппаратный) контур, $\varphi(\lambda)$ — истинный контур спектральной линии, $U(\lambda)$ — суммарный (регистрируемый) контур.

Если известен результирующий контур, а также аппаратная функция, то можно определить истинный контур линии, и общее решение (1) имеет вид [2]:

$$\varphi(\lambda) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(i\lambda\omega) \frac{U(\omega)}{F(\omega)} d\omega, \quad (2)$$

где $U(\omega)$ и $F(\omega)$ — фурье-образы наблюдаемого распределения $U(\omega)$ и аппаратной функции $F(\omega)$.

Контур аппаратной функции можно найти, если прописать заведомо узкую линию, например, нерезонансную линию излучения разряда низкого давления.

Контур линии излучения даже без аппаратных искажений может сильно изменяться за счет реабсорбции (самопоглощения) излучения. Она, реабсорбция, и приводит к своеобразному “насыщению” интенсивности в центре линии. Легко показать [3,4], что при наличии больцмановского распределения заселенностей электронных уровней и в отсутствии самообращения контур линии излучения в шкале частот описывается выражением:

$$U(\nu) \equiv r_\nu = \frac{4\pi h\nu^3}{c^2} \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right) \cdot (1 - \exp(-\alpha_0 \varphi(\nu) l)), \quad (3)$$

где r_ν — спектральная светимость линии, α_0 — коэффициент поглощения в центре линии, $\varphi(\nu)$ — истинный контур линии, он же описывает частотную зависимость коэффициента поглощения [3], l — протяженность источника излучения.

Кроме того, имеет место соотношение [3]:

$$\int_0^\infty \alpha_0 \varphi(\nu) d\nu = \frac{h\nu}{c} B_{ki} N_k, \quad (4)$$

где B_{ki} — коэффициент Эйнштейна, N_k — концентрация атомов в конечном состоянии. В нашем случае речь идет об основном состоянии N_0 . Для величины температуры, типичной для зоны горения ($T=2000 — 3000K$), N_0 близка к концентрации атомов N . Для больших оптических плотностей $\rho(n)$ контур линии можно принять лоренцовским, поскольку перенос излучения происходит, в основном, на крыльях линии. В этом случае, учитывая связь коэффициента B_{ki} с вероятностью спонтанного излучения A_{ik} , выражение (4) принимает вид [3,4]:

$$a_0 = (g_i c^2 A_{ik} N_k) / (g_k 4 \pi^2 n^2 D_{nL}), \quad (5)$$

где g_i , g_k — статистические веса соответствующих состояний, D_{nL} — ширина лоренцовского контура линии.

Возвращаясь к формуле (3) и выделяя в ней функцию Вина

$$\frac{4\pi h\nu^3}{c^2} \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right) = r_{nb}, \quad (6)$$

получим:

$$U(n) = r_n = r_{nb} (1 - \exp(-a_0 \rho(n)l)) \quad (7)$$

Из (7) видно, что при больших оптических плотностях в центре линии ($a_0 l \gg 1$) спектральная светимость соответствует абсолютно черному телу. Если $a_0 l \ll 1$, то r_n в центре линии может оказаться много меньше таковой для абсолютно черного тела. Выражение в скобках, по существу, представляет собой спектральную испускательную способность ϵ_ν , а r_{nb} описывает контур линии излучения, обусловленный, самопоглощением.

Для выяснения влияния аппаратных искажений были проведены численные эксперименты по расчету контуров линий излучения дуплета Na для различных оптических плотностей, а точнее, от Nl . Контур линии считался лоренцовским, что, как уже упоминалось выше, оправдано для оптически плотных систем. Результаты расчета для давления окружающей среды $P=10^5$ Па и температуры $T=2600K$ представлены на рис.1. Здесь мы не учитывали аппаратные искажения. Расчеты проводились согласно выражению (7) для иллюстрации влияния на контур линии реабсорбции излучения. Видно, что при малых концентрациях интенсивности линий соотносятся, как 1:2, в соответствии с вероятностями переходов. С повышением концентрации интенсивности линий выравниваются и становятся близкими к интенсивности абсолютно черного тела. Дальнейшее увеличение оптической плотности (концентрации) не приводит к увеличению интенсивности в центре линии, а лишь к их уширению (см рис.1.)

Казалось бы, можно проводить измерения температуры при таких оптических плотностях. Однако, это не так, поскольку аппаратные искажения могут весьма сильно трансформировать контур линии излучения. Сказан-

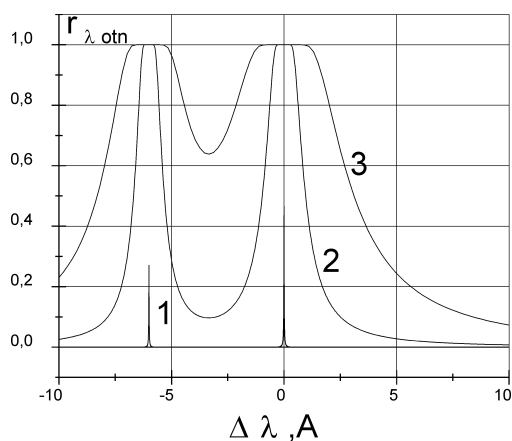


Рис. 1. Контур резонансных линий Na при различных оптических плотностях (расчет): 1 — $NI = 10^{11} \text{ см}^{-2}$; 2 — $NI = 10^{15} \text{ см}^{-2}$; 3 — $NI = 10^{16} \text{ см}^{-2}$.

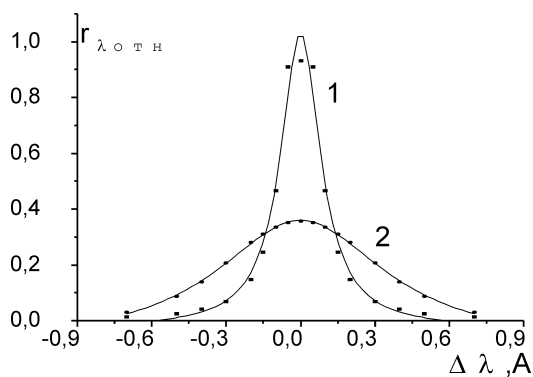


Рис. 2. Контур резонансной линии Na при $NI = 10^{13} \text{ см}^{-2}$: 1 — истинный контур линии; 2 — контур линии с учетом аппаратных искажений $\Delta \lambda_{\text{app}} = 0.6 \text{ \AA}$.

ное иллюстрирует рис.2., на котором представлены собственный контур линии излучения и контур с учетом аппаратных искажений. Полуширина аппаратной функции принималась равной $\Delta \lambda_{\text{app}} = 0.6 \text{ \AA}$, что соответствовало условиям настоящих экспериментов. Вычисления проводились, согласно формулам (1) и (7). Поскольку с ростом оптической плотности растет полуширина линии излучения, то роль аппаратных искажений снижается. Причем, чем шире аппаратная функция, тем выше должны быть оптические плотности.

Реально же экспериментатору необходима информация, позволяющая увязать оптическую плотность с полушириной аппаратной функции и гарантирующая минимальные искажения. В связи с этим, были проведены соответствующие расчеты зависимости оптической плотности от $\Delta\lambda_{\text{app}}$. При этом считалось, что аппаратные искажения не существенны, если они не приводят к понижению интенсивностей линий в центре более, чем на 5%. В этом случае температура окажется заниженной не более, чем на 0,5%

Расчеты проводились для различных оптических плотностей и различных полуширин аппаратной функции следующим образом. Задавалась аппаратная функция с определенной полушириной, а затем, согласно выражению (1), рассчитывалась свертка истинного контура линии с аппаратной функцией. Для заданной величины $\Delta\lambda_{\text{app}}$ находилась такая оптическая плотность, при которой искажения в центре линии не превышали 5%. Результаты вычислений приведены на рис.3:

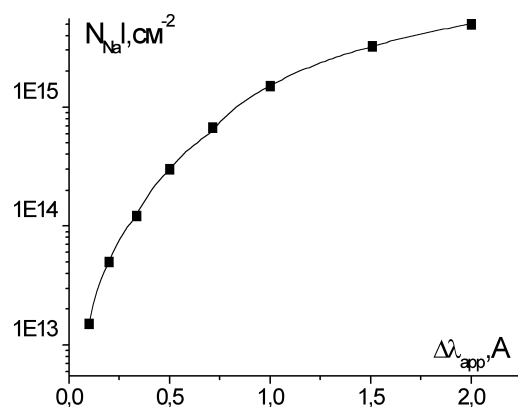


Рис.3. Зависимость минимальной оптической плотности, обеспечивающей надежность измерений температуры газа по абсолютной интенсивности резонансной линии Na ($\lambda \approx 5890, 5896 \text{ \AA}$), от полуширины аппаратной функции.

Для удобства по оси ординат откладывалась не оптическая плотность, а произведение концентрации атомов на протяженность источника. Из рис.3 видно, что, чем шире аппаратная функция, которую исследователь может заранее определить, тем выше должна быть концентрация, гарантирующая надлежащий результат.

Аналогичный расчет можно провести для K и Li, однако, натрий представляется нам более удачным элементом в качестве присадки, так как по дуплету Na можно отследить, когда интенсивность выйдет на уровень абсо-

лотно черного тела. Действительно, в этом случае интенсивности линий дуплета в их центрах должны быть равными.

Расчеты для Na, приведенные на графике 3, позволяют экспериментатору быть уверенным в надежности измерений. Аппаратные искажения понизят уровень интенсивности не более, чем на 5%, что приведет к занижению температуры не более, чем на 0.5% (см.(10)).

Следует все же еще раз отметить, что отсутствие информации об оптической плотности при измерениях температуры с использованием дуплета Na становится непринципиальным, если интенсивности линий в центре равны, что и гарантирует слабые аппаратные искажения.

Для того, чтобы проиллюстрировать ошибки, к которым приводит неучет аппаратных искажений, мы провели измерения температуры в зоне реакции горящих одиночных частиц Mg по интенсивности резонансных линий Na и Mg. Понятно, что концентрация атомов Mg намного порядков превышает минимальную концентрацию, при которой интенсивность резонансной линии в центре выходит на уровень насыщения (уровень абсолютно черного тела). Оптическая плотность пламени в центре линии при давлении $P=10^5$ Па достигает 10^6 [4], а ее полуширина — 20-30Å. Понятно, что в этом случае аппаратные искажения незначительны, а, следовательно, определяемая температура близка к истинной.

Отметим также, что полуширина нерезонансных линий при тех же условиях не превышает сотых долей Å.

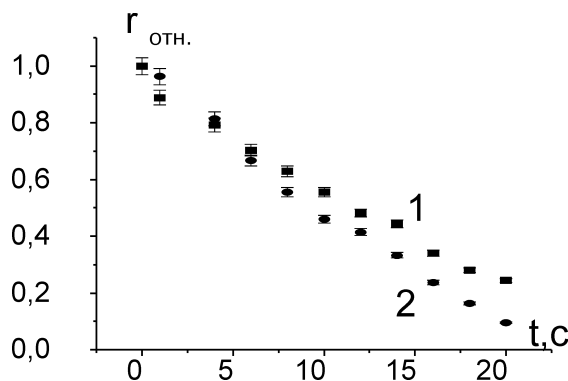


Рис. 4. Временная зависимость интенсивности резонансных линий Na (1) и Mg (2)

На рис.4 представлены графики зависимостей интенсивностей резонансных линий Mg и Na от времени. Поскольку их абсолютные величины отличаются на 3 порядка величины, то для их представления на одном рисунке результаты представлены в относительной мере. Видно, что интенсивности

линий Na уменьшаются с течением времени медленнее, чем для Mg. Это обстоятельство легко понять, если учесть экспоненциальную зависимость интенсивности от длины волны:

$$U_{\max} \sim \exp(-C_2 / \lambda T) \quad (8)$$

Видно, что чем меньше, λ тем сильнее температурная зависимость интенсивности. Результаты измерений U_{\max} были использованы для определения температуры по формуле:

$$T = \frac{C_2}{\lambda \ln \frac{C_1}{\lambda^5 U_{\max}}} \quad (9)$$

На рис. 5. представлены графики зависимостей температуры в зоне реакции от времени [5]. Видно, что в процессе горения частицы температура фронта горения уменьшается. Это связано с тем, что на поверхности частицы образуется пористый слой окиси магния, создающий дополнительное гидродинамическое сопротивление диффундирующим парам магния. В результате поток паров магния в зону горения уменьшается, а сама зона приближается к поверхности горящей частицы. Соответственно, уменьшается и поверхность фронта горения, что интенсифицирует теплоотвод и ведет к уменьшению температуры горения.

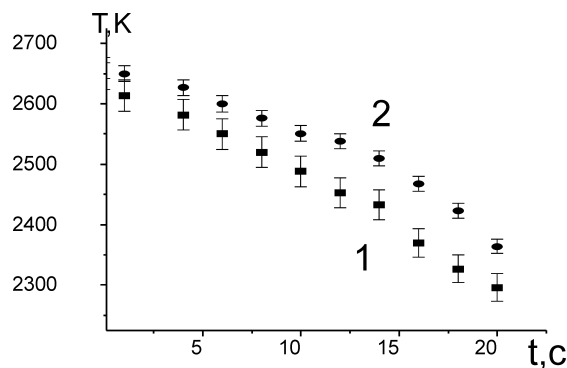


Рис.5. Результаты измерения температуры в зоне реакции по интенсивности резонансных линий Na (1) и Mg (2)

Выражение (8) позволяет связать величину занижения температуры с занижением интенсивности в центре линии. Для этого достаточно прологарифмировать и продифференцировать (8):

$$\frac{\Delta U_{\max}}{U_{\max}} = C_2 \Delta T / (\lambda T^2) \quad (10)$$

Легко видеть, что для $T=2500\text{K}$ отношение $\Delta T/T \approx 0.1 \Delta U_{\text{max}}/U_{\text{max}}$

Обратимся вновь к рис.5. Видно, что с течением времени результаты измерения T по линиям Mg и Na начинают расходиться. На наш взгляд, это связано со снижением концентрации атомов Na в зоне горения и возрастающим влиянием аппаратных искажений. Действительно, принудительное введение в пламя солей натрия приводит к выравниванию результатов измерения.

Авторы выражают свою искреннюю благодарность В.В. Головки за полезные обсуждения.

Литература

1. Герашенко А. К., Гордов А. Н., Еремина А. К. Температурные измерения. — Киев: Наукова Думка, 1989. — 704 с.
2. Зайдель А. Н. Техника и практика спектроскопии. — Москва; Наука:1976. — 392 с.
3. Фриш С.Э. Оптические методы измерения. Изд. Ленинградского университета, 1976. — 125с.
4. Флорко А.В., Головки В.В., Охрименко Н.А. Структура зоны горения частиц магния. Физика горения и взрыва, 1991. — т.27, №1,-37-42с.
5. Сергиенко И.А., Полетаев Н.И., Флорко А.В. Использование нестационарности процессов при диагностике горящих объектов Физика горения и взрыва, 2001, т.37, №1, с.89-93.

I. A. Florko, O. V. Florko, O. I. Shvets

Вплив апаратних збурень на результати виміру температури по абсолютній інтенсивності резонансних ліній

АНОТАЦІЯ

Знайдено умови, при яких забезпечується зниження похибки визначення температури полум'я за рахунок апаратних збурень до 0,5%

Florko I. A., Florko A. V., Shvets A. I.

The Influence of Apparatus Distortions on the Measuring Results of Temperature using the Method of Resonance Lines Absolut eIntensity

SUMMARY

In this work conditions were proposed which guarantee the decreasing of an error of definition of flame temperatures due to the apparatus distortions not more than to 0,5%.

УДК 662.611:535.

М. Ю. Трофименко, М. Н. Чесноков, Т. Ф. Смагленко
Одесский национальный университет им. И. И. Мечникова

Изменение величины излучательной способности факела твердых смесевых систем в зависимости от давления

В камере сгорания при постоянном давлении исследовалось горение твердых смесевых систем на основе перхлората аммония. При давлении 4 МПа и 6 МПа найдены численные значения и распределение вдоль факела излучательной способности пламени.

Важное значение для уточнения механизма горения имеют сведения о структуре факела твердых смесевых систем (ТСС). Получить такие сведения можно анализируя поведение излучательной способности ϵ факела и его локальных объемов.

В работе [1] показано, что зависимость ϵ для одиночной частицы магния носит убывающий характер с возрастанием λ . В расчетной работе [2] для частиц газозвеси авторы указывают на возможность как убывающей, так и возрастающей зависимости ϵ от λ .

Анализ полученных нами экспериментальных результатов по исследованию горения ТСС позволил выделить два факта. Во-первых, разница между яркостными и цветовыми температурами больше в области у торца горящего образца и уменьшается по мере удаления от него [3]. Во-вторых, спектральная зависимость ϵ с увеличением длины волны носит возрастающий характер [4]. Для объяснения этих фактов возникает необходимость дополнительных исследований поведения ϵ пламен ТСС. Получить информацию о структуре факела можно с помощью оптических методов изучения пламени. В связи с этим была поставлена задача уточнить структуру факела ТСС и механизм горения металла (алюминия и бора) пламени такой системы.

Нами исследовалось торцевое горение образца ТСС на основе перхлората аммония (ПХА) с добавками алюминия в установке постоянного давления (УПД) при давлениях 4 МПа и 6 МПа по методике изложенной в [5]. Для градуировки установки применялся метод замещения, когда образцы ТСС диаметром 20 мм и высотой 20 мм помещались на место пирометрической лампы с ленточной нитью накаливания СИ 10-300. Регистрация излучения проводилась пирометром на основе монохроматора УМ-2 выходная щель которого заменена набором из трех щелей расположенных в фокальной плоскости монохроматора. Это позволило регистрировать излучение пламени одновременно на трех длинах волн.

Полученные данные представлены на рис. 1.

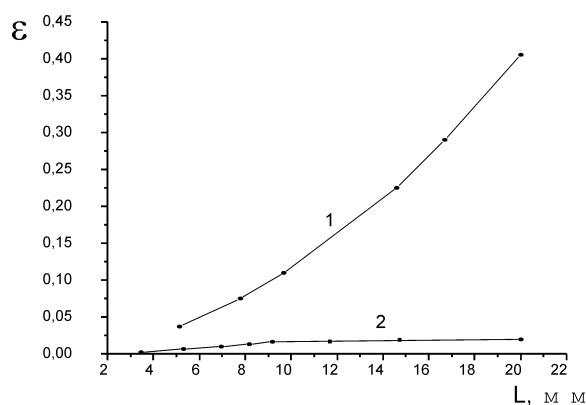


Рис. 1. Распределение коэффициента излучательной способности ϵ вдоль факела ТСС с добавкой алюминия для длины волны $\lambda = 1,035$ мкм.
1 — $P = 4$ МПа; 2 — $P = 6$ МПа.

Экспериментально найденное распределение излучательной способности пламени ϵ вдоль факела представляет собой монотонно возрастающую с увеличением расстояния от торца образца зависимость. Найденное значение ϵ объясняется тем [4], что излучение центральной, горячей части факела частично рассеивается и поглощается в более холодном внешнем слое, содержащем значительное количество конденсированной фазы (к-фазы). Источником ее могут служить конденсированные продукты сгорания (в основном сажистые образования), частицы окислов металла и горящие или потухающие частицы исходной ТСС. Концентрация частиц к-фазы больше в области, примыкающей к торцу образца и уменьшается по мере удаления от него. Экстинкция излучения центральной горячей части факела в холодных внешних слоях повышается с увеличением разности температур между ними, количеству и дисперсности частиц к-фазы и обуславливает форму распределения ϵ вдоль факела (рис. 1, кривая 1).

С повышением давления в УПД формирование частиц к-фазы происходит ближе к торцу образца, концентрация их выше, а размеры меньше [6]. Все это и обуславливает увеличение экстинкции излучения горящего внутреннего ядра и уменьшению значения ϵ , значение которого от торца образца по высоте факела возрастала в семь раз (рис. 1, кривая 2).

В факеле ТСС с окислителем ПХА, можно выделить две области обусловленных разложением ПХА, лимитирующими режимами в которых служит диффузия реагентов (в области ближней к торцу образца), и кинетика реакции (в области более удаленной от торца) теоретически предсказанные в [7]. Экспериментально наличие этих областей в факеле и изменение структуры факела (положение областей, соотношение между величинами максималь-

ных температур в областях и протяженности областей) в зависимости от давления и наличие в ТСС металла приведены в работе [3]. Там же описываются условия горения алюминия и бора в пламени ТСС. Обращается внимание на то, что место, где в факеле происходит горение бора, зависит от его дисперсности и организации процесса горения (прежде всего давления, при котором горит ТСС). Необходимо отметить, что для частиц бора характерен двухстадийный режим горения, описанный в работе [8], там же приводятся условия перехода ко второму (высокоэнергетическому) режиму горения бора.

Достижимая в нашем эксперименте температура в факеле обеспечивает горение алюминия уже в первой области. Условия в микрообъеме факела таковы (наличие окислителя в окружении частицы Al, размер вырванных в факел фрагментов ТСС и т.д.), что область горения алюминия несколько растягивается и поэтому наблюдается плавное изменение ϵ вдоль факела.

Распределение ϵ вдоль факела ТСС с добавкой бора при давлении $P = 6$ МПа представлено на рис.2. При таком давлении независимо от дисперсности, бор сгорает в области примыкающей к торцу образца, что обуславливает в ней повышенную концентрацию к-фазы, и в частности, активное ее образование во внешнем холодном слое.

Таким образом, на рис. 2 можно выделить три области в которых проявляются характерные черты горения бора.

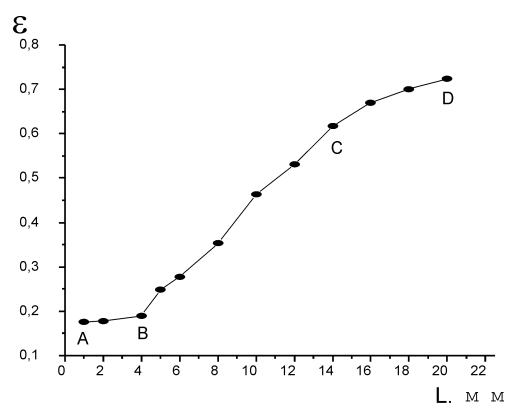


Рис. 2. Распределение коэффициента излучательной способности ϵ вдоль факела ТСС с добавкой бора для длины волны $\lambda = 0,46$ мкм, $P=6$ МПа

1. Область в факеле близкая к поверхности образца (рис. 2, АВ), где ПХА горит в диффузионном режиме при этом в процесс горения значительный вклад вносит бор. Разница температур между горячим ядром и внешней оболочкой велика, экстинкция излучения ядра во внешнем слое велика. Величина ϵ мала.

2. Область, где происходит догорание бора (рис.2, ВС), температура между горячей и холодной областями уменьшается. Величина ϵ растет.
3. Область в факеле, где ПХА горит в кинетическом режиме (рис.2, СД), температуры областей выравниваются, идет процесс агломерации частиц к-фазы и, следовательно, экстинкция уменьшается. Величина ϵ плавно растет.

Необходимо отметить, что для факела ТСС с добавкой алюминия найденное значение ϵ характеризует излучение пламени. При горении ТСС с добавкой бора, найденная нами зависимость распределения ϵ вдоль факела для длины волны из области излучения окислов бора, представленная на рис.2, отображает только вклад (начало, интенсивность и затухание) в горение ТСС бора.

Таким образом, полученные нами экспериментальные данные указывают на то, что факел ТСС на основе ПХА состоит из центральной высокотемпературной излучающей области, окруженной внешним более холодным (в частности из-за теплообмена с окружающей средой) слоем, где идет активное образование к-фазы. С увеличением давления, величина экспериментально найденной нами излучательной способности ϵ пламени ТСС уменьшается, а изменение ее вдоль факела сохраняют прежний вид. Вызвано это тем, что излучение горячей центральной части факела рассеивается и поглощается в более холодном внешнем слое. Наличие этого слоя объясняет полученный ранее [4] ход зависимости ϵ от длины волны и согласуется с расчетными данными работы [2]. Совместный анализ распределения ϵ вдоль факела и изменение этого распределения при изменении давления позволяет уточнить механизм горения ТСС, обосновать применение тех или иных методов измерения температуры и оценить величины ошибок этих методов. При измерении ϵ на длине волны из области излучения окислов металла, появляется возможность диагностировать горение его в факеле, определить место воспламенения и интенсивность горения металла, а в некоторых случаях и какой металл используется в качестве добавки к ТСС.

Литература

1. Флорко И.А., Полетаев Н.И., Флорко А.В.. Теплообмен излучением в горящих дисперсных системах. / Физика аэродисперсных систем. № 38. Одесса. 2001. С. 178-188.
2. Ильченко Э.П., Флорко А.В. Влияние параметров газозвеси на ее оптические и испускательные характеристики (гетерогенное горение). / Тезисы докладов XX научной конференции стран СНГ "Дисперсионные системы". Сентябрь 2002. Одесса. С. 118-119.
3. Трофименко М.Ю. Особенности структуры факела пламени твердых смесевых систем на основе перхлората аммония. Диссертация на соискание степени канд.физ.-мат.наук, Одесса, 1999.

4. Трофименко М.Ю., Чесноков М.Н., Смагленко Т.Ф. Измерение излучательной способности оптически плотных пламен твердых смесевых топливных систем. /Физика аэродисперсных систем, № 38, Одесса, 2001, С.106-111.
5. Трофименко М.Ю. Исследование горения твердых смесевых систем оптическими методами./ Материалы XXI Международного пирометрического семинара. Москва., 1995., С.884-890.
6. Чесноков М.Н. Динамика образования и физических характеристики конденсированной дисперсной фазы в низкотемпературной плазме горения модельных алюминизированных топлив. Диссертация на соискание степени докт. физ.-мат. наук, Одесса, 1986.
7. Бекстед М.В., Дерр Р.Л., Прайс Е.М. Модель горения смесевых ТРТ, базирующаяся на нескольких типах пламен. / РТК. Т.8., № 12., 1970, С. 107-117.
8. Клячко Л.П., Полищук Д.И., Золотко А.Н., Вовчук Я.М., Шевчук В.Г., Яковлева Т.А. Воспламенение и горение бора в кислородсодержащих средах. / Материалы IV Всесоюзного симпозиума по горению и взрыву. М., "Наука", 1977, С. 314-329.

М. Ю. Трофименко, М. М. Чесноков, Т. Ф. Смагленко

Зміна величини випромінювальної здатності факела твердих сумішних систем залежно від тиску

АНОТАЦІЯ

В камері сгорання, за умов постійного тиску, досліджувалось горіння твердих сумішевих систем на основі перхлорату амонію. При значенні тиску 4 МПа та 6 МПа знайдено числові значення та розподіл вздовж факела випромінювальної здатності полум'я.

Trofimenko M. U., Chesnokov M. N., Smaglenko T. F.

Solid blended fuel torch emissivity variation as function of pressure.

SUMMARY

Combustion of solid blended fuel on the basis of ammonium perchlorate was investigated in constant pressure chamber. Emissivity numerical values and its distribution along the torch were defined. Combustion mechanism was detailed, for example metal burning location.

*А. Гавдзик, С. Гайда, П. Влодарчик, А. Иорман, И. Дзивлик,
Т. Медерски, А. Софронков
Университет, Ополе, Польша*

Влияние дисперсности различных веществ на каталитическую активность сплавов Ni-Ti

В работе рассматривается влияние дисперсности угольных порошков различных марок, являющихся основой электролов топливных элементов и концентрации пероксида водорода на активность катализаторов топливных элементов.

Проблема прямого преобразования химической энергии топлива в электрическую — задача весьма актуальная. При разработке преобразователей наибольший интерес представляют топливные элементы (ТЭ), которые не содержат благородные металлы. Известно, что сплавы Ni-Ti с малым содержанием титана (до 7%) являются катализаторами водородного электрода топливного элемента [1]. В тоже время сплавы способны адсорбировать посторонние вещества, находящиеся в электролите, что вызывает снижение каталитической активности, а иногда и отравление катализаторов.

В данной работе экспериментально изучено влияние дисперсности (75, 100, 150, 200, 250)•10⁻⁶ м углей различных марок (КАД, КАУ и АГ-3), являющихся основой электродов топливных элементов, а также влияние концентрации пероксида водорода (0 – 10)•10⁻³ М, на активность катализаторов. Исследование проводили в щелочном растворе методом суспензионного полуплемента [2]. Сплавы Ni-Ti получали металлургическим путем в индукционной печи, после чего дробили, размалывали и просеивали через сита соответствующих размеров. Как показали наши предварительные эксперименты [3], наиболее полная информация об электрохимической активности катализаторов в суспензионном элементе может быть получена, когда навеска катализатора–порошка находится в пределах (0,5 — 1) •10⁻³ кг.

Поляризационные кривые полученные для всех изученных углей с различными степенями дисперсности имеют линейный характер. Как было нами установлено ранее [4], такой характер зависимости является указанием на то, что процесс ионизации на электроде протекает в переходной области, т.е. его скорость контролируется одновременно скоростями электрохимической реакции и массопереноса на границе газ — жидкость. Увеличение дисперсности углей изученных марок мало сказывается на характере поляризационных кривых. Кроме того, катод отдалён от анода в электрохимическом генераторе на значительное расстояние и уголь не растворим в КОН.

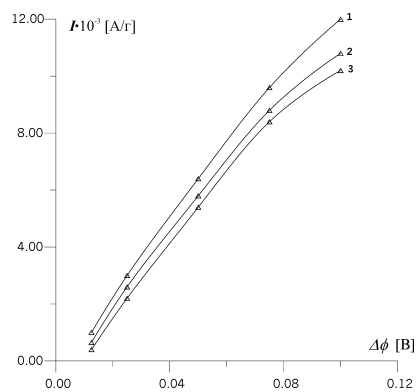


Рис.1

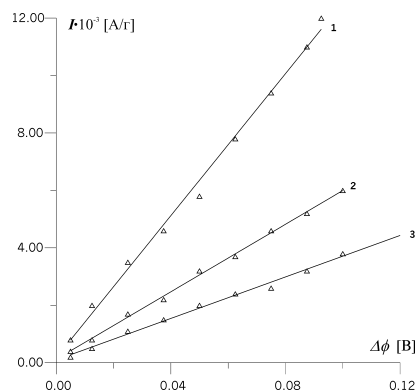
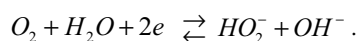


Рис.2

Поляризационные кривые в присутствии $0,5 \cdot 10^{-3}$ кг катализатора (Ni-Ti)
 1. Уголь КАУ: 1 — без добавок, 2 — $(100-250) \cdot 10^{-6}$ г, 3 — $75 \cdot 10^{-6}$ г.
 2. $C_{H_2O_2}$: 1 — без добавок, 2 — 10^{-3} М/л, 3 — $10 \cdot 10^{-3}$ М/л.

В ходе изготовления электродов топливных элементов применяется операция обработки углей, идущих на изготовление электродов, различными кислотами. С целью установления влияния этого фактора на каталитическую активность водородного электрода, исследуемые угли обрабатывали концентрированными растворами соляной и азотной кислот. Результаты поляризации водородного суспензионного элемента в присутствии порошкообразного катализатора с добавками углей различных марок обработанных азотной кислотой представлены на Рис.1. Полученные поляризационные кривые свидетельствуют, что такая обработка для всех исследуемых углей существенно сказывается на активности сплава, уменьшая её в 2-3 раза при малых дисперсностях ($\sim 75 \cdot 10^{-6}$ м). При возрастании дисперсности активность сплава также снижается, но не так существенно (20-30%). По нашему мнению, причина уменьшения активности состоит в том, что при кислотной обработке на поверхности углей образуются различные радикалы, которые в последствие переходят в том или ином виде в электролит и отравляют катализатор. Влияние уменьшения дисперсности на спад каталитической активности не является неожиданным: с увеличением дисперсности угольных порошков возрастает их удельная, а потому и реакционная поверхность. Поэтому при использовании для изготовления электродов топливных элементов углей подобную обработку их следует исключить.

В процессе работы топливного элемента на кислородном электроде в качестве промежуточного продукта реакции образуется пероксид водорода, который может накапливаться в растворе



Результаты исследования влияния концентрации пероксида водорода на электроокисление водорода представлено на Рис.2. Как видно из рисунка, в рассматриваемых значениях концентраций пероксида водорода значительных изменений не наблюдали.

Из всего вышеизложенного можем сделать вывод, что продукты реакции, образующиеся в процессе работы топливного элемента с щелочным электролитом, не оказывают существенного влияния на ионизацию водорода в присутствии сплава Ni-Ti в качестве катализатора.

Литература

1. Э. Н. Первый, А. Н. Софронков, Исследование Ni-Ti сплавов, полученных электрохимическим путём, ЖПХ, т. 58, в. 4, стр. 894-897, Л. Наука, 1985.
2. В. Филштин, Топливные элементы, Мир, М., 420с., 1968.
3. Э. Н. Первый, Н. М. Феदिшина, А. Н. Софронков, Исследование зависимости электрохимической активности и скорости гидрирования малеиновой кислоты на никеле Ренея, ЖПХ, т. 56, в. 8, стр. 1885-1888, Л. Наука, 1983.
4. К. Феттер, Электрохимическая кинетика, Химия, М., 856 с., 1967.

*А. Гавдзик, С. Гайда, П. Володарчик, А. Йорман, І. Дзивлик,
Т. Медерськи, О. Сафронков*

Вплив дисперсності різних речовин на каталітичну активність сплавів Ni-Ti

АНОТАЦІЯ

В роботі розглядається вплив дисперсності вугільних порошків різних марок, які є основою електродів паливних елементів, а також концентрацією пероксиду водню на активність катализаторів паливних елементів.

*Gavdzik A., Gajda S., Volodarchik P., Iorman A.,
Divlik I., Medersky T., Safronkov A.*

Different substances dispersivity influence on Ni-Ti alloys catalytic activity.

SUMMARY

An influence of coal powder dispersivity and hydrogen peroxide concentration on catalytic activity of fuel cell was studied in the paper

А. К. Копейка, В. В. Головки, В. И. Бровченко, Д. С. Дараков

Одесский национальный университет им. И. И. Мечникова

Воспламенение одиночной капли рапсово-метилового эфира

Приводятся результаты исследования процесса воспламенения одиночной капли жидкого топлива — рапсово метилового эфира (РМЭ) в неподвижной среде атмосферного воздуха. Показано, что для РМЭ, обладающего рядом экологических преимуществ, значения времени задержки воспламенения, и температуры воспламенения одиночной капли, оказались меньшими по сравнению с традиционным дизельным топливом (ДТ).

В течении нескольких последних десятилетий, проблемы связанные с добычей энергоресурсов, а так же с влиянием топлива — энергетического комплекса на окружающую среду и здоровье человека приобрели чрезвычайную актуальность. Один из способов решения этих проблем — создание новых возобновляемых экологически чистых топлив. Рапсово — метиловый эфир (РМЭ) является одним из таких топлив, и может с успехом заменить традиционно используемое дизельное топливо (ДТ), без какой — либо модернизации существующих дизельных агрегатов [1].

Технология производства РМЭ (коммерческое название “Биодизель”) несложна, биотопливо синтезируется из растительных масел, путем превращения триглицерида масла в метиловый эфир масла [2]. Этот процесс известен как трансэстерификация. В результате этого процесса растительное масло разлагается на отделенные сложные эфиры и глицерин. Глицерин осаждается на дне реактора, и может быть далее очищен для использования при производстве полимеров, антифризов, в косметической промышленности, а сверху собираются фракции состоящие из насыщенного и ненасыщенных сложных эфиров и диэфиров. В качестве топлива для дизельных двигателей используется одна из фракций моно — ненасыщенный эфир (Methyl Oleate). Реакция ускоряется при повышении температуры реагирующей смеси и наличия катализатора (сильного основания КОН, NaOH).

Испытания дизельных двигателей, показали, что при работе на биотопливе РМЭ уменьшается на половину дымность выхлопа. Сажеобразование уменьшается на 31%. Содержание угарного газа СО в продуктах сгорания РМЭ также уменьшается от 15% [1] до 37% [2]. Для топлива В-20 (смесь РМЭ и ДТ в соотношении 20/80) этот показатель составляет 8–22% [2]. Кроме того, “биодизель” не содержит канцерогенных веществ и серы, которых много в нефтепродуктах. Как следствие этого уменьшение нагара на стенках двига-

теля (на 72-82%), отсутствие коррозии, и увеличение срока эксплуатации агрегата. Для топливной смеси В-20 снижение нагара составило 20-30% по сравнению с обычным ДТ [2]. Еще один экологический показатель — наличие канцерогенных и плохо сгорающих полиароматических углеводородов в продуктах сгорания топлива. Для РМЭ понижение концентрации СН составило от 38% до 74% (в зависимости от типа двигателя [1,2]) по сравнению с его содержанием в продуктах горения ДТ. Топливная смесь В-20 при сгорании дает понижение количества СН на 12%. Для этой же смеси концентрация окислов азота NO_x уменьшилась не более чем на 2-7% [2].

Не менее важным при использовании растительного масла для последующего производства биотоплива является тот факт, что при сгорании РМЭ практически не нарушается общий баланс углекислого газа в атмосфере.

Кроме выяснения стандартных экологических показателей, при изучении новых типов моторных топлив, не меньший практический интерес вызывают исследования воспламенения топлива. Именно этот процесс, и его наиболее важные характеристики — время задержки воспламенения τ_z и температура воспламенения T_v , во многом определяют пусковые качества двигателя и полноту сгорания топлива.

Эксперименты проводились с сертифицированными образцами дизельного топлива (ДТ) и биодизеля — рапсово метилового эфира (РМЭ). Основным конструктивным элементом установки для исследования процесса воспламенения одиночных капель РМЭ в сравнении аналогичными данными для ДТ, была подвижная печь, закрытая с одного торца. Диаметр нагревательного элемента выполненного из керамики составил $7 \cdot 10^{-2}$ м, длина $12 \cdot 10^{-2}$ м. Печь перемещалась относительно капли исследуемого топлива, которая помещалась на неподвижный подвес в виде петли. Момент времени, когда капля находилась в центре нагревательного элемента печи, синхронизировался с включением таймера. Время задержки воспламенения определялось по показаниям таймера, на вход которого подавался управляющий сигнал от фотоэлемента. Интервал времени для ввода капли в объем печи не превышал 0,5 с. Температура воспламенения капли исследуемого топлива определялась с помощью термпары, жестко закрепленной с закрытого торца печи. Начальный диаметр капель d_0 варьировался от $1 \cdot 10^{-3}$ м до $2,2 \cdot 10^{-3}$ м.

Качественная картина воспламенения капли дизельного топлива (ДТ) и рапсового метилового эфира (РМЭ) была подобна. Однако, температура воспламенения РМЭ оказалась ниже температуры воспламенения капли ДТ на $50 \div 70$ градусов. Результаты экспериментальных исследований (критические условия воспламенения капель) представлены на рис.1. Как видно из этих данных, для капель ДТ и РМЭ большего диаметра критическая температура меньше. Причем, для капель большего диаметра, разница между значениями температуры на пределе воспламенения ДТ и РМЭ возрастает.

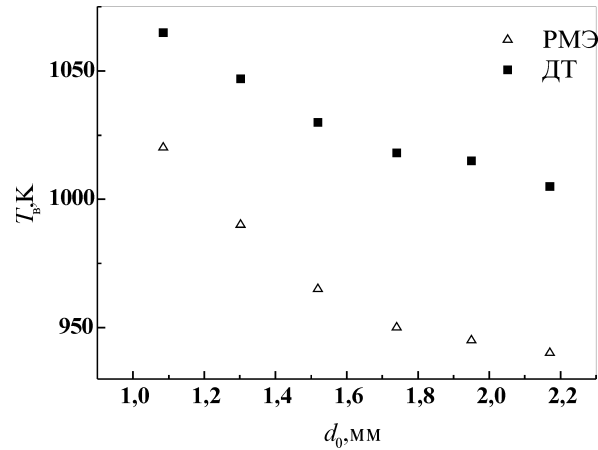


Рис. 1. Зависимость температуры воспламенения от диаметра капли $T_b(d)$ для РМЭ и ДТ

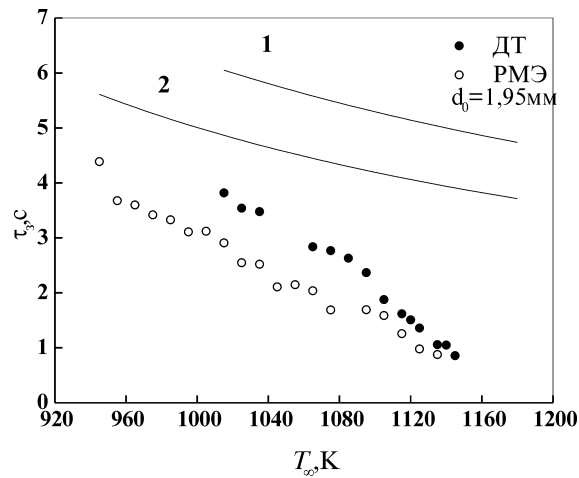


Рис. 2. Зависимость времени задержки воспламенения от температуры окружающей среды $\tau_3(T_\infty)$ для РМЭ и ДТ

Время задержки воспламенения ДТ и РМЭ уменьшалось с ростом температуры среды рис.2. Подобный результат качественно хорошо согласуется с данными расчета по квазистационарной модели воспламенения капли жидкого топлива [3]. Более строгий подход к решению данной задачи позволил

получить следующее выражение для определения времени задержки воспламенения одиночной капли топлива в неподвижной среде:

$$\tau_3 = \frac{\rho c r_0^2}{3\lambda} \ln \left(\frac{T_\infty - T_0}{T_\infty - T_2} \right) \quad (1)$$

Здесь ρ и c — плотность и удельная теплоемкость жидкого топлива соответственно, λ — коэффициент теплопроводности паров топлива, r_0 — начальный диаметр капли, T_∞ — температура окружающей среды, T_0 — температура капли в начальный момент времени $t=0$, T_2 — температура кипения топлива.

Кроме того, время задержки воспламенения ϕ_3 капли РМЭ оказалось меньше чем для капли ДТ такого же размера на 10÷25% при данном значении температуры среды (рис 2). Этот эффект особенно выражен на пределе воспламенения капли ДТ.

Для сравнения данных эксперимента по определению времен задержки воспламенения капель ДТ и РМЭ с данными расчета по формуле (1), необходимо, кроме всего прочего, знать температуру кипения вещества при атмосферном давлении. Такие опыты были проведены, и дали следующие результаты: температура кипения использовавшегося в экспериментах ДТ составила $T_2=519\text{К}$, для РМЭ температура кипения оказалась почти на 100градусов выше — $T_2=613\text{К}$.

Анализ экспериментальных данных для ДТ и РМЭ подтверждает вывод, полученный в рамках квазистационарного приближения, о том, что время задержки воспламенения капли жидкого топлива должно увеличиваться с ростом начального диаметра. Однако, для РМЭ эта зависимость выражена в меньшей степени (рис.3).

Таким образом, полученные результаты позволяют говорить о том, что биотопливо превосходит традиционное дизельное топливо не только по экологическим показателям, но и по техническим характеристикам. Известно, что снижение предельной температуры и периода задержки воспламенения приводит к повышению полноты сгорания топлива. Это особенно важно для обеспечения более быстрого выхода двигателя на устойчивый режим работы при запуске. Для того чтобы достичь подобного эффекта, при конструировании камер сгорания, используют явление вторичного смесеобразования, что требует специального профилирования стенок камеры [4]. В случае использования РМЭ, какой — либо модернизации двигателя не требуется.

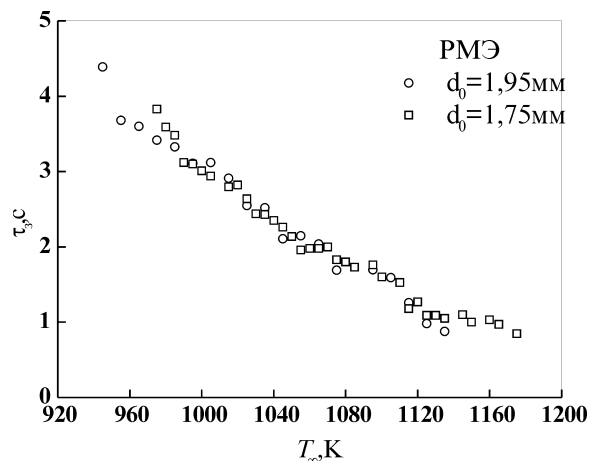


Рис. 3. Зависимость времени задержки воспламенения РМЭ от температуры окружающей среды $\tau_3(T_{\infty})$ (диаметр капли $d_0=1,95\text{мм}$ и $1,75\text{мм}$)

Литература

1. Семенов В.Г., Трофименко Е.В. “Биодизель”: “у них” и у нас // ж-л. Автоцентр 2001, №8. С. 28-29
2. Randal von Wedel Marine Biodiesel. Point Richmond: CytoCulture International, Inc., 1999. p.27
3. Варшавский Г.А., Федосеев Д.В., Франк-Каменецкий А.Д. Квазистационарная теория воспламенения капли жидкого топлива // Физика аэродисперсных систем 1969. №1. С.101-107
4. Бузуков А.А., Тимошенко, Б.П. Влияние эффекта вторичного смесеобразования на воспламенение и сгорание топлива в дизеле // Физика горения и взрыва 1997. Т.33, №1. С.33-42

О. К. Копійка, В. В. Головка, В. І. Бровченко, Д. С. Дараків
Спалахування індивідуальної каплі рапсово-метилового ефіру

АНОТАЦІЯ

Приводяться результати досліджень процесу спалахування індивідуальної каплі рідинного палива — рапсово метилового ефіру в нерухомому повітряному середовищі. Показано, що для рапсово — метилового ефіру, який

має низку екологічних переваг, значення часу затримки спалахування, та температури спалахування індивідуальної каплі, є меншими порівняно з традиційним дизельним паливом.

A. K. Kopyka, V. V. Golovko, V. I. Brovchenko, D. S. Darakov

The ignition of a single drop of canola-methyl ester

SUMMARY

The results of study of ignition process of canola — methyl ester single drop in unmovable air environment are presented. It was shown, that canola — methyl ester has a number of ecological advantages. The value of ignition delay time, and the burning point of canola — methyl ester single drop is smaller than one for diesel fuel.

УДК 536.46

В. Н. Корнилов, Ю. Л. Шошин, И. С. Альтман, К. И. Семенов

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

Экспериментальное исследование структуры зоны горения и радиационных теплотерь одиночных частиц магния реагирующих при естественной и вынужденной конвекции.

Приведены результаты экспериментального исследования структуры зоны горения одиночных крупных (1-2,5мм) частиц магния, реагирующих в воздухе при естественной и вынужденной конвекции. Установлено пространственное разделение зон излучения и накопления субмикронной окиси. Представлены данные по интегральным радиационным потерям, массе окисного остатка, константе горения в зависимости от скорости обдувающего частицу потока.

Введение

Магний является традиционным объектом экспериментальных исследований горения легкокипящих металлов. Это обусловлено, с одной стороны, относительной простотой способов воспламенения и удержания одиночной частицы и газозвеси, безвредностью самого магния и продуктов его горения, а с другой стороны, исследования стимулируются практическими задачами связанными с использованием магния как элемента твердого ракетного топлива, возможностью использования магния как горючего в двигателе автономного мобильного блока в будущей марсианской экспедиции [1]. Кроме того, сжигание металлов является основой одного из методов получения порошков окиси с субмикронным размером частиц [2].

Представления о физике горения частицы магния в кислородсодержащей газовой среде основываются на парофазной модели горения одиночной капли [3-6]. По этой модели, пары магния и кислород диффундируют к зоне реагирования отстоящей от поверхности частицы на некоторое расстояние. Тепло, необходимое для испарения подводится к частице за счет теплопроводности, излучения и диффузии паров MgO к частице и их конденсации. Важными особенностями процесса горения металлов, отличающими ее от горения капель углеводородных топлив являются высокая теплота испарения металла, высокая энергия конденсации окисла и то обстоятельство, что продукты реакции конденсированы. При конденсации газообразной окиси выделяется основная часть теплоты сгорания. Это обстоятельство обуслав-

ливают влияние процессов конденсации, накопления и транспорта конденсированных частиц, а также процессов тепло- и массообмена субмикронных частиц окиси на физику горения частицы магния. Конденсированные продукты реакции определяют большие потоки лучистого теплообмена горячей частицы. Таким образом, всякая детальная теория горения магния требует информации о положении, структуре и характеристиках зон конденсации, излучения и накопления окиси.

Наиболее достоверная информация о структуре зоны горения частицы магния была получена бесконтактными оптическими методами [7-9].

В настоящей статье продолжены исследования, начатые в [8,9]. Работа проводилась в рамках международного проекта INTAS-ESA — 99-0138, одним из направлений которого было исследование влияния гравитации на процесс горения частиц металлов. В связи с этим, отдельное внимание в работе уделено исследованию влияния конвекции на горение частицы магния.

Экспериментальная установка

В установке применен принцип сканирования пространства в окрестности изучаемого объекта лазерным излучением одновременно со сканированием распределения собственного излучения горячей системы.

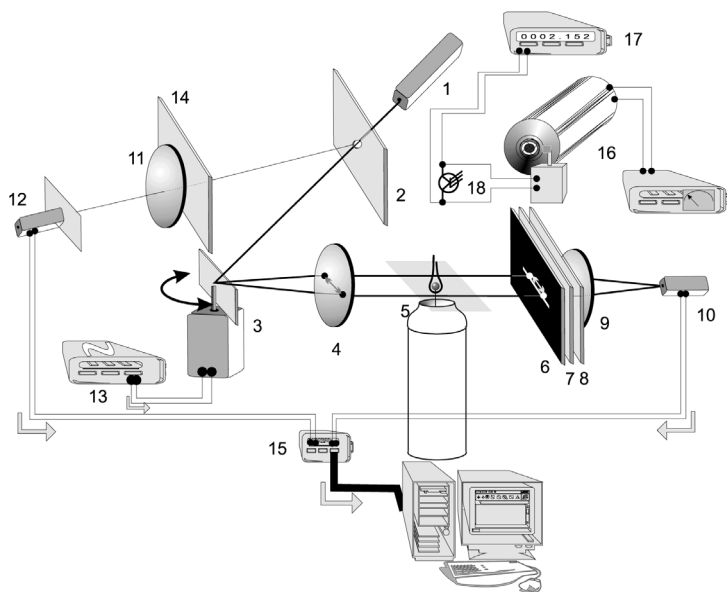


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

Непрерывное излучение лазера 1 (рис. 1) проходит сквозь отверстие в зеркале 2 и падает на качающееся зеркало 3. Зеркало 3 закреплено на электродинамическом поворотном устройстве. Сигнал от генератора 13 обеспечивает синусоидальный закон изменения угла отклонения зеркала во времени. Зеркало 3 установлено в фокусе линзы 4, поэтому, при качании зеркала, лазерный луч как целое перемещается в области объекта параллельно сам себе. В то же время, в каждый момент времени, лазерный луч проходит линзу 4 как параллельный пучок и, следовательно, собирается в фокальной плоскости линзы 4, где и помещается исследуемый объект (частица Mg).

Свет, в той или иной мере ослабленный объектом проходит интерференционный фильтр 6, поляризатор 7 щелевую диафрагму 8 и собирается линзой 9 на приемнике излучения 10. Светофильтр и диафрагма служат для уменьшения интенсивности излучения обусловленного собственным свечением частицы при горении. Для той же цели служит поляризатор, который позволяет еще вдвое уменьшить собственное излучение объекта приходящее на приемник 10.

Приемник 10 установлен в фокусе линзы 9, что обеспечивает попадание лазерного излучения на приемник в каждый момент времени. Ответственным моментом юстировки схемы является позиционирование приемника 10 таким образом, чтобы интенсивность сигнала с него была одинаковой при любом угле поворота зеркала 3.

Так как объект исследования расположен в фокальной плоскости линзы 4, то свет излучаемый каждой точкой пламени придет на зеркало 3 параллельным пучком. Отразившись от зеркала 3, 2 и пройдя ахроматическую линзу 11, собственное излучение формирует изображение горящего объекта в фокальной плоскости линзы 11, где и установлен второй приемник 12. Колебания зеркала 3 приводят к тому, что изображение проносится мимо входной диафрагмы приемника 12, чем обеспечивается сканирование пространственного распределения собственного излучения. При исследовании горения одиночных частиц магния использовался стеклянный светофильтр 14, с целью отсеять излучение спектральных линий и полос Mg и MgO от сплошного излучения частиц конденсированной окиси.

Сигналы с фотоприемников 10 и 12 усиливаются, оцифровываются многоканальным АЦП 15 и поступают в компьютер, где производится их дальнейшая обработка.

Так как сканирование распределения собственного излучения и экстинкции лазерного излучения обеспечивается колебаниями одного зеркала, то временная синхронизация сигналов с приемников обеспечивается автоматически. Совмещение областей пространства (среза) в котором производится сканирования несложно обеспечить соответствующей юстировкой зеркала 2. Получить точное пространственное совмещение линии, вдоль которой сканируется собственное излучение частицы и экстинкции лазерного излучения, помогает следующий прием. Если в плоскости объекта разместить рас-

сеивающую поверхность (например, матовую металлическую пластинку), то в плоскости приемника 12 формируется изображение точки, в которую собирается лазерное излучение. Юстировкой зеркала 2 обеспечивается попадание этой точки в отверстие диафрагмы приемника 12. Такой прием позволяет добиться совмещения не хуже 50 мкм.

Пространственное разрешение схемы определяется диаметром сечения лазерного луча в перетяжке и пространственным масштабом исследуемого объекта. Ниже приводятся примеры полученных распределений при диаметре луча в перетяжке ~40 мкм. Использование лазера с меньшей угловой расходимостью луча позволяет добиться на этом же приборе разрешения на уровне 20 мкм [9]. Пространственное разрешение сканирования собственного излучения определяется размером входной диафрагмы приемника 12, увеличением и качеством объектива (линзы 11) плеча схемы, обеспечивающего сканирование распределения собственного излучения, и, для данной установки, оценивается в 30 мкм.

Синусоидальный закон изменения напряжения управляющего поворотом зеркала 3 оказывается предпочтительнее чем, например, треугольная форма сигнала. Действительно, смещение z луча от оси связано с углом ϕ отклонения нормали зеркала от нормали в положении равновесия соотношением $z = F \cdot \text{tg}(2\phi)$, где F - фокусное расстояние линзы 4. Если угол поворота зеркала меняется по синусоидальному закону то, как показывает счет, функция $\text{tg}(\sin(t))$ вблизи нуля ближе к линейной, чем функция $\text{tg}(t)$.

Частота дискретизации сигналов с приемников определяется частотой сканирования, амплитудой смещения луча (шириной сканируемой области) и пространственным разрешением схемы. Оптимальным является такой выбор, при котором два отсчета разделены промежутком времени за который луч смещается на величину, несколько меньшую своей толщины в перетяжке. При использованной частоте сканирования — 40 проходов в секунду, области сканирования ~1 см и диаметре луча в перетяжке ~40 мкм оптимальная частота дискретизации ~20-40 КГц.

Все эксперименты проводились в воздухе, при атмосферном давлении, комнатной температуре. Использовались сферические частицы диаметром 1,5-2,5 мм. Частицы магния, а также окисный остаток взвешивались с точностью не хуже 1%. Ошибки измерения времени горения, лучистых потерь, скорости потока оцениваются в 5%.

Структура зоны горения частицы магния при естественной конвекции

Описанная установка позволила провести измерения по двум схемам. В первой, частица магния размером 1-2 мм закреплена неподвижно на игле $d=130$ мкм. Сканирование экстинции лазерного излучения и собственного излучения в окрестности частицы производилось в горизонтальной экваториальной (или близкой к ней) плоскости частицы. Эта схема позволяет проследить развитие зон экстинции и собственного излучения при воспламене-

нии, горении и потухании частицы. Во второй схеме, частица равномерно опускается, проходя через плоскость сканирования, что позволяет проследить изменение параметров зон вдоль вертикальной оси (вдоль направления естественной конвекции). Скорость движения частицы при этом составляла около 1 сантиметра в секунду, что много меньше скорости естественной конвекции, и это движение не искажает существенно картину, по сравнению с покоящейся частицей.

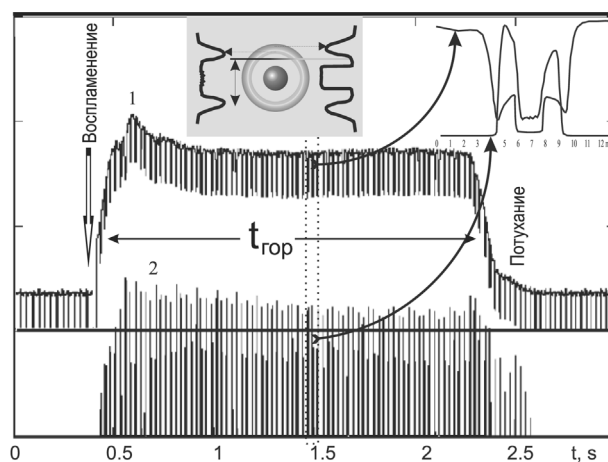


Рис.2. Сигнал с фотоприемников регистрирующих экстинцию лазерного излучения (1) и собственное излучение (2) в окрестности горячей частицы магния (каждому пику соответствует полуцикл сканирования). Моменты времени $\sim 0,5\text{c}$ и $\sim 2,5\text{c}$ соответствуют воспламенению и потуханию частицы. На выносках показаны геометрия зоны сканирования и детальный вид экспериментальных распределений.

По осциллограмме сканирования собственного излучения и экстинции лазерного излучения в пространства вблизи частицы (рис.2) можно заключить, что большую часть времени горения как монохроматическое излучение на длине волны излучения лазера, так и излучение в широком спектральном диапазоне имеют постоянное значение. (Об интенсивности излучения пламени в целом на длине волны лазерного излучения можно судить по нижней огибающей осциллограммы экстинции. т.к. в то время, когда лазерный луч закрыт самой частицей, сигнал на приемнике 10 обусловлен собственным излучением частицы прошедшим через интерференционный светофильтр.)

Для цилиндрически симметричного объекта возможно, используя процедуру обратного преобразования Абеля, восстановить радиальное распре-

деление коэффициента экстинкции и плотности мощности собственного излучения по измеренным распределениям.

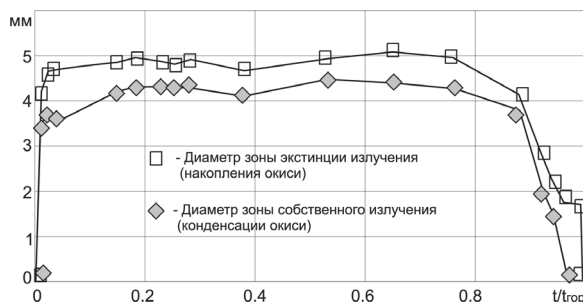


Рис. 3а. Диаметры зон экстинкции лазерного излучения и зоны собственного излучения из окрестности горячей частицы магния по мере горения частицы

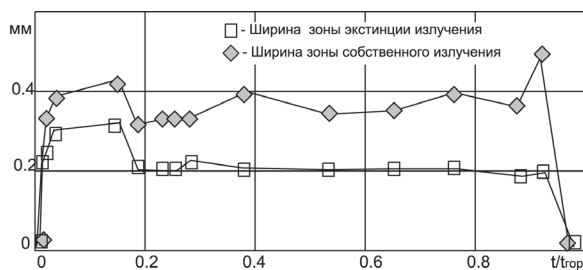


Рис. 3б. Ширины зон экстинкции и излучения (на половине высоты пика) как функции относительного времени горения частицы

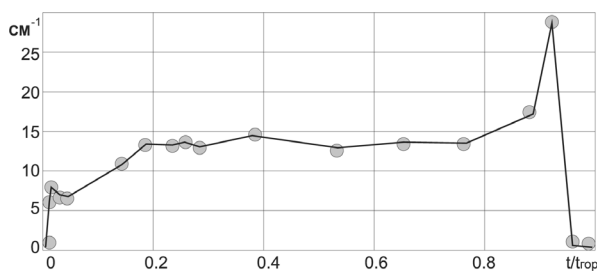


Рис. 3в. Значение коэффициента экстинкции лазерного излучения в максимуме распределения как функция относительного времени горения частицы

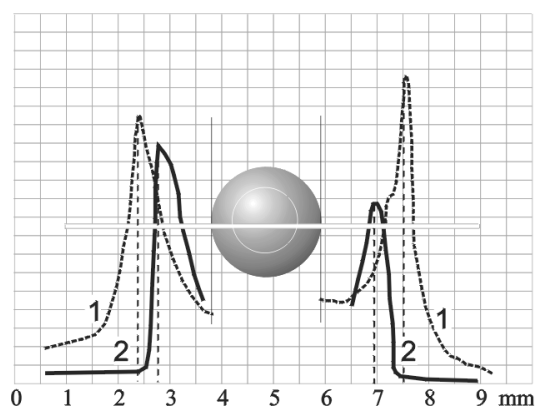


Рис. 4. Радиальные распределения коэффициента экстинкции лазерного излучения (1) и плотности мощности собственного излучения в окрестности горячей частицы магния

Диаметры и ширины зон максимальной экстинкции и собственного излучения в окрестности частицы остаются практически постоянными на протяжении всего времени горения частицы. Из зависимости диаметра зон от времени (рис. 3а) следует, что имеет место пространственное разделение зон, при этом расстояние между максимумами радиальных распределений экстинкции и излучения превышает сумму полуширин соответствующих распределений (рис. 4).

На рис. 3б представлены зависимости ширин зон измеренных на половине высоты пиков. Значения коэффициента экстинкции в максимуме (на радиальном распределении) по мере горения частицы меняются незначительно (рис. 3в), величина этого коэффициента позволяет заключить, что зона экстинкции достаточно прозрачна и ее влияние можно не учитывать при восстановлении распределения собственного излучения. Характерный вид восстановленных радиальных распределений коэффициента экстинкции и плотности мощности собственного излучения представлены на рис. 4. Соответствующие исходные распределения (до применения обратного Абелевского преобразования) представлены в верхнем правом углу на рис. 2.

Если интерпретировать зону максимальной экстинкции, как зону накопления субмикронной окиси, а зону максимального собственного сплошного излучения, как зону конденсации окиси из газообразного MgO . то, полученный результат свидетельствует, во первых, о том, что зона накопления (зона экстинкции излучения) расположена дальше от частицы чем зона конденсации (зона собственного излучения) и, во вторых, о значительном пространственном разделении этих зон. Так, расстояние между зонами в представ-

ленном случае составляет в среднем 330мкм. Если учесть, что ширины аппаратных функций при измерениях распределений экстинкции и собственного излучения составляют ~40-50мкм и ~30-40мкм соответственно, полуширина зоны накопления не превышает 60мкм, а полуширина зоны конденсации не больше 140 мкм.

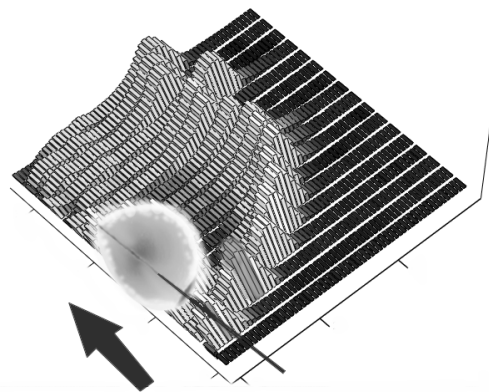


Рис. 5. Распределение коэффициента экстинкции лазерного излучения в окрестности горячей частицы магния.

Этот экспериментальный результат является новым и физически наиболее содержательным.

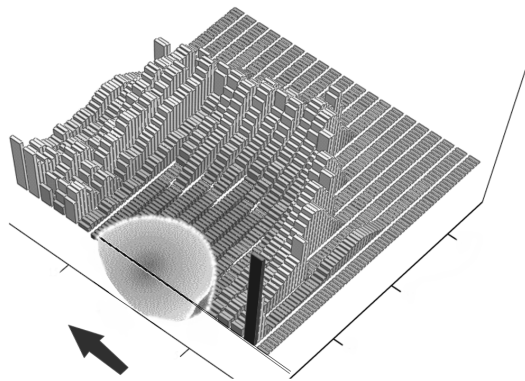


Рис. 6. Распределение плотности мощности собственного излучения (сплошной спектр) в окрестности горячей частицы магния.

При второй схеме организации измерений обеспечивалось вертикальное движение горячей частицы через плоскость сканирования. Это позволило получить “срезы” распределений экстинкции и собственного излучения на различных уровнях вдоль направления конвекции. По снятым распределениям восстанавливались радиальные (относительно вертикальной оси) распределения коэффициента экстинкции и плотности мощности собственного излучения. На рис. 5 и рис. 6 представлены восстановленные таким образом двумерные распределения. Распределение плотности мощности излучения, (рис. 6) нормировалось в каждом срезе на максимальное значение. На рисунках приведена половина распределения (симметричного относительно вертикальной оси, указанной стрелкой). Там же условно показано расположение поверхности частицы, восстановленное по осциллограмме экстинкции лазерного луча.

Горение одиночной частицы магния в условиях вынужденной конвекции

При исследовании влияния вынужденной конвекции на горение частицы магния схема представленная на рис.1 дополнена системой обдува частицы состоящей из лемнискатного сопла 5, которое формирует ламинарный поток с П-образным профилем скорости, компрессора и ротаметра (на схеме не показаны). Для измерения радиационных потерь использован прибор ИМО, (16 на рис.1), который позволяет измерить интегральную (по спектру) энергию излучения за все время горения частицы. Измерения индикатрисы излучения от горячей магниевой частицы показали, что индикатриса излучения практически сферически симметрична [8]. Это позволяет просто пересчитать измеренную энергию проходящую через диафрагму датчика излучения на полные лучистые потери. Входная диафрагма датчика ИМО открывалась и закрывалась синхронно с включением/выключением таймера 17 отсчета времени горения частицы по сигналу от отдельного фотодиода 18, (рис.1)

Вынужденная конвекция оказывает сильное влияние как на структуру и параметры зоны горения частицы так и на лучистые потери. Так, при скорости потока $>0.5\text{ м/с}$ экстинкция лазерного излучения в зоне накопления падает ниже уровня, измеримого на данной установке. Это значит, что по сравнению с экстинкцией в максимуме распределения при горении в условиях естественной конвекции экстинкция при горении в потоке со скоростью $>0.5\text{ м/с}$ падает, как минимум, в 15 раз. При этом, на участке выраженного парофазного режима горения (см. ниже) зона собственного излучения имеет “обычный” вид, т.е. качественно не отличаются от таковой при горении в условиях естественной конвекции. Таким образом, можно заключить, что излучение горячей частицы магния в видимом и ближнем ИК диапазонах происходит не из зоны максимальной концентрации конденсированной субмикронной окиси, а из зоны, лежащей ближе к частице, чем зона накопления.

При горении частицы магния в потоке можно выделить два, качественно отличных этапа реагирования. Первый этап характеризуется наличием зоны парофазного реагирования в окрестности частицы, зоны собственного излучения и накопления окиси (экстинции, когда она еще регистрируется), отстоят от поверхности частицы на некоторое расстояние. На втором этапе зона собственного излучения “садится” на частицу, при этом излучение самой частицы резко возрастает и значительно (в несколько раз) превышает излучение от зон конденсации, без учета Абелевских преобразований. Переход от первого этапа ко второму происходит не резко. Доля времени горения частицы во втором режиме относительно полного времени горения быстро растет с ростом скорости обдува — рис. 7.

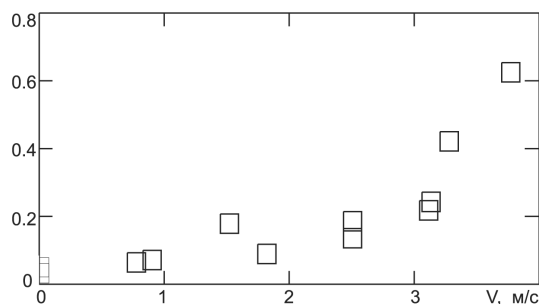


Рис. 7. Доля времени “гетерогенного” этапа горения частицы магния в зависимости от скорости вынужденной конвекции.

На рисунках 8,9,10 приведены результаты измерений влияния скорости вынужденной конвекции на интегральные (за все время реагирования) параметры горения частиц магния. На этих зависимостях “отрицательные” значения скорости обдува получены такими двумя способами: а) горящая частица обдувалась потоком воздуха против вектора естественной конвекции; б) из под частицы откачивался воздух, чем, также, создавалось движение воздуха против направления силы тяжести. Оба способа дают одинаковый результат.

Как видно из рисунков, графики имеют ось симметрии около значения скорости обдува ~ -0.4 м/с, что, в данных условиях, соответствует скорости естественной конвекции [8]. Таким образом, “симулировать” невесомость “отрицательным” обдувом не удалось и, потому, исследования горения частиц в реальной невесомости представляют актуальный интерес.

Зависимость константы горения (отношения времени горения частицы к квадрату ее диаметра) от скорости обдува (рис. 8) имеет качественно такой же вид, как был ранее получен в [10,11]. Обдув существенно сокращает время горения частицы. При этом значительно (в несколько раз) вырастает доля

окисного остатка (рис. 9). Это, вероятно, связано с наблюдаемым эффектом увеличения периода горения частицы, когда зона реагирования “садится” на частицу.

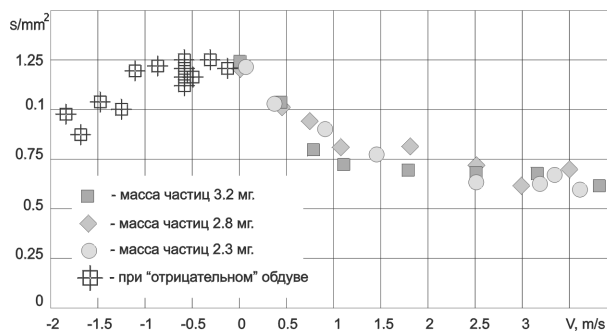


Рис. 8. Зависимость величины $\dot{m}r/d^2$ от скорости вынужденной конвекции

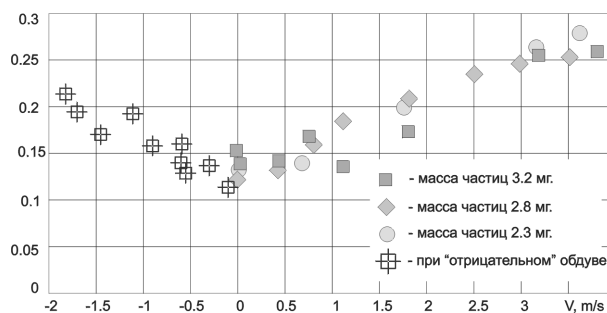


Рис. 9. Зависимость доли массы окисного остатка (относительно начальной массы частицы) от скорости вынужденной конвекции.

Новым и практически важным результатом является полученная зависимость доли лучистых теплотерь частицы M_g от скорости обдува (рис. 10). Как видно из рисунка, лучистые потери крайне чувствительны к обдуву и их величина падает от 40% полной теплоты сгорания частицы при естественной конвекции до 20% при скорости вынужденной конвекции ~ 1 м/с.

Ранее [8] было установлено, что при горении частицы магния при естественной конвекции лучистые теплотери пропорциональны начальной массе частицы, т.е. составляют некоторую долю полной теплоты сгорания частицы. В данной работе этот вывод был подтвержден и установлено, что лучистые теплотери примерно пропорциональны массе частицы и при различных фиксированных скоростях вынужденной конвекции — рис. 11,

хотя, можно отметить слабый рост доли теплотерь для частиц большего размера.

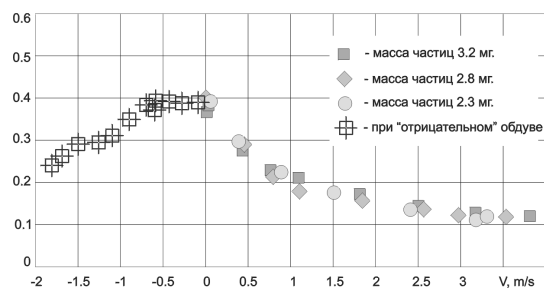


Рис. 10. Зависимость доли лучистых потерь (относительно полной теплоты сгорания) горячей частицы магния от скорости вынужденной конвекции.

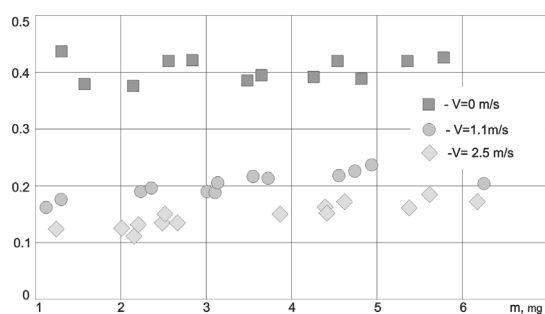


Рис. 11. Зависимость доли лучистых потерь от начальной массы частицы магния

Высокая чувствительность лучистых теплотерь к скорости обдува указывает на сильный канал возможного управления теплообменом в камере сгорания, а также о возможном канале обратной связи обеспечивающем акустическую неустойчивость (или обратно — устойчивость) работы камеры сгорания.

Выводы

Предложенная и реализованная экспериментальная методика позволила провести исследования структуры зоны горения одиночных крупных (1-2,5мм) частиц магния, реагирующих в воздухе при естественной и вынужденной конвекции.

Установлено пространственное разделение зон накопления субмикронной окиси (зоны экстинкции) и зоны собственного излучения. Получены экс-

периментальные данные по интегральным радиационным потерям, массе окисного остатка, константе горения в зависимости от скорости потока.

Полученные результаты должны быть учтены и могут служить проверкой адекватности при построении детальных теоретических моделей горения частиц легкокипящих металлов.

Интересной представляется задача проведения подобных исследований в условиях микрогравитации, что должно позволить получить данные о лучистых теплопотерях и структуре зоны горения в идеальных условиях отсутствия конвекции.

Работа выполнена при поддержке INTAS-ESA-99-0138.

Литература

1. Legrand, B., Chauveau, C., Shafirovich, E., Goldshleger, U., Carrea, E., Mounaim-Rousselle, C., Rouan, J.P., and Gokalp, I.: Combustion of Magnesium Particles in Carbon Dioxide Under Microgravity Conditions // *Journal de Physique IV*, Vol. 11, 2001, pp. 311-314.
2. Золотко А.Н., Вовчук Я.И., Полетаев Н.И. Синтез наноксидов в двухфазном ламинарных пламенах // *ФГВ*. 1996. Т.32, №3, С.262-269.
3. Бржустовский Т. Гласмен И. — В сб. Гетерогенное горение. М.: Мир. 1967.
4. Клячко Л.А. Горение неподвижной частицы легкокипящего металла // *ФГВ* 1969. Т.5, №3.
5. Лукин А.Я. Степанов А.И. Теоретическое исследование образования конденсированных продуктов при горении частицы металла // *ФГВ*. 1983. Т. 19, №4. С. 45-49
6. Law C.K. Models for Metal Particle Combustion with Extended Flame Zones // *Combustion Science and Technology* V. 12, 1976. pp. 113-124.
7. Флорко А.В., Золотко А.Н., Каминская Н.В., Шевчук В.Г. Спектральные исследования горения частицы магния // *ФГВ*. 1982. Т.18, №1. С. 17-22
8. Shoshin, Yu.L., and Altman, I.S.. Integral Radiation Energy Loss During Single Mg Particle Combustion, *Combustion Science and Technology*, Vol. 174(8), 2002, pp. 209-219.
9. Shoshin, Yu.L., and Altman, I.S.. The Radiation Heat Losses and Structure of Oxide Condensation Zone during a Mg particle Combustion // 17-th ICDERS, Heidelberg, Germany, July 25-30, 1999. p. 186 (1-4).
10. Федосеев В.А. Горение порошков магния, алюминия и их сплавов. Дис. На соиск. Уч. Ст. д-ра физ.-мат. Н. Одесса, ОГУ, 1961.
11. Деревяга М.Е., Стесик С.Н. Федорин Э.А. Режимы горения магния // *ФГВ*. 1978. Т. 14, №5. С. 3-10.

В. М. Корнілов, Ю. Л. Шошин, І. С. Альтман, К. І. Семенов

Експериментальні дослідження структури зони горіння та радіаційних втрат магнієвої частинки, що горить за умов природньої та вимушеної конвекції

Анотація

В статті представлено результати експериментального дослідження структури зони горіння поодиноких частинок магнію (1-2.5мм), які реагують у повітрі в умовах природньої та вимушеної конвекції.

Встановлено просторове розділення зон випромінювання та накопичення субмікронного окису. Представлено дані про інтегральні радіаційні втрати, маси окисного залишку, константи горіння в залежності від швидкості потоку, що обдуває частинку.

Kornilov V. N., Shoshin Yu. L., Altman I. S., Semenov K. I.

Experimental study of combustion zone structure and radiation heat losses of Mg particle burned in air under natural and forced convection

SUMMARY

The results of experimental study of combustion zone structure of Mg particle (1-2.5mm diameter) burned in air under natural and forced convection influence are presented. The spatial spacing of radiation and oxide accumulation (laser beam extinction) zones is finding. The results of radiation losses, oxide residual mass, burning constant as function of forced convection velocity are presented.

УДК 539

Р. О. Бобров, А. В. Затовский

Одесский национальный университет им. И. И. Мечникова

Тепловые возбуждения вязкой капли

Изучены тепловые флуктуации гидродинамических полей капли сжимаемой жидкости, взвешенной в сжимаемом растворителе, с учетом малых изменений концентрации ПАВ (поверхностно-активное вещество) на границе раздела. В качестве независимых динамических переменных используются малые амплитудные отклонения от равновесной формы поверхности и концентрации ПАВ на этой поверхности. Найдены временные корреляторы этих переменных с учетом квадрупольных и октупольных отклонений.

1. Введение

Низкочастотные коллективные возбуждения мицелл и везикул проще всего описывать феноменологически, моделируя их слабым раствором капель жидкости, взвешенных в среде растворителя, с которым они не смешиваются. Структуре и равновесным физическим свойствам мицелл и микроэмульсий посвящено большое количество работ [1-5]. В этих работах изучались законы дисперсии возбуждений, связанных с релаксацией формы поверхности мицелл к равновесной, или капиллярные возбуждения сферических везикул. Основное внимание уделялось мицеллам и везикулам, моделируемым несжимаемой жидкостью, и флуктуациям локальных величин, тесно привязанных к флуктуациям отклонения формы от сферической. Среди коллективных возбуждений можно выделить два вклада, один из которых связан с объемными гидродинамическими модами, другой с поверхностными, закон дисперсии которых определяется локальной поверхностной энергией мицелл или везикул и гидродинамическими течениями в приповерхностном слое.

В настоящем сообщении изучены тепловые флуктуации гидродинамических полей капли сжимаемой жидкости, взвешенной в сжимаемом растворителе, с учетом малых изменений концентрации ПАВ на границе раздела. В качестве независимых динамических переменных используются малые амплитудные отклонения от равновесной формы поверхности и концентрации ПАВ на этой поверхности. Найдены временные корреляторы этих переменных с учетом квадрупольных и октупольных отклонений.

2. Уравнения движения и граничные условия

Будем считать, что уравнения движения для флуктуационных полей скорости \vec{V} и плотности являются линеаризованными уравнениями Навье — Стокса с постоянными коэффициентами сдвиговой и объёмной вязкости [1], [6-9]

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \delta\rho + \rho \operatorname{div} \vec{V} &= 0, \\ \rho \frac{\partial V_l}{\partial t} &= -c^2 \nabla_l \delta\rho - \eta \operatorname{rot}_l \operatorname{rot} \vec{V} + \left(\frac{4}{3} \eta + \zeta \right) \nabla_l \operatorname{div} \vec{V}, \end{aligned} \quad (2.1)$$

где c — скорость звука, ρ — равновесная плотность. Сопоставим индекс 1 внутренней части капли, а индекс 2 внешней — растворителю. Предположим, что поверхность границы раздела испытывает малые отклонения вблизи сферы радиуса R_0 , эти радиальные отклонения представим в виде разложения по сферическим гармоникам

$$R(\theta, \varphi, t) = R_0 \left(1 + \sum_{lm} u_{lm}(t) Y_{lm}(\theta, \varphi) \right), \quad l \geq 2, \quad (2.2)$$

индекс m пробегает значения от $-l$ до l . В нашем феноменологическом описании граница раздела считается бесконечно тонкой и характеризуется плотностью поверхностной энергии ε^s , которую можно представить в виде разложения по локальным радиусам кривизны R_1 и R_2 границы раздела [6]:

$$\varepsilon^s = \alpha - \beta \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) + \frac{k}{2} \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_1} \right)^2 + \frac{\bar{k}}{R_1 R_2}. \quad (2.3)$$

Это разложение необходимо учитывать в условиях экстремально малых значений коэффициента поверхностного натяжения α при добавлении в смесь нерастворимых жидкостей ПАВ. Подробное обсуждение разложения (2.3) представлено в [1]. Отметим лишь, что для мицелл можно считать $\beta > 0$, если радиус кривизны отсчитывается изнутри мицеллы. Для везикулы $\beta = 0$, а разложение имеет физический смысл, если $k > 0$ и $2k + \bar{k} > 0$.

При малых отклонениях формы поверхности (2.2) от сферической поверхностная энергия с точностью до членов второго порядка по амплитудам u_{lm} отклонения имеет вид

$$E^s = \frac{R_0^2}{2} \sum_{l,m} \alpha_l (l-1)(l+2) |u_{lm}|^2, \quad l \geq 2, \quad (2.4)$$

где введено обозначение

$$\alpha_l = \alpha - \frac{2\beta}{R_0} + \frac{kl(l+1)}{R_0^2}.$$

При наличии ПАВ коэффициент поверхностного натяжения является функцией концентрации этого вещества. Известно, что при добавлении ПАВ коэффициент поверхностного натяжения понижается. Малые отклонения концентрации от равновесной представим в виде разложения по сферическим гармоникам

$$n^s(\theta, \varphi) = n^s + \delta n^s = n^s \left(1 + \sum_{lm} v_{lm} Y_{lm}(\theta, \varphi) \right), \quad l \geq 1. \quad (2.5)$$

Наличие на границе раздела капли и растворителя адсорбированного вещества может существенно изменить гидродинамические свойства поверхности раздела. При изменении формы поверхности капли, сопровождающем движение объёмных жидкостей, происходит растяжение или сжатие этой поверхности, что приводит к возникновению дополнительных поверхностных сил, которые нужно учесть в граничных условиях. Граничные условия существенно дополняются членами, зависящими от поверхностной плотности импульса и кривизны

$$\bar{V}_1 = \bar{V}_2 = \bar{V}^s, \quad V_r^s = \dot{r}, \quad (2.6)$$

$$\rho_s \frac{\partial V_r^s}{\partial t} + \sum_{lm} \frac{\alpha_l}{R_0} (l(l+1) - 2) u_{lm} Y_{lm} = \delta p_1 - \delta p_2 + \sigma_{rr}^{(2)} - \sigma_{rr}^{(1)}, \quad (2.7)$$

$$\rho_s \frac{\partial V_t^s}{\partial t} = (\sigma_{ik} n_k)_t^{(2)} - (\sigma_{ik} n_k)_t^{(1)} + \frac{\partial \alpha}{\partial n^s} \nabla_t \delta n^s, \quad (2.8)$$

$$\frac{\partial \delta n^s}{\partial t} + n^s \nabla_t V_t^s = 0, \quad (2.9)$$

здесь введены обозначения

$$\sigma_{rr}^{(j)} = 2\eta_j \frac{\partial V_{jr}}{\partial r} + \left(\zeta_j - \frac{2}{3} \eta_j \right) \text{div} \bar{V}_j, \quad (2.10)$$

$$(\sigma_{ik} n_k)_t^{(j)} = \eta_j \left(\frac{\partial}{\partial r} - \frac{1}{r} \right) V_{jt} + \eta_j \nabla_j V_{jr}.$$

Уравнения (2.8) и (2.7) представляют собой законы сохранения плотности импульса для двух составляющих. Поскольку линейное приближение подразумевает малость смещений u_m по сравнению с единицей, то все граничные условия следует рассматривать при $r = R_0$. Удобно перейти к фурье — компонентам по времени, оставляя для них прежние обозначения и заменяя дифференцирование по времени умножением на $-i\omega$.

Подробное решение такой задачи предложено в работах [1], [7-9] мы лишь представим результат. Поле скорости было представлено в виде разложения по ортогональным векторным сферическим функциям $\bar{P}, \bar{B}, \bar{C}$:

$$\bar{V}_1(\vec{r}, \omega) = \sum_{\lambda} (\bar{P}_{\lambda}(\theta, \varphi) F_{1\lambda}(r, \omega) + \bar{B}_{\lambda}(\theta, \varphi) G_{1\lambda}(r, \omega) + \bar{C}_{\lambda}(\theta, \varphi) H_{1\lambda}(r, \omega)),$$

$$\lambda = l, m. \quad (2.11)$$

Для внутренней области конечное решение при $r = 0$ имеет вид

$$F_1 = C_1^L j_l'(k_{\parallel} r) + C_1^N \frac{l(l+1)}{k_{\perp} r} j_l(k_{\perp} r), \quad (2.12a)$$

$$G_1 = \sqrt{l(l+1)} \left[C_1^L \frac{j_l(k_{\parallel} r)}{k_{\parallel} r} + C_1^N \left(j_l'(k_{\perp} r) + \frac{j_l(k_{\perp} r)}{k_{\perp} r} \right) \right], \quad (2.12b)$$

$$H_1 = \sqrt{l(l+1)} C_1^M j_l(k_{\perp} r), \quad (2.12в)$$

где $j_l'(x) = \frac{\partial j_l(x)}{\partial x}$ и введены обозначения

$$k_{\perp} = \left(\frac{i\omega\rho}{\eta_1} \right)^{1/2}, \quad k_{\parallel} = \frac{\omega}{c_1} \left(1 - \frac{i\omega v_{\parallel}}{c_1^2} \right)^{-1/2}, \quad v_{\parallel} = \frac{1}{\rho} \left(\zeta + \frac{4}{3} \eta \right).$$

Решения для внешней области, соответствующие слабозатухающим продольным волнам и затухающим поперечным волнам, получаются заменой индекса 1 на 2 и функций Бесселя на функции Ханкеля первого рода $h_l^{(1)}$ [6-9]. Константы в (2.12a)-(2.12в) определяются из граничных условий (2.6-2.9).

3. Потенциальная энергия и диссипативная функция

Построим диссипативную функцию, обусловленную поверхностными напряжениями, и потенциальную энергию для гамильтониана системы, а в последующем для уравнений движений, характеризующих рассматриваемую систему. Диссипативная функция в общем виде имеет вид

$$Q = -\oint ds \left[V_i^{(1)} \sigma_{ik}^{(1)} n_k - V_i^{(2)} \sigma_{ik}^{(2)} n_k \right]. \quad (3.1)$$

Воспользовавшись выражением (1.10) и (1.11) получаем:

$$\sigma_k \bar{n} = \eta \sum_{lm} \left[2F'_{lm} \bar{P}_{lm} + \left(G'_{lm} - \frac{G_{lm}}{r} + \sqrt{l(l+1)} \frac{F_{lm}}{r} \right) \bar{B}_{lm} + \left(H'_{lm} - \frac{H_{lm}}{r} \right) \bar{C}_{lm} \right]. \quad (3.2)$$

В дальнейшем для удобства знак суммы опустим, но будем помнить, что происходит суммирование по всем индексам l и m .

Проведем оценку величины аргументов Бесселевых функций при

$$R_0 \sim 10^{-8} (M), \quad \rho \sim 10^3 (\kappa z / M^3), \quad \omega \sim 10^8 \div 10^{10} (1/c), \quad \eta_1 \sim 10 (\kappa z / M \cdot c),$$

$$\eta_2 \sim 10^{-1} (\kappa z / M \cdot c), \quad c \sim 10^3 (M/c).$$

В этом случае $|k_{\perp} R_0| \sim 10^{-2} \ll 1$, $|k_{\parallel} R_0| \sim 10^{-2} \ll 1$, что позволяет в дальнейшем ограничиваться лишь главными членами разложения функций Бесселя и Ханкеля. Согласно [10,11]

$$j_l(x) |_{x \rightarrow 0} \approx \frac{x^l}{2^l \Gamma(1+l)}, \quad h_l^{(1)}(x) |_{x \rightarrow 0} \approx \mp i \left(\frac{2}{x} \right)^l \frac{\Gamma(l)}{\pi}, \quad (3.3)$$

$$x \frac{j'_l(x)}{j_l(x)} \approx l - \frac{x^2}{2l+3}, \quad x \frac{h_l^{(1)'}(x)}{h_l^{(1)}(x)} \approx \frac{x^2}{2l-1} - l \quad \text{при } |x| \ll 1.$$

Выразим диссипативную функцию через динамические переменные u_{lm} и v_{lm} , для этого воспользуемся выражениями (3.1)-(3.3) и граничными условиями. Для внутренней области с учетом ортогональности векторных сферических функций $\bar{P}, \bar{B}, \bar{C}$ [12] получаем

$$F_{lm} = -i R_0 u_{lm} \omega, \quad F'_{lm} = -i(l-1) u_{lm} \omega,$$

$$G_{lm} = -i \frac{1}{\sqrt{l(l+1)}} R_0 v_{lm} \omega, \quad G'_{lm} = -i \frac{(l-1)}{\sqrt{l(l+1)}} v_{lm} \omega,$$

$$Q_{\text{внутр.}} = -4\pi \frac{\eta_1 R_0^3}{2l+1} \left[2(l-1) |\dot{u}_{lm}|^2 + \frac{(l-2)}{l(l+1)} |\dot{v}_{lm}|^2 + \frac{1}{2} (\dot{u}_{lm}^* \dot{v}_{lm} + \dot{u}_{lm} \dot{v}_{lm}^*) \right]. \quad (3.4)$$

Заметим, что члены, содержащие H_{lm} и H'_{lm} , не рассматриваются, так как они не выражаются через u_{lm} и v_{lm} и, следовательно, они войдут в Гамильтониан в виде констант, а при построении уравнения движения вообще

выпадут. Аналогичным образом получаем диссипативную функцию для внешней части задачи

$$F_{lm} = -iR_0 u_{lm} \omega, \quad F'_{lm} = i(l+1)u_{lm} \omega,$$

$$G_{lm} = -i \frac{1}{\sqrt{l(l+1)}} R_0 v_{lm} \omega, \quad G'_{lm} = i \frac{(l+1)}{\sqrt{l(l+1)}} v_{lm} \omega,$$

$$Q_{внеш.} = -4\pi \frac{\eta_2 R_0^3}{2l+1} \left[2(l+1)|\dot{u}_{lm}|^2 + \frac{(l+2)}{l(l+1)} |\dot{v}_{lm}|^2 - \frac{1}{2} (\dot{u}_{lm}^* \dot{v}_{lm} + \dot{u}_{lm} \dot{v}_{lm}^*) \right].$$

Полная диссипативная функция представляет собой сумму двух вкладов от внутренней и внешней части задачи, так что

$$Q = -\frac{4\pi R_0^3}{2l+1} \left(2(\eta_1(l-1) + \eta_2(l+1)) |\dot{u}_{lm}|^2 + \right. \\ \left. + \left(\eta_1 \frac{(l-2)}{l(l+1)} + \eta_2 \frac{(l+2)}{l(l+1)} \right) |\dot{v}_{lm}|^2 - \frac{1}{2} (\eta_1 - \eta_2) (\dot{u}_{lm}^* \dot{v}_{lm} + \dot{u}_{lm} \dot{v}_{lm}^*) \right). \quad (3.5)$$

Найдем теперь потенциальную энергию. Потенциальная энергия деформации капли при малых отклонениях поверхности от сферической полностью определяется произведением приращения площади поверхности и коэффициента поверхностного натяжения $\sigma_0 \equiv \alpha$. Как выше было упомянуто, σ_0 является функцией от концентрации ПАВ. Поэтому можно разложить σ_0 по концентрации ПАВ и ограничиться вкладами, дающими первые квадратичные члены от динамических переменных u_{lm} и v_{lm}

$$U = \int \frac{\left(\sigma_0 + \frac{\partial \sigma}{\partial n_s} n_s + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \sigma}{\partial n_s^2} n_s^2 \right) \left(1 + \sum_{lm} u_{lm} Y(\theta, \varphi) \right)^2 R_0^2}{\sqrt{1 + \frac{1}{R^2} \left(\frac{\partial R}{\partial \theta} \right)^2 + \frac{1}{R^2 \sin^2 \theta} \left(\frac{\partial R}{\partial \varphi} \right)^2}} d\Omega, \quad (3.6)$$

где $d\Omega = \sin \theta d\theta d\varphi$. Корень в выражении (3.6) определяет элемент поверхности, по которой производится интегрирование — это радиальная часть сферического орта. С точностью до малых второго порядка получаем

$$U = \int \left(\sigma_0 + \frac{\partial \sigma}{\partial n_s} n_s + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \sigma}{\partial n_s^2} n_s^2 \right) \times \\ \times \left[\left(1 + \sum_{lm} u_{lm} Y(\theta, \varphi) \right)^2 - \frac{1}{2} \left| \sum_{lm} u_{lm} \frac{\partial Y_{lm}}{\partial \theta} \right|^2 - \frac{1}{2} \left| \sum_{lm} u_{lm} \frac{\partial Y_{lm}}{\partial \varphi} \right|^2 \right] R_0^2 d\Omega.$$

Воспользовавшись явным выражением (2.5) и ограничившись квадратичными членами, находим:

$$U = R_0^2 \frac{(l+2)(l-1)}{2} \left(\sigma_0 - B_0 + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \sigma}{\partial n_s^2} n_s^2 \right) |u_{lm}|^2 + \\ + R_0^2 \left(-B_0 + \frac{\partial^2 \sigma}{\partial n_s^2} n_s^2 \right) (u_{lm} v_{lm}^* + u_{lm}^* v_{lm}) + R_0^2 \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \sigma}{\partial n_s^2} n_s^2 |v_{lm}|^2. \quad (3.7)$$

4. Уравнения Ланжевена и временные корреляционные функции

Перепишем выражения (3.7) и (3.5) в более удобном виде. Опустим индексы l и m , и знаки суммирования

$$Q = -\left(a_1 |u|^2 + b_1 |v|^2 + c_1 (u^* v + u v^*) \right), \quad (4.1a)$$

$$U = a_2 |u|^2 + b_2 |v|^2 + c_2 (u v^* + u^* v), \quad (4.1б)$$

где

$$a_1 = \frac{8\pi R_0^3}{2l+1} (\eta_1(l-1) + \eta_2(l+1)); \quad b_1 = \frac{4\pi R_0^3}{2l+1} \left(\eta_1 \frac{(l-2)}{l(l+1)} + \eta_2 \frac{(l+2)}{l(l+1)} \right);$$

$$c_1 = \frac{2\pi R_0^3}{2l+1} (\eta_1 - \eta_2); \quad a_2 = R_0^2 \frac{(l+2)(l-1)}{2} \left(\sigma_0 - B_0 + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \sigma}{\partial n_s^2} n_s^2 \right);$$

$$b_2 = R_0^2 \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \sigma}{\partial n_s^2} n_s^2; \quad c_2 = R_0^2 \left(-B_0 + \frac{\partial^2 \sigma}{\partial n_s^2} n_s^2 \right).$$

Лагранжиан системы полностью определяется потенциальной энергией,

следовательно, уравнения движения принимают вид $\left(-\frac{\partial U}{\partial q} = \frac{\partial Q}{\partial \dot{q}} \right)$, где q — совокупность всех переменных, а инерциальными эффектами будем пренебрегать).

$$\begin{cases} 2a_1\dot{u} - c_1\dot{v} - 2a_2u - c_2v = 0, \\ c_1\dot{u} - 2b_1\dot{v} + c_2u + 2b_2v = 0. \end{cases} \quad (4.2)$$

Добавим начальные условия:

$$u(0) = u_0, \quad v(0) = v_0. \quad (4.3)$$

Таким образом, мы получили замкнутую систему обыкновенных дифференциальных уравнений с начальными условиями. Перепишем эту систему уравнений (4.2) в фурье представлении с учетом начальных условий (4.3):

$$\begin{cases} 2(-i\omega a_1 - a_2)u_\omega + (-i\omega c_1 - c_2)v_\omega = 2a_1u(0) - c_1v(0), \\ (-i\omega c_1 + c_2)u_\omega + 2(-i\omega b_1 + b_2)v_\omega = c_1u(0) - 2b_1v(0). \end{cases} \quad (4.4)$$

Решение (4.4) можно представить в виде:

$$u_\omega = \Delta_1 / \Delta, \quad v_\omega = \Delta_2 / \Delta, \quad \Delta = (c_1^2 - 4a_1b_1)(i\omega + \gamma_1)(i\omega + \gamma_2), \quad (4.5)$$

где Δ — детерминант алгебраической системы уравнений, $\Delta_{1,2}$ — детерминант, который получается заменой одного из столбцов столбцом свободных членов, и

$$\begin{aligned} \gamma_{1,2} = \frac{1}{(-c_1^2 + 4a_1b_1)} \{c_1c_2 + 2(a_1b_2 + a_2b_1) \pm \\ \pm \sqrt{[c_1c_2 + 2(a_1b_2 + a_2b_1)]^2 - (c_2^2 - 4a_2b_2)(c_1^2 - 4a_1b_1)}\}. \end{aligned}$$

Построим временные корреляционные функции амплитуд отклонений поверхности и плотности ПАВ

$$\begin{aligned} \varphi_{uu} &= \langle u(t)u^*(0) \rangle, \quad \varphi_{uv} = \langle u(t)v^*(0) \rangle, \\ \varphi_{vu} &= \langle v(t)u^*(0) \rangle, \quad \varphi_{vv} = \langle v(t)v^*(0) \rangle. \end{aligned} \quad (4.6)$$

Воспользуемся выражением (4.5) и найдем, например, первый из них. После простых преобразований находим:

$$\begin{aligned} \varphi_{uu}(t) = \left[\langle |u_0|^2 \rangle \frac{4a_1b_2 + c_1c_2}{4a_1b_1 - c_1^2} + \langle v_0u_0^* \rangle \frac{2(c_1b_2 + c_2b_1)}{4a_1b_1 - c_1^2} \right] \times \\ \times \frac{e^{-\gamma_2 t} - e^{-\gamma_1 t}}{\gamma_1 - \gamma_2} - \langle |u_0|^2 \rangle \frac{\gamma_1 e^{-\gamma_1 t} - \gamma_2 e^{-\gamma_2 t}}{\gamma_1 - \gamma_2}. \end{aligned} \quad (4.7)$$

Заметим, что в корреляционную функцию (4.7) входят два времени релаксации $1/\gamma_1$ и $1/\gamma_2$, что связано с тем, что на поверхности рассматриваемой нами капли есть два процесса — релаксация к равновесной форме и релаксация к равновесной плотности ПАВ. Амплитудные значения равновесных средних легко определяются по (4.16). Аналогичный вид имеют и другие корреляционные функции.

Таким образом, нами изучены низкочастотные динамические свойства слабого раствора мицелл или везикул, моделируемых сжимаемой вязкой каплей. Для такой капли существенными являются коллективные моды поверхностных и объемных возбуждений концентрации ПАВ. Построены уравнения движения, описывающие одновременно квадрупольные и октупольные колебания капли, и временные корреляционные функции динамических переменных, характеризующих малые отклонения формы поверхности от равновесной и плотности ПАВ на границе раздела.

Литература

1. Sparling L.C., Sedlak J.E. Dynamic equilibrium fluctuations of fluid droplet / *Physical Review A*. 1989. V.39, № 3. P. 1351-1364.
2. Chevalier Y., Zemb T. The structure of micelles and microemulsions // *Rep. Prog. Phys.* 1990. V.53. P.279-371.
3. Van der Linder E., Bedeaux D. Dynamics of microemulsion droplets // *Physica A*. 1989. V.162. P.99-110.
4. Затовский А.В., Клишко В.Ю., Колесниченко Е.З. Тепловые возбуждения несжимаемой капли в растворе // *Физика жидкого состояния*. 1990. №18. С.19-25.
5. Gang Hu, Krall A.H., Weitz D.A. Thermal fluctuations of the shapes of droplets in dense and compressed emulsions // *Physical Review E*. 1995. V.52, № 6. P.6289-6303.
6. Затовский А.В., Клишко В.Ю. Тепловые коллективные возбуждения макромолекул и эффект Мессбауэра // *Молекулярная биология*. 1989. Т.23, Вып. 4. С.1091-1100.
7. Затовский А.В., Звелиндовский А.В., Лисы В. Коллективные возбуждения мицелл и везикул // *Журнал технической физики*. 1993. Т.63, №1. С.151-161.
8. Lisy V., Zатовsky A.V., Zvelindovsky A.V. Hydrodynamic fluctuations of spherical micelles and vesicles // *Physica A*. 1992. V.183. P.262-278.
9. Затовский А.В., Звелиндовский А.В. Тепловые возбуждения мицелл с переносом поверхностно-активного вещества // *Журнал физической химии*. 1994. Т.68, №6. С.1026-1031.
10. Lisy V. On the surface vibration spectra of micelles and vesicles // *Physics Letters A*. 1990. V.150, № 2. P.105-112.

11. Лебедев Н.Н. Специальные функции и их приложение. М.: Наука, 1953. 380 с.
12. Морс Ф.М., Фешбах Г. Методы теоретической физики. М.: ИЛ, Т.2. 1960. 886 с.

Р. О. Бобров, О. В. Затовський
Теплові збудження в'язкої краплини

АНОТАЦІЯ

Вивчено теплові флуктуації гідродинамічних полів краплі стисливої рідини, зваженої в стисливому розчиннику, з урахуванням малих змін концентрації ПАР (поверхнева активна речовина) на границі розділу. У якості незалежних динамічних перемінних використовуються малі амплітудні відхилення від рівноважної форми поверхні і концентрації ПАР на цій поверхні. Знайдено тимчасові корелятори цих перемінних з обліком квадрупольних і октупольних відхилень.

Bobrov R. O., ZatoVsky A. V.
Thermal excitation of a viscous drop

SUMMARY

Thermal fluctuations of hydrodynamical fields of a drop of the compressed liquid weighed in compressed solvent are investigated, in view of small changes of concentration of SAS on border of the unit. As independent dynamic variables small amplitude deviations from the equilibrium form of a surface and concentration of SAS on this surface are used. Time correlators of these variables take into account quadrupole and oktopole deviations are found.

С. В. Коваль, С. С. Коваль

*Николаевский учебно-научный центр Одесского национального университета
им. И.И. Мечникова, г. Николаев*

Учет изменения теплофизических характеристик системы в задачах моделирования фазовых переходов

Создана методика расчета изменения теплопроводности и теплоемкости двухкомпонентной системы в интервале температур солидус–ликвидус. Установлена зависимость теплофизических свойств системы как функция от температуры и состава сплава. Результаты разработанной методики могут быть использованы при изучении процессов формирования внутренней структуры литых образцов.

Создание математических моделей процесса затвердевания металлических многокомпонентных систем требует учета изменения их теплофизических свойств. Теплоперенос при кристаллизации от поверхности затвердевшей фазы при формировании кристаллической структуры образца происходит через нее к стенке изложницы. Кинетика приведенного процесса оказывает определяющее влияние на физико-химические свойства слитка. Его внутренняя структура зависит, прежде всего, от интенсивности снятия теплоты перегрева и скорости кристаллизации расплава, которая характеризуется температурным градиентом перед границей затвердевания двухфазной системы. Размер двухфазной области зависит от интервала метастабильности сплава, который можно представить как суперпозицию интервалов метастабильности двухкомпонентных систем растворитель-примесь, скорости передвижения изотерм и распределения концентрации примесных компонентов вблизи поверхности кристаллизации.

Целью работы является создание методики расчета теплопроводности и теплоемкости сплава на различных этапах кристаллизации.

Зависимость теплопроводности сплава от концентрации компонентов и их теплопроводности, согласно [1]

$$\lambda = \sum_{p=1}^n \frac{r_p}{r} \lambda_p = \frac{\sum_{p=1}^n \lambda_p C_{0p}}{\sum_{p=1}^n \mu_p} = \mu \sum_{p=1}^n \frac{C_{0p} \lambda_p}{\mu_p}, \quad (1)$$

где r_p — число киломолей p -го компонента; r — число киломолей всего сплава

ва; C_{0p} — массовая концентрация p -го компонента; μ_p — молярная масса компонента;

$$\mu = \frac{1}{\sum_{p=1}^n \frac{C_{0p}}{\mu_p}} \text{ — кажущаяся молекулярная масса сплава.}$$

Тогда для двухкомпонентной системы $Fe-C$, согласно (1), теплопроводность (ijk) элемента запишется так:

$$\lambda_{ijk} = \frac{\mu_C \lambda_{Fe} (1 - C_{ijk}^T) + \lambda_C \mu_{Fe} C_{ijk}^T}{\mu_C (1 - C_{ijk}^T) + \mu_{Fe} C_{ijk}^T}, \quad (2)$$

где C_{ijk}^T — концентрация компонента в (ijk) выделенном элементе.

Моделирование фазовых переходов в конденсированных средах наиболее рационально производить методом конечных элементов. Преимущество данного метода заключается в том, что элементарный объем можно рассматривать как макроскопическую систему с сосредоточенными параметрами. При этом температурное поле во всем образце будет являться функцией пространства и времени. Для определения тепловых потоков через выделенный элемент (ijk) твердой фазы воспользуемся электрической аналогией для теплопроводности [2]:

$$q_{ijk} = \frac{\Delta T_{ijk}}{R_{ijk}}, \quad (3)$$

где $\Delta T_{ijk} = T_{ijk}'' - T_{ijk}'$ — перепад температур на границе элемента (ijk) (термический потенциал); T_{ijk}' , T_{ijk}'' — температура твердой фазы на входе и выходе из (ijk) элемента; R_{ijk} — термическое сопротивление полностью затвердевшей ячейки.

В двухфазной области, вокруг растущего дендрита формируется диффузионный пограничный слой, теплопередача в котором осуществляется только кондуктивным способом. Для кондуктивного переноса тепла термическое сопротивление, согласно [3], запишется так:

$$R_\lambda = \frac{\Delta y}{f \lambda}, \quad (4)$$

где Δy — расстояние между соответствующими точками сплошной среды; f — площадь поверхности контакта; λ — определяемый коэффициент теплопроводности металла.

Термическое сопротивление твердой фазы, закристаллизовавшейся за промежуток времени Δt , с учетом (2), в выделенном элементе:

$$R_{(\tau)ijk} = \frac{\Delta \varepsilon_{ijk} \Delta y}{\Delta x \Delta z \lambda_{ijk}}, \quad (5)$$

где $\Delta \varepsilon_{ijk}$ — относительное количество твердой фазы [4], закристаллизовавшейся за промежуток времени Δt , в выделенном элементе Δx , Δy , Δz — линейные размеры выделенного элемента; λ_{ijk} — теплопроводность твердой фазы, закристаллизовавшейся за данный промежуток времени.

Тогда результирующее термическое сопротивление закристаллизовавшегося элемента выразится следующим образом:

$$R_{ijk} = \sum_{p=1}^n \frac{\Delta \varepsilon_{(ijk)p} \Delta y}{\Delta x \Delta z \lambda_{(ijk)p}}. \quad (6)$$

Зависимость теплоемкости (ijk) элемента дендритной ячейки от концентрации компонента, согласно [1], выразится так:

$$c_{ijk} = \sum_{p=1}^n C_{0p} c_p, \quad (7)$$

где c_p — теплоемкость p -го компонента смеси.

Уравнения (2), (3), (5) — (7) образуют систему, которая может быть использована при построении математических моделей фазовых переходов в металлических конденсированных средах. Существующие модели фазовых переходов [5,6] принимают свойства системы либо постоянными, либо экспериментальные данные аппроксимируются по реперным точкам.

Экспериментально установлено, что теплопроводность сплавов вблизи температур солидус–ликвидус изменяется ступенчато. Проведенная компьютерная симуляция (рис. 1.а) позволила сравнить данные расчета с данными по замеру теплопроводности сплава AISI_1008 проведенные в Удмуртском государственном университете (УГУ), Россия. Видно, что в диапазоне температур солидус–ликвидус при понижении температуры наблюдается снижение теплопроводности сплава. Удовлетворительное совмещение результатов эксперимента и компьютерной симуляции свидетельствует об адекватности принятой методики расчета.

Преимущество разработанной схемы учета изменения теплофизических свойств системы состоит в том, что рассматриваемые параметры являются функциями температуры, времени и концентрации. На рис. 1.б. изображена зависимость теплопроводности выделяющейся твердой фазы в элементе двухфазной области сплава AISI_1008 от времени. Характер изменения теплопроводности для различных слоев неодинаков, что позволяет исследовать

кинетику формирования внутренней структуры в данной области. Разработанная методика расчета может быть использована при построении математических моделей неравновесной кристаллизации сплавов.

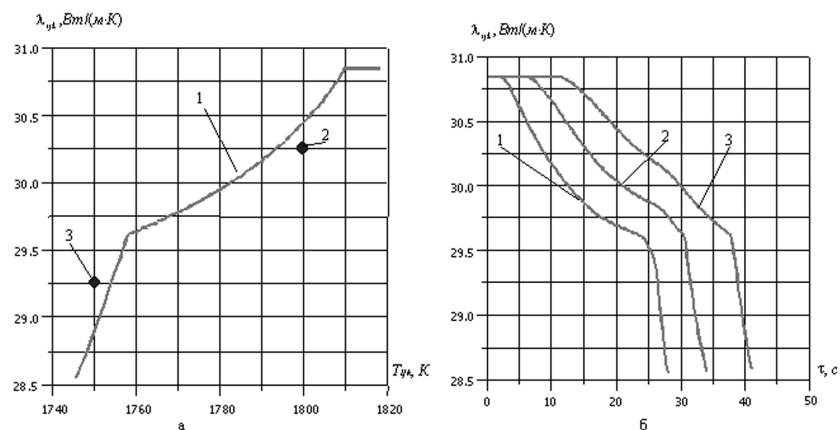


Рис.1 а). Зависимость теплопроводности сплава AISI_1008 от температуры. (1 — данные расчета; 2, 3 — данные эксперимента, проведенного в УГУ); б). Зависимость теплопроводности, выделяющейся твердой фазы в элементе (*ijk*) сплава AISI_1008 от времени.(1-4 элемент, 2-6 элемент, 3-8 элемент).

Литература

1. Хоблер Т. Теплопередача и теплообменники. — Л.:ГХИ, — 1961., 820с.
2. Ф.Крейт, У.Блек Основы теплопередачи. — М.: Мир, 1983. — 512с.
3. Лыков А.В. Теория теплопроводности. М.: Высшая школа, 1967. 600с.
4. Мочалов А.А., Коваль С.С. Математическая модель неравновесной кристаллизации двухкомпонентного сплава (укр.) // Науковий вісник Миколаївського державного педагогічного університету. Випуск 1, 1999, С249-252.
5. Недопекин Ф.В. Математическое моделирование гидродинамики и теплопереноса в слитках. — Ижевск, “Удмуртский ун-т.”, 1995, 236с.
6. Кан Р.У., Хаазен П. Физическое металловедение: в 3т. Т2: Фазовые превращения в металлах и сплавах и сплавы с особыми физическими свойствами. — М.: Металлургия. 1987.

С. В. Коваль, С. С. Коваль

**Врахування зміни теплофізичних характеристик системи
в задачах моделювання фазових переходів**

АНОТАЦІЯ

Створена методика розрахунку зміни теплопровідності та теплоємності в інтервалі температур солідус–ліквідус. Встановлено залежність теплофізичних властивостей системи, як функція від температури та концентрації сплаву. Результати розробленої методики можуть бути використані при дослідженні процесів формування внутрішньої структури литих зразків.

Koval S. V., Koval S. S.

**The calculating of heat-physics properties change in phase transition
modeling problem**

SUMMARY

The calculating methodic of heat conductor and heat capacity change of double component system in solidus–liquidus temperature interval is developed. The dependencies of heat-physics system properties on temperature and concentration are computed. The describing methodic can be used for studying the inside structure forming process of cast pattern.

В. В. Калинин, С. Г. Орловская, О. Н. Гулеватая

Одесский национальный университет им. И. И. Мечникова

Высокотемпературный теплообмен и самопроизвольное потухание пористой углеродной частицы в воздухе

В работе выяснены закономерности временных зависимостей плотности, диаметра и температуры пористой углеродной частицы в нагретом воздухе с учетом стефановского течения и параллельных химических реакций на ее поверхности. Определены критические значения плотностей и диаметров пористой углеродной частицы, при которых происходит самопроизвольный переход с высокотемпературного режима теплообмена (ТМО) на низкотемпературный. Впервые исследовано влияние начального диаметра на критические значения плотности пористых углеродных частиц, характеризующих их потухание.

В данной работе проведен анализ воспламенения, горения и самопроизвольного потухания пористых углеродных частиц в нагретом воздухе с учетом естественной конвекции и стефановского течения, неизбежно возникающего при протекании параллельных химических реакций на их поверхности $C + O_2 \xrightarrow{k_1} CO_2$ (I), $2C + O_2 \xrightarrow{k_2} 2CO$ (II). При определении суммарной скорости химического превращения углеродной частицы в результате реакций (I) и (II) и плотности химического тепловыделения учтем изменение плотности пористой частицы, коэффициента внутренней диффузии и удельной поверхности пор.

Внутреннее реагирование на поверхности пор приводит к уменьшению плотности частицы с течением времени согласно уравнению

$$-\frac{1}{6}d \frac{\partial \rho}{\partial t} = W_{c,v} = \frac{M_c}{M_{O_2}}(k_1 + 2k_2)\rho_g \frac{F_v d}{6} \langle C_{O_2} \rangle_v, \quad \rho(t=0) = \rho_b \quad (1)$$

$$k_1 = k_{0,1} \exp\left(-\frac{E_1}{RT}\right), \quad k_2 = k_{0,2} \exp\left(-\frac{E_2}{RT}\right).$$

Здесь $W_{c,v}$ — скорость химического реагирования на внутренней поверхности углеродной частицы, кг/(м²с); t — время, с; d — диаметр частицы, м; ρ — плотность частицы, кг/м³; ρ_g — плотность газа, кг/м³; k_1, k_2 — константы скоростей химических реакций (I) и (II), соответственно, м/с;

$k_{0,1}$, $k_{0,2}$ — предэкспоненциальные множители, м/с; E_1 , E_2 — энергии активации, Дж/моль; T — температура частицы, К; R — универсальная газовая постоянная, Дж/(моль·К); $\langle C_{O_2} \rangle_v$ — среднее по объему частицы значение концентрации кислорода; M_C , M_{O_2} — молярные массы углерода, кислорода, кг/кмоль; F_v — удельная поверхность пор, м¹.

Уменьшение диаметра частицы обусловлено химическими реакциями на ее внешней поверхности

$$-\frac{1}{2}\rho \frac{\partial d}{\partial t} = W_{C,s} = \frac{M_C}{M_{O_2}}(k_1 + 2k_2)\rho_g C_{O_2,s}, \quad d(t=0) = d_b, \quad (2)$$

где $W_{C,s}$ — скорость химических реакций на внешней поверхности частицы, кг/(м²с); $C_{O_2,s}$ — относительная массовая концентрация кислорода на поверхности частицы.

Тогда суммарная скорость химического реагирования пористой углеродной частицы с учетом (1) и (2) имеет вид

$$W_C = W_{C,s} + W_{C,v} = \frac{M_C}{M_{O_2}}(k_1 + 2k_2) \left[1 + \frac{F_v d \langle C_{O_2} \rangle_v}{6 C_{O_2,s}} \right] \rho_g C_{O_2,s}. \quad (3)$$

Удельная поверхность пор F_v определяется порозностью частицы [2]

$$F_v = F_{vb} \frac{\Theta}{\Theta_b} \frac{\gamma}{\gamma_b}, \quad \Theta = 1 - \gamma, \quad \Theta_b = 1 - \gamma_b, \quad \gamma_b = \frac{\rho_b}{\rho_{tr}}, \quad \gamma = \frac{\rho}{\rho_{tr}},$$

где ρ_{tr} , ρ_b — истинная и начальная плотности частицы, кг/м³; F_{vb} — начальная удельная поверхность пор, м¹; Θ , Θ_b — текущая и начальная порозность частицы.

Коэффициент внутренней диффузии зависит от текущей плотности пористой частицы [2]

$$D_v = D_g (1 - \gamma)^2.$$

Для определения $C_{O_2,s}$ и $\langle C_{O_2} \rangle_v$ необходимо решить задачу внешней и внутренней диффузии [1]. В результате получим:

$$C_{O_2,s} = C_{O_2,\infty} \left(\frac{k_{ef}}{\beta} + 1 \right)^{-1}, \quad k_{ef} = k_1 + k_2 + k_v + U_{s,k} \quad (4)$$

$$\frac{\langle C_{O_2} \rangle_v}{C_{O_2,s}} = \frac{k_v}{(k_1 + k_2)} \frac{6}{F_v d} = \frac{3}{Se_v^2} (Se_v cth Se_v - 1), \quad k_v = \frac{2D_v}{d} (Se_v cth Se_v - 1), \quad (5)$$

$$U_{s,k} = \frac{M_c}{M_{O_2}} (k_1 + 2k_2) \left(1 + \frac{k_v}{k_1 + k_2} \right) C_{O_2,\infty}, \quad (6)$$

$$\beta = \frac{D_g \cdot Nu}{d}, \quad Nu = 2 + 0.54 \sqrt{Re}, \quad Re = \sqrt{0.5 Gr},$$

$$Gr = \frac{gd^3(T - T_g)}{273\nu_g^2}, \quad \nu_g = Pr \cdot a_g, \quad a_g = \frac{\lambda_g}{c_g \rho_g},$$

$$\rho_g = \rho_{g0} \frac{T_{01}}{T_{sv}}, \quad \lambda_g = \lambda_{g0} \left(\frac{T_{sv}}{T_{01}} \right)^{0.75}, \quad c_g = 1185 + 0.125(T_{sv} - T_{01}),$$

$$D_g = D_0 \left(\frac{T_{sv}}{273} \right)^{1.75}, \quad T_{sv} = \frac{T + T_g}{2},$$

где $C_{O_2,\infty}$ — концентрация окислителя на бесконечном удалении от частицы; $U_{s,k}$ — скорость стефановского течения в кинетической области, м/с; k_v — константа внутреннего реагирования, м/с; Se_v — критерий Семенова, D_v — коэффициент внутренней диффузии, м²/с; β — коэффициент массообмена, м/с; D_g — коэффициент диффузии, м²/с; Nu , Re , Gr , Pr — критерии Нуссельта, Рейнольдса, Грасгоффа и Прандтля, a_g — коэффициент температуропроводности, м²/с; λ_g — коэффициент теплопроводности газа, Вт/(м·К); c_g — удельная теплоемкость газа, Дж/(кг·К); ν_g — кинетическая вязкость газа, м²/с; T_g — температура газа, К.

Проанализируем отношение $k_v/(k_1 + k_2)$. Критерий Se_v , используя (5), представим в виде произведения двух безразмерных величин

$$Se_v^2 = \frac{3}{2} \left(\frac{(k_1 + k_2)d}{D_v} \right) \cdot \left(\frac{F_v d}{6} \right).$$

При низких температурах частицы или малых диаметрах и удельных поверхностях пор критерий $Se_v < 0.55$ (табл. 3). Тогда

$$\frac{k_v}{k_1 + k_2} = \frac{2D_v}{(k_1 + k_2)d} \left(\frac{Se_v^2}{3} \right) = \frac{F_v d}{6}. \quad (7)$$

Подставляя выражение для $\frac{k_v}{k_1 + k_2}$ в (5), получим, что $\langle C_{O_2} \rangle_v \approx C_{O_2,s}$. Для низких температур $k_{ef} / \beta < 1$ осуществляется кинетический режим реагирования, тогда $C_{O_2,s} \approx C_{O_2,\infty}$. С учетом вышесказанного суммарная скорость химического реагирования линейно увеличивается с ростом диаметра пористой частицы.

$$W_C = \frac{M_C}{M_{O_2}} (k_1 + 2k_2) \left(1 + \frac{F_v d}{6} \right) \rho_g C_{O_2,\infty}.$$

При высоких температурах $\frac{k_v}{k_1 + k_2}$ не зависит от диаметра частицы

$$\frac{k_v}{k_1 + k_2} = \sqrt{\frac{D_v \cdot F_v}{k_1 + k_2}}.$$

Временная зависимость температуры пористой частицы в потоке нагретого воздуха определяется выделением теплоты в результате химических реакций (I) и (II); теплообменом излучением с холодными стенками реакционной установки и теплообменом с газом:

$$\frac{1}{6} c \rho d \frac{\partial T}{\partial t} = q_{ch,v} + q_{ch,s} - q_g - q_w, \quad T(t=0) = T_b, \quad (8)$$

где $q_{ch,v}$, $q_{ch,s}$ — плотность тепловыделения за счет химических реакций в порах и на внешней поверхности частицы, соответственно, Вт/м²; q_g — плотность теплового потока, характеризующая теплообмен частицы с газом, Вт/м²; q_w — плотность теплового потока излучением, Вт/м²; c — удельная теплоемкость частицы, Дж/(кг·К).

Плотность теплового потока излучением находится из законов Кирхгофа и Стефана-Больцмана:

$$q_w = \varepsilon \sigma (T^4 - T_w^4), \quad (9)$$

T_w — температура стенок реакционной установки, К; ε — коэффициент черноты частицы, $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8}$ — постоянная Стефана-Больцмана, Вт/м²К⁴.

Плотность теплового потока q_g , определяется суммарным влиянием вынужденной и естественной конвекции, а так же стефановским течением [1]

$$q_g = \alpha(T - T_g) + U_s c_g \rho_g \left(\frac{T + T_g}{2} \right), \quad \alpha = c_g \rho_g \beta, \quad (10)$$

$$U_s = \frac{M_c}{M_{O_2}} (k_1 + 2k_2) \left(1 + \frac{k_v}{k_1 + k_2} \right) C_{O_2, s}, \quad (11)$$

где α — коэффициент теплообмена, Вт/м²К; U_s — скорость стефановского течения на поверхности частицы, м/с.

Суммарная плотность химического тепловыделения q_{ch} в результате реакций на внешней поверхности частицы и на поверхности пор имеет следующий вид [1]:

$$q_{ch} = q_{ch, v} + q_{ch, s} = (k_1 Q_1 + k_2 Q_2) \rho_g C_{O_2, s} \left(1 + \frac{F_v d \langle C_{O_2} \rangle_v}{6 C_{O_2, s}} \right), \quad (12)$$

где Q_1 , Q_2 — тепловые эффекты химических реакций, Дж/кгО₂.

Решение дифференциальных уравнений (1), (2) и (8) с учётом полученных аналитических выражений для скорости стефановского течения (11), концентраций кислорода на поверхности (4) и внутри (5) частицы, плотности теплового потока излучением (9), плотностей химического тепловыделения (12) и теплового потока с газом (10), позволяют проанализировать временные зависимости температуры, диаметра и плотности пористой частицы на стадиях воспламенения, горения и самопроизвольного потухания частицы с учетом стефановского течения на её поверхности.

На рис. 1 представлены временные зависимости температуры T , диаметра d , плотности ρ , эффективной плотности теплового потока $q_{ef} = q_{ch} - q_g - q_w$, для пористой углеродной частицы с начальным диаметром $d_b = 100$ мкм с учётом естественной конвекции, стефановского течения, изменения коэффициента внутренней диффузии и удельной поверхности пор в процессе горения частицы. Расчеты проводились при следующих термодинамических параметрах $Q_1 = 12337.5$, $Q_2 = 6843.75$ Дж/кг О₂; $E_1 = 140030$, $E_2 = 154000$ Дж/моль; $k_{0,1} = 45000$, $k_{0,2} = 130000$ м/с; $F_{vb} = 2 \cdot 10^4$ м⁻¹; $\rho_{tr} = 1600$ кг/м³; $C_{O_2, \infty} = 0.23$; $\rho_b = 1440$ кг/м³, $c = 947$ Дж/кг/К (для антрацита марки АШ).

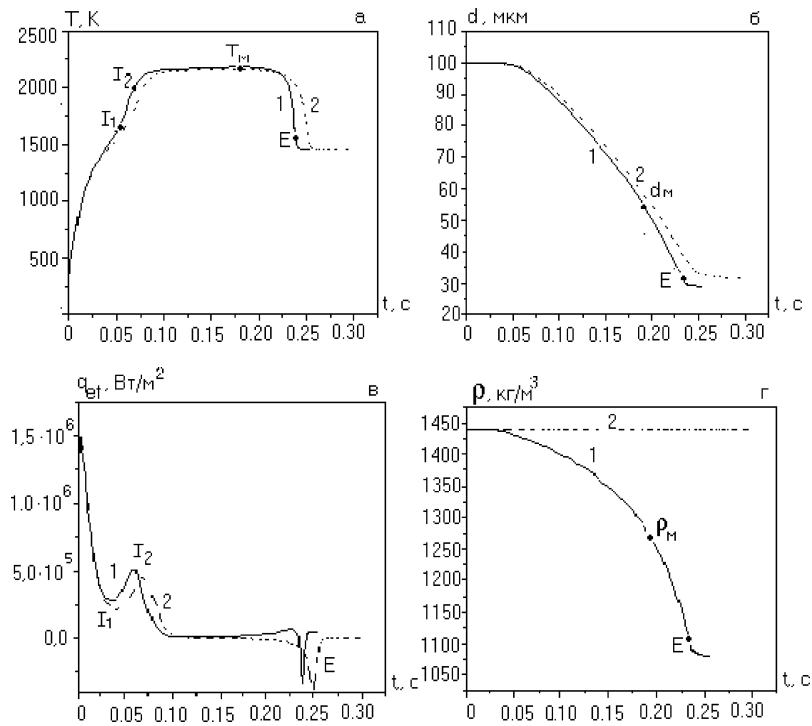


Рис. 1. Временные зависимости температуры T , диаметра d , плотности углеродной частицы ρ , эффективной плотности теплового потока q_{ef} с учетом естественной конвекции и стефановского течения. 1 — $k_v \neq 0$, 2 — $k_v = 0$. $d_b = 100 \text{ мкм}$, $T_g = T_w = 1400 \text{ К}$.

Ход эффективной плотности теплового потока (рис. 1 в) позволяет установить стадийность процессов теплообмена и химического превращения частицы. Первую стадию — воспламенение, определяемую максимумом q_{ef} ($dq_{ef}/dt = 0$, $d^2q_{ef}/dt^2 < 0$) (т. I_2), где диаметр и плотность практически не изменяются (рис. 1 б, 1 г), можно разделить на два этапа: 1 — увеличение температуры с течением времени до т. T_{I_1} обусловлено теплообменом с нагретым газом и стенками реакционной установки (рис. 1 а); при этом $k_{ef}/\beta \ll 1$ (табл. 1), область протекания химических реакций — кинетическая; 2 — когда температура частицы меняется от T_{I_1} до T_{I_2} в результате

протекания на поверхности и внутри частицы химических реакций. Время выхода частицы на высокотемпературный режим является важной характеристикой высокотемпературного тепломассообмена и называется периодом индукции t_{ind} (табл. 1).

Таблица 1

Параметры, характеризующие переход на высокотемпературный режим ТМО пористой углеродной частицы, с учетом стефановского течения. $T_g = T_w = 1400$ К

d_b , мкм	В т. I_1		В т. I_2						
	t , с	$\frac{k_{ef}}{\beta}$	t_{ind} , с	d , мкм	$\frac{\langle C_{O_2} \rangle_v}{C_{O_2,s}}$	$\frac{C_{O_2,s}}{C_{O_2,\infty}}$	$\frac{k_{ef}}{\beta}$	Se_v	T , К
100	0.03	0.13	0.06	98	0.29	0.46	0.16	9.32	1787
200	0.10	0.19	0.15	198	0.18	0.39	1.47	15.47	1711
300	0.17	0.16	0.24	298	0.18	0.48	1.02	15.51	1572
400	0.25	0.14	0.35	398	0.17	0.50	0.93	16.91	1512
500	0.35	0.18	0.49	498	0.13	0.43	1.26	22.23	1527
600	0.47	0.26	0.65	597	0.10	0.36	1.61	27.82	1540
700	0.54	0.19	0.73	698	0.12	0.49	0.96	22.23	1434
800	0.79	0.65	0.88	798	0.11	0.45	1.13	26.01	1441

Далее температура частицы повышается и наступает стадия высокотемпературного тепломассообмена — горение. Область протекания реакции диффузионная ($k_{ef} \gg \beta$, табл. 2). Температура частицы растет и достигает максимального значения T_m (рис. 1а). На высокотемпературной стадии интенсивно изменяются диаметр и плотность частицы, в результате химического реагирования на внешней ее поверхности и в порах. Уменьшение диаметра горячей частицы приводит к увеличению плотности теплового потока и при некотором критическом значении диаметра d_E (рис. 1б) происходит самопроизвольный переход на низкотемпературный режим — потухание частицы. В момент потухания (т.Е) отрицательное значение q_{ef} достигает максимальной величины ($dq_{ef}/dt = 0$, $d^2q_{ef}/dt^2 > 0$, рис. 1в). Время от момента воспламенения до момента потухания определяет время горения частицы t_{bur} (табл. 2). После момента потухания наступает третья низкотемпературная стадия ТМО, которая характеризуется медленным окислением частицы с малыми скоростями изменения её температуры, диаметра и плотности. На этой стадии $Se_v < 1$, следовательно окислитель полностью

занимает поры частицы $\frac{\langle C_{O_2} \rangle_v}{C_{O_2,s}} \approx 1$ (табл. 3).

Таблица 2

Параметры, характеризующие высокотемпературный режим ТМО пористой углеродной частицы, при максимальном значении температуры T_m , с учетом стефановского течения. $T_g = T_w = 1400\text{K}$

d_b , мкм	T_m , К	t_{bur} , с	$\frac{\langle C_{O_2} \rangle_v}{C_{O_2,s}}$	$\frac{C_{O_2,s}}{C_{O_2,\infty}}$	Se_v	$\frac{k_{ef}}{\beta}$
100	2184	0.18	0.29	0.22	9.24	3.24
200	2195	0.69	0.43	0.20	5.71	3.64
300	2199	1.54	0.55	0.19	4.18	3.87
400	2202	2.72	0.63	0.18	3.37	4.03
500	2204	4.19	0.70	0.18	2.76	4.04
600	2204	5.96	0.76	0.18	2.33	4.00
700	2205	8.13	0.81	0.19	1.94	3.83
800	2205	10.6	0.65	0.19	1.68	3.77

В таблицах 1, 2 и 3 исследовано влияние начального диаметра на характеристики воспламенения, горения и самопроизвольного потухания частиц, находящихся в нагретом воздухе. С увеличением d_b увеличивается время выхода частицы на высокотемпературный режим (табл. 1), увеличивается время и температура горения (табл. 2).

Таблица 3

Критические параметры, характеризующие самопроизвольный переход пористой углеродной частицы на низкотемпературный режим, с учетом стефановского течения. $T_g = T_w = 1400\text{K}$, $d_E = 29\text{мкм}$.

d_b , мкм	ρ_E , кг/м ³	T_E , К	$\frac{\langle C_{O_2} \rangle_v}{C_{O_2,s}}$	$\frac{C_{O_2,s}}{C_{O_2,\infty}}$	Se_v	$\frac{k_{ef}}{\beta}$	$\frac{k_v}{k_1 + k_2}$	$\frac{F_v d}{6}$
100	1088	1651	0.94	0.84	0.98	0.19	0.22	0.24
200	798	1678	0.97	0.82	0.72	0.24	0.26	0.27
300	594	1677	0.98	0.82	0.55	0.22	0.25	0.25
400	444	1689	0.99	0.81	0.46	0.23	0.21	0.22
500	333	1675	0.99	0.83	0.37	0.20	0.18	0.18
600	251	1687	0.99	0.83	0.26	0.20	0.10	0.10
700	189	1686	1.00	0.85	0.23	0.17	0.08	0.08
800	144	1689	1.00	0.82	0.20	0.20	0.07	0.07

Установлено, что плотность пористой частицы в момент потухания (ρ_E), уменьшается с ростом ее начального диаметра (d_b) (табл. 3). Значение критического диаметра в момент потухания (d_E) не зависит от d_b . При потухании пористой частицы критический диаметр d_E частицы меньше

($d_E = 29$ мкм), чем сплошной ($d_E = 33$ мкм), что является следствием тепловыделения в результате протекания химических реакций в порах: с учетом пористости плотность химического тепловыделения возрастает. Следовательно, увеличивается плотность теплового потока q_g , а значит, уменьшается диаметр частицы, т.к. $q_g \sim 1/d$. Потухание частиц происходит в кинетическом режиме ($k_{ef} < \beta$, табл. 3). Без учета стефановского течения плотность частиц в момент потухания увеличивается (приблизительно в 1.5 раза) и уменьшается критический диаметр частиц (в 2 раза), при котором они самопроизвольно потухают. Это является результатом уменьшения теплового потока от частицы и увеличения плотности химического тепловыделения.

Литература

1. Калинин В.В., Орловская С.Г., Гулеватая О.Н. Высокотемпературный теплообмен нагреваемой лазерным излучением углеродной частицы с учетом стефановского течения на ее поверхности // Физика аэродисперсных систем №38. Одесса: — 2001. — С. 158-169.
2. Головина Е.С. Высокотемпературное горение и газификация углерода. — М.: Энергоатомиздат, 1983. 173с.

В. В. Калинин, С. Г. Орловська, О. М. Гулевата

Высокотемпературный теплообмен та самовільне потухання пористої вуглецевої частинки в повітрі

АНОТАЦІЯ

В роботі з'ясовані закономірності часових залежностей густини, діаметра та температури пористої вуглецевої частинки в нагрітому повітрі з урахуванням стефанівської течії та паралельних хімічних реакцій на її поверхні. Визначені критичні значення густини та діаметра пористої вуглецевої частинки, при яких виконується самовільний перехід з високотемпературного режиму тепло масообміну на низькотемпературний. Вперше досліджено вплив початкового діаметра на критичні значення густини пористих вуглецевих частинок, які характеризують їх потухання.

Kalinchak V. V., Orlovskaya S. G., Gulevataya O. N.

**High-temperature heat-mass exchange and spontaneous extinction
of a porous carbon particle in air**

SUMMARY

In the present work laws of time dependences of density, diameter and temperature of a porous carbon particle in heated up air with the account Stefan flow on its surface for the first time are found out at course of parallel chemical reactions. Critical values of density and diameters of a porous carbon particle at which there is a spontaneous transition from high-temperature to low-temperature regime are determined, influence of initial diameter on critical values of density of porous carbon particles with the account Stefan flow, taking place in heated up air is investigated.

А. В. Глушков, В. Н. Хохлов

Одесский государственный экологический университет

Атмосферный влаго-тепло-перенос, телеконнекция и баланс энергии, углового момента

Впервые выявлена комплексная связь баланса основных характеристик (энергии, углового момента) системы “атмосфера-океан” с процессами тепло-массо-влаго-переноса, детально проанализирована особая роль атмосферного влагооборота в создании различных форм циркуляции атмосферы. Предложен новый метод применения балансовых соотношений по энергии, угловому моменту и влаго-переносу в качестве комплексного критерия для опознавания и выявления эволюционных трендов образующихся форм циркуляции атмосферы.

В настоящее время актуальна необходимость разработки новых, адекватных методов наблюдений за низкочастотными колебаниями неравновесных термодинамических процессов в геосферах [1-16]. Данные метеорологических наблюдений дают информацию о состоянии процесса на дискретный момент, но не дают его частотную развертку. Она может быть получена лишь после математического анализа процесса, что зачастую не совсем адекватно реальности. Важно иметь возможность наблюдать именно тот элемент, который сам вписывается в долгопериодный атмосферный процесс, определяя его физическую сущность, а не ее частичное отражение в быстро осциллирующих короткопериодных процессах. Сложность здесь обусловлена нелинейной связью низкочастотных процессов и общего высокочастотного фона короткопериодных погодообразующих колебаний [1-7]. Поэтому отделение спектральных интервалов в низкочастотном и высокочастотном диапазонах с минимальной переходной зоной энергетического взаимодействия особо актуальная задача современной физики атмосферы и климата [1-5, 13-16]. Обычно высокочастотные процессы формируются на фоне долгопериодных колебаний долгосрочного и климатического фона. Эти высокочастотные процессы энергоемки и скрывают фон даже более энергонасыщенных процессов, на котором они происходят. Энергоемкость низкочастотных процессов велика, но ее реализация в природе замедлена. Поэтому высокочастотный фон быстрых энергопереходов маскирует медленно текущие долгопериодные процессы, скрывая их поистине гигантские энергозатраты, реализуемые, однако, за более длительное время. Отсюда ясна необходимость построения начальной базы для моделирования именно низкочастотных колебаний с минимальной энерготдачей в высокочастотные спектральные диапазоны. На основе низкочастотных процессов в атмосфере офор-

мляются репеллеры супердолгопериодных колебаний, создающих основу для климатических изменений и, тем самым, так называемые геофизические предикторы для сверхдолгосрочных прогнозов (см. [10]).

Полезный метод анализа и изучения эволюции и динамики атмосферной системы заключается в анализе глобальных циклов углового момента, влаги, энергии и соответствующих процессов тепло-массопереноса (см. [4-12]). Благодаря анализу различных составляющих баланса для этих основных характеристик можно ясно представить взаимосвязь между климатическими подсистемами. В нашей работе мы сконцентрируем внимание на изучении баланса энергии, углового момента и влагооборота. На основе того, что любые очаги планетарного масштаба скопления воды в атмосфере, находящейся в трех фазовых состояниях (пар, вода, лед), формируются на основе механики цикло- и фронтогенеза или в линиях конвективной неустойчивости, которые составляют основу процесса перестроек главным образом в тропических широтах и в антициклонических образованиях, можно ввести некую физико-математическую модель на основе термодинамики и гидромеханики процессов, формирующих эти скопления. К примеру, физика образования антициклонных образований может совпадать с механикой солитона, имеющего долгопериодную основу энергетической подпитки. Нелинейное волновое образование атмосферного фронта основано на долговременном существовании и на самостоятельном динамизме фронтального раздела полярного фронта умеренных широт, опоясывающего земной шар [10,11]. Аналогичные разделы арктического и тропического фронтов имеют несколько менее устойчивую структуру, т.к. находятся в зоне активного антициклогенеза арктического антициклона и субтропического пояса высокого давления, в которых активны солитоны Россби [6,10,11]. Поэтому солитон полярного фронта представляет собой характерный планетарный ансамбль низкочастотного волнового и вихревого процесса. Эффект телеконнекции изложен в статье Филандера С. и Расмуссена Е. [7]. В работах Оорта А. и др. [4,5,8], а также в [10-12] основное внимание уделено балансу углового момента в планетарных динамических перемещениях воздушных масс. В частности [5], наблюдаемый баланс углового момента рассчитывается по прямым измерениям ветра в атмосфере и усредняется за год. Угловой момент передается от поверхности Земли (главным образом над океанами) в тропиках и переносится вверх в ячейки Гадлея, затем движется в верхних слоях атмосферы к полюсу и отдается обратно Земле в средних широтах. На основе данных радиозондовых измерений Оорт А. проводит оценку зонального распределения потока относительного углового момента в атмосфере.

В настоящей работе впервые выявлена комплексная связь баланса основных интегралов движения (энергии, углового момента) системы “атмосфера-океан” с процессами тепло-массо-влаго-переноса, детально проанализирована особая роль атмосферного влагооборота в создании форм циркуляции атмосферы. В работе предложен новый метод применения балансо-

вых соотношений по энергии, угловому моменту и влаги переносу в качестве комплексного критерия для опознавания и выявления эволюционных трендов для форм циркуляции атмосферы.

Баланс энергии и углового момента в атмосфере задается известными интегральными уравнениями (см. [8,11]). В частности, для расчета баланса углового момента атмосферы используется интегральное уравнение вида:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int \rho M dV = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \int_0^H \int_0^{2\pi} \rho v M d\lambda dz d\varphi + \int_0^H \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \int_0^{2\pi} (p_E^i - p_W^i) \cos \lambda dz d\lambda d\varphi + \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \int_0^{2\pi} \int_0^H \tau_0 a \cos \lambda d\lambda d\varphi dz \quad (1)$$

где $M = \Omega a^2 \cos^2 \lambda + u a \cos \lambda$ — угловой момент; Ω — угловая скорость вращения Земли; a — радиус Земли; λ — широта ($\lambda_1 - \lambda_2$ — определяют широтный пояс между арктическим и полярным фронтами); u — зональная компонента скорости ветра; ρ — плотность воздуха; V — весь объем атмосферы в указанном широтном поясе; v — меридиональная компонента скорости ветра; φ — долгота; $p_E^i - p_W^i$ — разность давлений на восточных и западных склонах i -ой горы; z — высота над уровнем моря; τ_0 — напряжение трения на поверхности. Искомое уравнение является интегральным уравнением относительно углового момента M с ядром ρV (в стационарном варианте левая часть уравнения равна нулю). Функция меридиональной компоненты v непосредственно зависит от вида функции ρ . Функция же u непосредственно введена в неизвестное интегрального уравнения (1). Одновременно u и v связаны с ρ , т.к. поле плотности формирует обе компоненты вектора скорости. Левая часть уравнения (1) не включает в себя компоненту v , что означает задание априори замкнутого цикла углового момента по меридиану. Согласно Оорту А. [3], тем самым вводится цикл углового момента в виде усложненной ячейки Гадлея умеренных широт, в которой замыкание циркуляции Гадлея по величине углового момента происходит не в атмосфере, а переходит в океан и далее в литосферу, и в южном направлении циркуляция в ячейке Гадлея по угловому моменту происходит через литосферу вплоть до начала цикла подъема воздушных масс в субтропических широтах.

С точки зрения физики, цикл баланса углового момента в зонах соприкосновения с гидросферой и с литосферой приобретает сингулярность. Эта сингулярность может быть выявлена через возникновение зон фронтальных разделов и волновых образованиях типа фронтальных. Тогда ядро уравнения (1) может быть задано в поле плотности функциональным ансамблем комплексного потенциала скорости:

$$w = \bar{v}_\infty z + \frac{1}{2\pi} \sum_{k=1}^n q_k \ln(z - a_k) - \frac{1}{2\pi} \sum_{k=1}^p \frac{M_k e^{\alpha_k i}}{z - c_k} - \frac{i}{2\pi} \sum_{k=1}^m \Gamma_k \ln(z - b_k) \quad (2)$$

и комплексная скорость, соответственно, будет:

$$v = \frac{dw}{dz} = \bar{v}_\infty + \frac{1}{2\pi} \sum_{k=1}^n \frac{q_k}{z - a_k} - \frac{1}{2\pi} \sum_{k=1}^p \frac{M_k e^{\alpha_k i}}{(z - c_k)^2} - \frac{i}{2\pi} \sum_{k=1}^m \Gamma_k \ln(z - b_k) \quad (3)$$

где w — комплексный потенциал; v_∞ — комплексная скорость общего циркуляционного фона (в основном зональная циркуляция); b_k — координаты вихреисточников в зоне сингулярности; c_k — координаты диполей в зоне сингулярности; a_k — координаты вихревых точек в зонах сингулярности; M_k — величины моментов указанных диполей; α_k — ориентация осей диполей; Γ_k , q_k — величины циркуляций в вихреисточниках и в вихревых точках соответственно. В результате ядро интегрального уравнения (3) становится сингулярным типа Коши и Гильберта. Связь поля плотности с полем комплексного потенциала или с полем комплексной скорости тривиальна посредством, например, простейших уравнений теории “мелкой воды” либо в рамках более последовательных моделей. Разрывы в полях метеорологических величин, которыми сопровождается феномен атмосферного фронта, формируют сингулярные особенности указанных полей. Аналогичные уравнения, а также методика решения используются для описания баланса энергии и оборота влаги. Для установления связи между балансом энергии, углового момента, переносом влаги был реализован комплекс численных программ (блок-схема приведен в таблице 1). Главное отличие от работы [13] состоит в добавлении в схему блока баланса по энергии и более корректном решении уравнений макротурбулентности. Более полное описание блоков и описание моделей см. в [13-15]). Реализация всех моделей объединяется в единый комплекс, позволяющий одновременно отслеживать динамику изменения и пути возможной эволюции, проявления и направления атмосферного влагооборота, выполнения баланса и появления разбаланса углового момента атмосферы и связанного с этим переноса влаги, массы, энергии, углового момента, изменения форм атмосферной циркуляции, их преемственности, а также динамики фронтогенеза и процесса телеконнекции.

Как пример, приведем данные проведенного имитационного (тестового) компьютерного эксперимента (летнее время; форма циркуляции M_1 по Вангенгейму-Гирсу (см.[2,12])). На рис.1 приведен результат расчёта аномалий функции тока (направления вектора скорости соответствует тому, чтобы положительные значения были слева от потока).

Анализ рис.1 позволяет заключить, что передача углового момента вместе с горизонтальным влагопереносом идёт с востока на запад, что соответствует расчётным схемам Оорта [3], причём основной поток на запад приходится на широты Алеутских островов, что тоже соответствует результатам Оорта.



Рис. 1. Функции тока в летнее время при форме циркуляции M_1 (см. текст).

Следует также отметить, что подвижные и стационарные антициклоны резко отличаются по своим энергетическим характеристикам [4], а это, в свою очередь, оказывает влияние на перенос и трансформацию разных видов энергии в тропосфере. Поэтому интересно рассмотреть запасы средней кинетической (K_m), вихревой кинетической (K_e) и доступной потенциальной (P_e) энергий для того же района и времени года (рис.2). Здесь следует иметь в виду, что цикл энергии направлен от доступной потенциальной в среднезональную кинетическую энергию через вихревую кинетическую [5]. Можно отметить три максимума: P_e в районе 30° (восходящая ветвь ячейки Гадлея), K_e около 37° и K_m на 45° с.ш., что говорит о постепенной передаче энергии из тропиков во внетропические широты посредством телеконнекции.

В заключение отметим, что изложенный выше балансовый подход и соответствующие компьютерные эксперименты позволили количественно определить следующую логическую схему атмосферных процессов. Во-первых, связь атмосферного влагооборота и соответствующей формы атмосферной циркуляции через положение фронтальных разделов (атмосферных фронтов как основных накопителей влаги). Во-вторых, атмосферный влагооборот непосредственно завязан на такие типично низкочастотные процессы как сохранение или нарушение баланса энергии и баланса углового момента. Соответствующие балансовые уравнения выявляют процессы нарушения энергетического баланса и баланса вращения атмосферы вместе с Землей, которые могут происходить при развитии меридиональных процессов с осуществлением переноса массы воздуха и пара между тропическими широтами (с большой линейной скоростью) и медленно вращающимися воздуш-

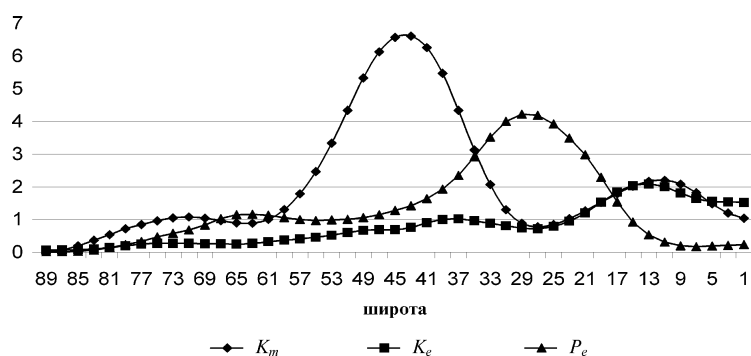
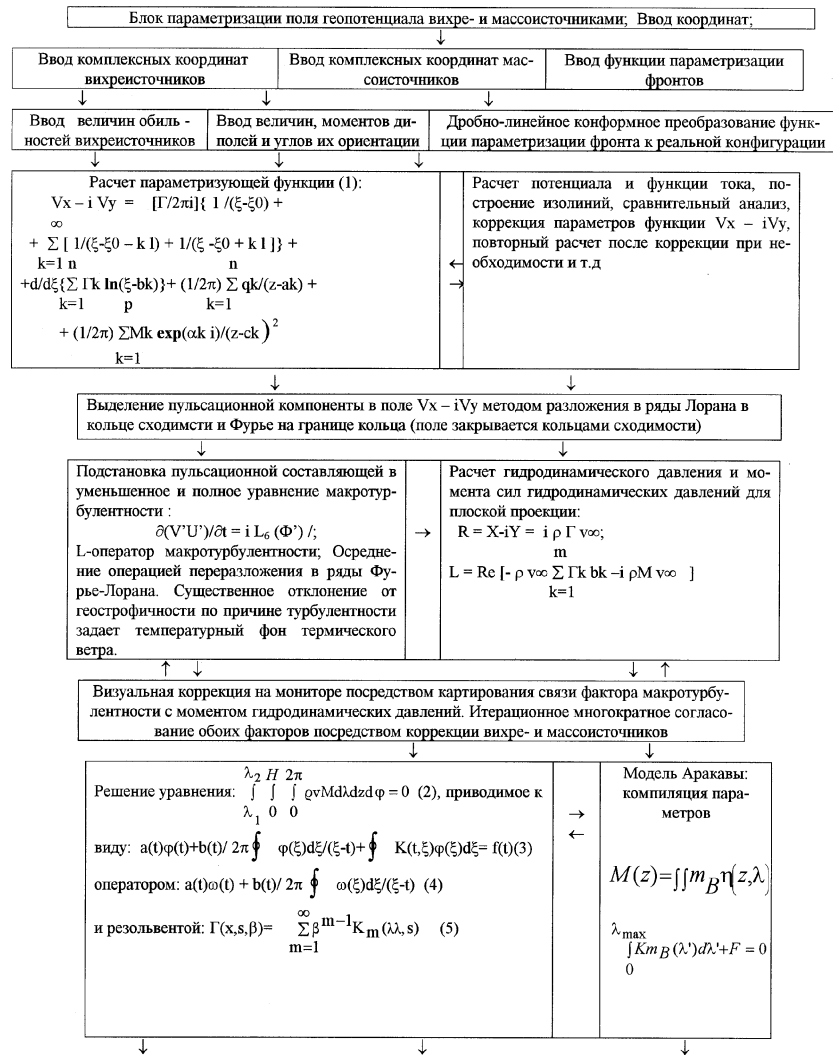


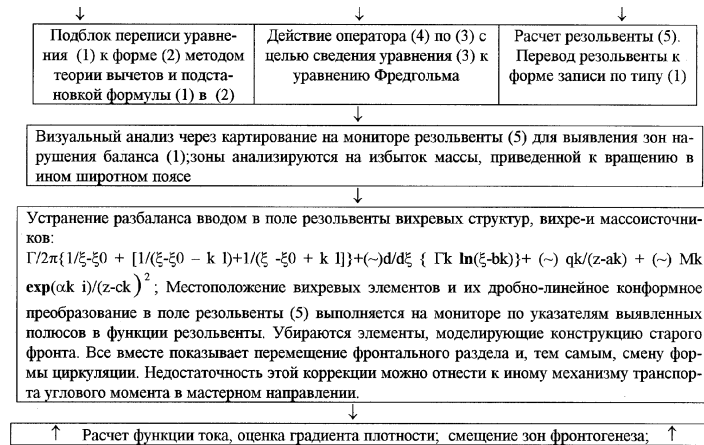
Рис.2. Распределение запасов среднеширотных величин K_m , K_e и P_e ($\times 10^5$ Дж м⁻²) летом

ными массами приполярных широт (собственно это и есть процесс медленной телеконнекции). В-третьих, атмосферные перестройки, выражающиеся сменой форм циркуляции, оказываются неразрывно связанными со сменой типового процесса и соответственно возникновением разбаланса по энергии и угловому моменту, а тем самым, и возникновением новых циклов атмосферного влагооборота. Последний является важным предиктором в долгосрочном прогнозе. Как правило, формы циркуляции достаточно хорошо отслеживаются, в то время как атмосферный влагооборот — напротив отслеживается недостаточно ясно. В случае нарушения энергетического баланса и баланса углового момента фактически возникает отток массы воздуха и влаги к югу, так как нарушение искомым балансов не может оставаться без последствий в атмосфере ввиду достаточно больших сил, задействованных в этом балансе. Естественно разбаланс вызывает эффекты сингулярности, т.е. резкую реакцию атмосферы для попытки его устранения (при этом возможна передача и в другие геосферы: гидро- и лито-). Такое серьезное воздействие на атмосферу в принципе может во многом явиться причиной смены формы атмосферной циркуляции, которая позволяет быстро устранить дисбалансы организацией быстрого транспорта влаги и воздуха скоростного вращения с севера на юг к своему моменту вращения. В любом случае динамика атмосферного влагооборота, выполнение балансов по энергии и угловому моменту атмосферы, смена форм циркуляции, их преемственность (плюс фронтогенез и телеконнекция) оказываются прямым и обратным образом, тесно связанными характеристиками атмосферы. Наконец, динамика их эволюции и взаимодействия, как нам представляется, не имеет четко выраженного о детерминистического характера, а как раз напротив должна описываться стохастическими моделями [13].

Таблица 1

Схема расчета баланса энергии, углового момента, влагооборота, фактора макроглубуленности, поля функции тока
(пояснения см. в тексте и [6,9,1-13])





Литература

1. Ламли Дж.Л., Пановский Г.А. Структура атмосферной турбулентности. — М.: Мир, 1986. — С.244.
2. Матвеев Л.Т.. Физика атмосферы.-Л.: Гидрометеиздат, 1995. — С.809.
3. Лоренц Э.Н. Природа и теория общей циркуляции атмосферы: Пер. с англ. — Л.: Гидрометеиздат, 1970. — 259 с.
4. Reixoto, J.P., Oort, A.H. Physics of climate// Rev. Mod. Phys., 1984. — Vol.56. — P.365-430.
5. Оорт А.Х. Балансовые соотношения в земной климатической системе // Динамика климата / Под ред. С. Манабе: Пер. с англ. — Л.: Гидрометеиздат, 1988. — С. 91-113.
6. Глушков А.В., Кивганов А.Ф. Моделирование климата как задача взаимодействия триплета солитонов // Метеорология и гидрология. — Одесса: ОГМИ. — 1999. — Вып. 38. — С. 3-8.
7. Филандер С.Дж., Расмуссон Е.М. Южная осциляция и Эль-Ниньо // Динамика климата / Под ред. С. Манабе: Пер. с англ. — Л.: Гидрометеиздат, 1988. — С. 205-223.
8. Oort, A.H., 1985: Balance relations in the terrestrial climatic system. *Advanc. Geophys.* — 1985. — Vol. 28. — P. 91-113.
9. Хохлов В.Н. Энергетический бюджет антициклонов в процессе их эволюции // Метеорология, климатология и гидрология. — Одесса: ОГМИ. — 1999. — Вып. 38. — С. 47-53.
10. Амбросов С.В. Супернизкочастотные планетарные солитоны. Энтропий-

- ний подход и гидродинамическое предвычисление атмосферных процессов в 4-D пространстве // Метеорология и гидрология. — 1999. — N38. — С. 71-76.
11. Глушков А.В., Амбросов С.В., Хохлов В.Н. Атмосферные волноводы, телеконнекция, ячейки Гадлея и баланс углового момента // Метеорология и гидрология. — 1999. — N38. — С.42-46.
 12. Амбросов С. Фактор макротурбулентности в типовых формах циркуляции атмосферы и в балансе по влагообороту и угловому моменту // Метеорология, климатология и гидрология. — 1999. — N38. — С. 59
 13. Glushkov A.V., Khokhlov V.N. Atmospheric moisture-transfer, teleconnection, Hadley cells, energy and angle moment stochastic balance // In: Ecology of Siberia, the Far East and the Arctic. Ed. Zuev V.D. — SD RAN, 2001. — P.13-24.
 14. Wyrтки K. Teleconnection in the Equatorial Pacific ocean // Science. — 1993. — N213. — P.66-68.
 15. Berri, G.J., Inzunza, B.J., The effect of the low-level jet on the poleward water vapour transport in the central region of South America // Atmos. Environ. — 1998. — Vol. A27, N3. — P.335-341.
 16. Rasmusson, E.M., Arkin, P.A. A global view of large-scale precipitation variability // J. Clim. — 1993. — Vol.6. — P.1495-1522.
 17. McCormick K.L. et al., Annual variations of water vapor in the stratosphere and upper troposphere observed by the Stratospheric Aerosol and Gas Experiment II // J. Geophys. Res. — 1993. — Vol. 98. — P.4867-4874.

А. В. Глушков, В. М. Хохлов

Атмосферний волого-тепло-переніс, телеконекція і баланс енергії та кутового моменту

АНОТАЦІЯ

Вперше виявлено комплексний зв'язок балансу основних характеристик (енергії, кутового моменту) системи "атмосфера-океан" з процесами тепло-масо-волого-переніса, докладно проаналізоване особливе значення атмосферного вологообороту у створенні різних форм циркуляції атмосфери. Запропоновано новий метод використання балансових співвідношень по енергії кутовому моменту і волого переносу в якості комплексного критерію для спостереження та виявлення еволюційних трендів форм циркуляції атмосфери, які створюються.

Glushkov A. V., Khokhlov V. N.

**Atmospheric moisture-heat-transfer, teleconnection and balance
on energy and angle moment**

SUMMARY

At first it is rediscovered a complex link between balance of ground characteristics (energy, angle moment) of the atmosphere-ocean system and processes of the heat-, mass-, moisture — transfer. It is in details analyzed a role of the atmospheric moisture transfer in creating different forms of atmospheric circulation. It is proposed a new method for application of the balance relationships on energy, angle moment, moisture transfer as a complex criterion for observing and forecasting the evolutionary trends for creating atmospheric circulation forms.

Д. Д. Недялков, Б. А. Алтоиз

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

Расчет параметров структурированных прослоек методом интегральной оптики

В рамках интегральной оптики получено решение задачи о распространении электромагнитной волны в "щелевом световоде переменной толщины", позволяющее установить связь между структурными параметрами (толщина, степень и тип упорядоченности) ЭЖК фазы. Проведено сопоставление полученного решения с экспериментом.

На лиофильной поверхности частиц дисперсной фазы некоторые органические жидкости (мезо- и немезогены) могут образовывать эпитропный жидкокристаллический (ЭЖК) слой [1]. Содержащие такие слои жидкие прослойки между частицами твердой фазы в суспензиях становятся частично структурированными, что сказывается на протекании процессов теплообмена в дисперсных системах, а так же изменяет их агрегативную и седиментационную устойчивость.

Молекулы в ЭЖК слоях ориентационно упорядочены, вследствие чего прослойки оптически анизотропны. Это позволяет, измеряя оптическую анизотропию — двулучепреломление (ДЛП) в прослойках, установить такие физические свойства структурированных ЭЖК слоев, как их толщину d_s , тип упорядоченности и параметр порядка S , а также величину показателя ДЛП $\Delta n = n_e - n_o$, где n_e и n_o — показатели преломления необыкновенного и обыкновенного лучей соответственно. Для экспериментального определения таких параметров ЭЖК был разработан метод "щелевого световода переменной толщины" с оценкой ДЛП в представлениях как геометрической [2], так и интегральной оптики [3,4]. Однако, проведенный расчет в [3,4] был не вполне корректен, кроме того, был исследован лишь простой случай диэлектрической подложки (с действительным показателем преломления n). Наконец, на практике почти не встречается принятое, для облегчения решения задачи, дополнительное условие: величина показателя преломления жидкости n , и значения n_e и n_o для нее больше n' — показателя преломления подложки. Поэтому ранее нами была рассмотрена [5] и решена методом интегральной оптики более общая задача о распространении в слоистом волноводе электромагнитной волны (далее — волны) оптического диапазона.

В настоящей работе излагается новая схема расчета искомых параметров гетерофазных прослоек со структурированными слоями, образующимися

на диэлектрических подложках, которая далее может быть развита и для случая произвольных подложек — с любыми значениями и соотношениями показателей преломления. Для этого в рамках интегральной оптики проведен расчет прохождения монохроматической волны через многослойный щелевой волновод.

Постановка задачи

Рассмотрим щелевой пятислойный волновод (рис.1). Внешние слои I и V (стенки волновода) — произвольное твердое вещество с диэлектрической проницаемостью ϵ' . Слои II и IV, моделирующие эпитропную мезофазу, — прозрачные одноосные кристаллы с оптической осью, расположенной вдоль оси ox (директор расположен нормали к подложкам — гомеотропная ориентация), и тензором диэлектрической проницаемости:

$$\epsilon_{ij} = \begin{pmatrix} \epsilon_e & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_o & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_o \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Центральный слой III — изотропная жидкость с диэлектрической проницаемостью ϵ . Длина волновода вдоль оси oz равна l ; вдоль оси Oy , перпендикулярной к плоскости чертежа, он имеет бесконечную протяженность. Границами прослойки изотропной жидкости служат плоскости $x = \pm q$, а ЭЖК слои граничат с подложками на $x = \pm d$.

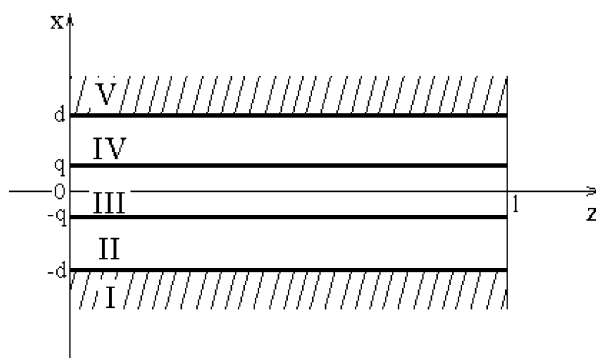


Рис. 1. Геометрия расположения волновода по отношению к плоскостям пропускания поляризаторов

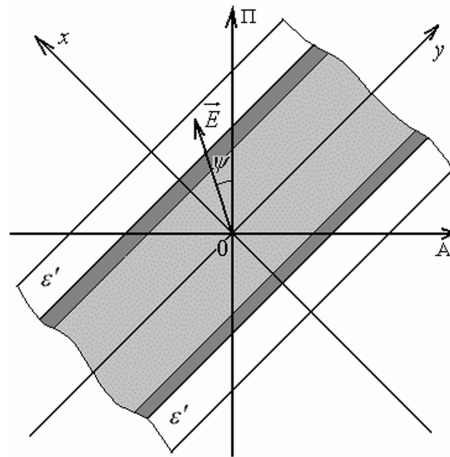


Рис. 2. Сечение щелевого пятислойного волновода в плоскости xOz .

Пусть волна после поляризатора входит в волновод перпендикулярно к плоскости xOy , а ось $OΠ$ (сечение плоскости пропускания поляризатора на плоскость рисунка) составляет угол 45° с осью Oy (рис.2). На выходе волновода располагается анализатор (сечение его плоскости пропускания — ось OA), скрещенный с поляризатором. В результате распространения в волноводе системы мод, их суперпозиция на выходе волновода может характеризоваться электрическим вектором \vec{E} , составляющим некоторый угол ψ с $OΠ$. Величина этого угла зависит от толщины слоев, длины волновода и диэлектрических проницаемостей сред. Вследствие поворота вектора \vec{E} появляется его проекция на OA , среднееквадратичное значение которой, усредненное по времени (интенсивность света), минимизируется расположенным на выходе волновода компенсатором, который вводит дополнительную разность фаз ϕ_0 , называемую азимутом угла погасания. Требуется определить ϕ_0 .

Уравнения Максвелла для нашего волновода имеют вид:

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \vec{B} &= 0, \\ \operatorname{div} \vec{D} &= 0, \\ \operatorname{rot} \vec{E} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} &= 0, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\operatorname{rot} \vec{H} - \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = 0,$$

В них отсутствует зависимость от плотности зарядов — вследствие экспоненциального затухания последней с течением времени [6,7] для металлов, а так же невысокой степени поляризуемости диэлектриков в слабых полях. Данную систему традиционно дополняют материальные уравнения $\vec{D} = \tilde{\epsilon} \vec{E}$ и $\vec{B} = \mu \vec{H}$, где $\tilde{\epsilon}$ — диэлектрическая проницаемость соответствующих сред, и μ — их магнитная проницаемость, для всех слоев на оптических частотах равная единице [6], \vec{D} и \vec{B} — вектора электрической и магнитной индукции. Для изучения оптических процессов в волноводе в системе (2) достаточно рассмотреть последние два уравнения (совместно с материальными).

Для задачи, в соответствии с [8], существенны только тангенциальные граничные условия:

$$E_{\tau}^{(1)} = E_{\tau}^{(2)}, \quad (3)$$

$$H_{\tau}^{(1)} = H_{\tau}^{(2)},$$

где индекс τ принимает значения y, z . Полагаем [8], что вектора напряженности электрического и магнитного поля \vec{E} и \vec{H} не зависят от координаты y , и поэтому производная векторов по направлению y равна нулю.

Решение краевой задачи

Решение уравнений (2) ищем в виде гармонических неоднородных волн, бегущих вдоль оси z [9]:

$$\vec{E} = \vec{E}(x) \exp(ihz - i\omega t), \quad (4)$$

$$\vec{H} = \vec{H}(x) \exp(ihz - i\omega t),$$

где h — продольная постоянная распространения электромагнитных волн, ω — частота падающей на волновод волны.

Симметрия волновода позволяет искать решение уравнений (2) в виде ТЕ- и ТМ-мод, приводящим к уравнениям Гельмгольца, по структуре соответствующим аналогичным в [9,10,11]:

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + (\tilde{k}_1^2 - h^2) E_y = 0, \quad (5)$$

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} + (\tilde{k}_2^2 - h^2) H_y = 0,$$

где \tilde{k}_1, \tilde{k}_2 — соответствующие волновые вектора сред (ТЕ- и ТМ-мод соответственно).

Найденные решения ТМ-волн для среды II имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} H_y &= E' \sin(u_2 x) + F' \cos(u_2 x), \\ E_x &= \frac{ch}{\varepsilon_e \omega} (E' \sin(u_2 x) + F' \cos(u_2 x)), \\ E_z &= \frac{ic}{\varepsilon_0 \omega} u_2 (E' \cos(u_2 x) - F' \sin(u_2 x)), \\ E_y &= H_z = H_x = 0, \end{aligned} \quad (6)$$

где $k_0^2 = \varepsilon_0 \frac{\omega^2}{c^2}$ и $k_e^2 = \varepsilon_e \frac{\omega^2}{c^2}$ — квадраты поперечных волновых векторов сред, и $u_2^2 = (k_e^2 - h^2) k_0^2 / k_e^2$ — квадрат поперечного волнового числа. Здесь в (6) и далее мы опускаем экспоненту, стоящую в (4), кроме случаев, когда ее наличие принципиально. Слагаемые, стоящие в (6) при F' , называют четными, при E' — нечетными (определяются по компоненте y волны). Следует заметить, что при решении этой задачи можно ограничиться рассмотрением только четных или нечетных волн, — в силу ортогональности волн (и мод) решение будет полным. Для IV области решения имеют тот же вид, только переобозначаются амплитудные коэффициенты: $E' \rightarrow P'$, $F' \rightarrow Q'$; для III области $E' \rightarrow A'$, $F' \rightarrow B'$ и $\varepsilon_e = \varepsilon_0 = \varepsilon$. Для I области решение имеет вид:

$$\begin{aligned} H_y &= g' \exp(vx), \\ E_x &= \frac{ch}{\varepsilon' \omega} g' \exp(vx), \\ E_z &= \frac{ic}{\varepsilon' \omega} v g' \exp(vx), \end{aligned} \quad (7)$$

где $v^2 = h^2 - k'^2$ — квадрат поперечного волнового числа, $k'^2 = \varepsilon' \frac{\omega^2}{c^2}$. В области V решение имеет вид (7), с заменой $v \rightarrow -v$, $g' \rightarrow b'$. Для того, чтобы записать ТЕ-решение, необходимо в полученном ТМ-решении сделать замену: $u_2^2 \rightarrow u_1^2 = k_0^2 - h^2$, $E_j \rightarrow H_j$, $H_j \rightarrow E_j$, где $j = x, y, z$,

$\varepsilon_0 = \varepsilon_e = \varepsilon' = -1$, и заменить (для удобства) штрихованные амплитудные коэффициенты на не штрихованные.

Распространение волн в волноводе определяется дисперсионными уравнениями. Используя (3) и найденные из уравнений (5) решения (6) и (7), получаем дисперсионные уравнения для ТМ- и аналогично — ТЕ-волн, а также взаимосвязь амплитудных коэффициентов. Последние, в свою очередь, определяются условием возбуждения волновода. Найденные значения амплитудных коэффициентов мод незначительно влияют на азимут угла погасания (численные расчеты свидетельствуют об отклонениях $\sim 3\%$), поэтому они полагаются одинаковыми.

Равенство определителей нулю является необходимым условием существования ненулевого решения системы. Таким образом находится дисперсионное уравнение ТМ-волн:

$$-\frac{2 \exp(-2vd)}{\varepsilon^2 \varepsilon'^2 \varepsilon_0^4} (\varepsilon_0 u \cos(uq)\alpha + \varepsilon u_2 \sin(uq)\beta) \times \\ \times (-\varepsilon_0 u \sin(uq)\alpha + \varepsilon u_2 \cos(uq)\beta) = 0, \quad (8)$$

где

$$\alpha = \varepsilon' u_2 \cos(u_2 (d - q)) + \varepsilon_0 v \sin(u_2 (d - q)), \quad (9)$$

$$\beta = \varepsilon_0 v \cos(u_2 (d - q)) - \varepsilon' u_2 \sin(u_2 (d - q)).$$

Уравнение ТЕ-волны получается из (8) и (9) при замене $\varepsilon_0 = \varepsilon_e = \varepsilon' = -1$, $u_2 \rightarrow u_1$. При $d = q$, эти уравнения дают дисперсионные формулы изотропного волновода [9,12], а при $q = 0$ — анизотропного волновода [9]. В общем случае записанные дисперсионные уравнения не имеют аналитического решения, но могут решаться численно. Область существования собственных незатухающих ТЕ- и ТМ-мод волновода h определяется величинами v , u_1 , u_2 , u . Заметим, что ранее дисперсионное уравнение для ТМ- (и ТЕ-мод) было получено и авторами [3,4], однако, затем это уравнение для упрощения было не корректно представлено суперпозицией тангенсов (делением (8) на косинусы соответствующих аргументов, что привело к увеличению числа корней и их несоответствию задаче). Впоследствии эта же ошибка была повторена и в [5].

Определение азимута погасания

При использовании в качестве компенсатора пластинки $\lambda/4$, связь между азимутом угла погасания и углом Ψ (рис.2) имеет вид [4]:

$$\operatorname{tg} \psi = 2 \sin(2\phi). \quad (10)$$

При распространении по волноводу мод, которые в нем возбуждаются, их амплитуда и фаза изменяется по закону вида (4). Волны интерферируют между собой в каждой точке объема волновода, а их суперпозиция определяет интенсивность света на его выходе. Вследствие этого, до попадания волны на анализатор, необходимо в каждой точке объема волновода рассмотреть проекции $\vec{E} = \vec{i}E_x + \vec{j}E_y$ на 0А и 0П (\vec{i} и \vec{j} — орты осей 0х и 0у). z — компонента вектора \vec{E} не учитывается, в силу ее ортогональности 0А и 0П, и не влияния на характер интерференционной картины. Тогда угол ψ определяется отношением плотностей объемных энергий (на единицу ширины волновода вдоль оси 0у) W_A (пропускаемой анализатором) и W_{Π} (пропускаемой поляризатором):

$$\operatorname{tg}^2 \psi = W_A / W_{\Pi} = (c_1 - c_2) / (c_1 + c_2), \quad (11)$$

где величины c_1 и c_2 будут определены ниже, а W_A и W_{Π} по [13] определяются соотношениями:

$$W_A = \frac{1}{2} \int_0^l dz \int_{-\infty}^{+\infty} dx \langle E_A D_A \rangle_t, \quad W_{\Pi} = \frac{1}{2} \int_0^l dz \int_{-\infty}^{+\infty} dx \langle E_{\Pi} D_{\Pi} \rangle_t,$$

$$E_A = -E_x \sin(45^\circ) + E_y \cos(45^\circ), \quad E_{\Pi} = E_x \cos(45^\circ) + E_y \sin(45^\circ), \quad (12)$$

$$D_A = -\varepsilon_e E_x \sin(45^\circ) + \varepsilon_o E_y \cos(45^\circ), \quad D_{\Pi} = \varepsilon_e E_x \cos(45^\circ) + \varepsilon_o E_y \sin(45^\circ),$$

E_A и E_{Π} — проекции вектора \vec{E} на оси 0А и 0П, D_A и D_{Π} — проекции вектора электрической индукции на те же выбранные оси, t — время. Компоненты вектора \vec{E} (4), с учетом (6) и (7), имеют вид:

$$E_x = \sum_n E_x^{(n)} \exp(ih_{(n)}z - i\omega t), \quad (13)$$

$$E_y = \sum_s E_y^{(s)} \exp(ih_{(s)}z - i\omega t),$$

где n — порядковый индекс соответственно ТМ-, s — ТЕ-мод, найденных из дисперсионного уравнения ТМ-волн (8) и соответствующего для ТЕ-волн.

Из (12) и (13), величины в (11) для сред II и IV запишутся (с точностью до константы):

$$\begin{aligned}
c_1 = & \varepsilon_o \sum_{s1} E_y^{(s1)} \sum_{s2} E_y^{(s2)} \cos(\varphi_{s1} - \varphi_{s2}) + \varepsilon_o \sum_{r1} E_y^{(r1)} \sum_{r2} E_y^{(r2)} \cos(\varphi_{r1} - \varphi_{r2}) + \\
& 2\varepsilon_o \sum_s E_y^{(s)} \sum_r E_y^{(r)} \cos(\varphi_s - \varphi_r) + \varepsilon_e \sum_{n1} E_x^{(n1)} \sum_{n2} E_x^{(n2)} \cos(\varphi_{n1} - \varphi_{n2}) + \\
& \varepsilon_e \sum_{m1} E_x^{(m1)} \sum_{m2} E_x^{(m2)} \cos(\varphi_{m1} - \varphi_{m2}) + 2\varepsilon_e \sum_n E_x^{(n)} \sum_m E_x^{(m)} \cos(\varphi_n - \varphi_m),
\end{aligned} \tag{14}$$

$$\begin{aligned}
c_2 = & (\varepsilon_e + \varepsilon_o) \sum_s E_y^{(s)} \sum_n E_x^{(n)} \cos(\varphi_s - \varphi_n) + (\varepsilon_e + \varepsilon_o) \sum_m E_x^{(m)} \sum_r E_y^{(r)} \cos(\varphi_m - \varphi_r) + \\
& (\varepsilon_e + \varepsilon_o) \sum_s E_y^{(s)} \sum_m E_x^{(m)} \cos(\varphi_s - \varphi_m) + (\varepsilon_e + \varepsilon_o) \sum_n E_x^{(n)} \sum_r E_y^{(r)} \cos(\varphi_n - \varphi_r) \quad ,
\end{aligned}$$

где индексы принимают значения: $n_1, n_2 = 1 \dots n$; $m_1, m_2 = 1 \dots m$; $r_1, r_2 = 1 \dots r$; $s_1, s_2 = 1 \dots s$; фаза $\varphi_j = h_j z$, j — индекс четных и нечетных ТЕ- и ТМ-мод соответственно, компоненты $E_x^{(n)}$, $E_x^{(m)}$, $E_y^{(r)}$, $E_y^{(s)}$ имеют вид (4) с опущенной экспонентой. Вид c_1 и c_2 для сред I, III и V аналогичный, с заменой для I и V: $\varepsilon_e = \varepsilon_o = \varepsilon'$, для III: $\varepsilon_e = \varepsilon_o = \varepsilon$.

По (6) — (14) был проведен расчет азимута угла погасания для волновода с кварцевыми подложками ($n' = 1.516$), заполненного нитробензолом с показателем преломления $n = 1.559$ (длина волны $\lambda = 546 \cdot 10^{-9}$ м). В [4] было установлено, что упорядоченная граничная фаза нитробензола подобна одноосному кристаллу (оптическая ось направлена вдоль оси 0x, рис. 1), а взаимосвязь показателей n_e и n_o лучей в этой фазе определяется формулой для ячеек Керра [14]:

$$\frac{n - n_e}{n - n_o} = -2. \tag{15}$$

Позднее прямыми методами (дихроизма полос поглощения и нарушенного полного отражения) было установлено [1], что молекулы нитробензола на кварце в ЭЖК слое гомеотропно упорядочены с усредненным по толщине значением параметра порядка $\langle S \rangle \approx 0.25$. Для установления взаимосвязи S и параметра ДЛП воспользуемся теорией возмущений, (15) и соотношением, полученным [15] в рамках модели внутреннего поля:

$$\Delta n = \frac{\langle n \rangle^2 - 1}{n_o + n_e} \cdot \frac{\Delta \alpha}{\langle \alpha \rangle} \cdot \langle s \rangle, \tag{16}$$

где $\Delta\alpha = \alpha_o - \alpha_e$ — анизотропия поляризуемости, $\langle\alpha\rangle = (2\alpha_o + \alpha_e)/3$ — среднее значение поляризуемости.

Такой подход дает взаимосвязь между электрическими и структурными свойствами слоя в виде:

$$\Delta n \cong p_1 + p_2, \quad (17)$$

где $p_1 = (2\sqrt{\epsilon})^{-1} c_\alpha$, $c_\alpha = (\langle n \rangle^2 - 1) \langle S \rangle \Delta\alpha / \langle \alpha \rangle$, $p_2 = -p_1^2 / (6\sqrt{\epsilon})$. В формулу (17) следует подставлять полученные значения $\Delta\alpha$ с обратным знаком (возможно, он упущен в (15) авторами).

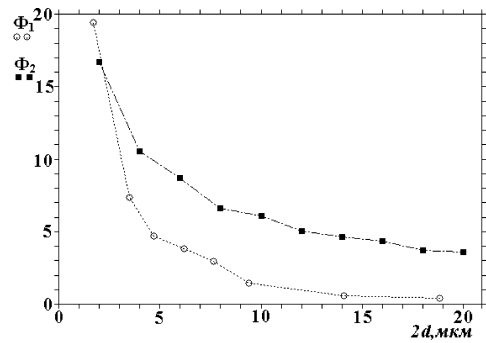


Рис. 3. Зависимость экспериментального ϕ_1 и теоретического ϕ_2 углов азимута погасания (град) от толщины волновода $2d$

Ранее методом интегральной оптики [3,4,16] по экспериментальной зависимости $\Phi_1(2d)$, рис.3, для волновода длиной $l = 1 \cdot 10^{-3}$ м и рассчитанной толщиной ЭЖК слоя $d_s = d - q = 67.5 \cdot 10^{-9}$ м было получено значение ДЛП этого слоя $\Delta n = 2.9 \cdot 10^{-4}$. Рассчитываемое по (17), с использованием этой величины, значение $\langle S \rangle \approx 0.001$ весьма мало и не соответствует результатам прямых измерений [1] параметра порядка $\langle S \rangle \approx 0.25$ ЭЖК фазы нитробензола. Используя данные [17] по поляризуемости молекул нитробензола ($\alpha_e = 17.76$ и $\alpha_o = 10.5$), для выше приведенных значений показателей преломления сред и указанного параметра порядка по (17) было найдено значение $\Delta n = 6.9 \cdot 10^{-2}$. Далее методом наименьших квадратов для реальной длины волновода $l = 3 \cdot 10^{-3}$ м получены значения толщины анизотроп-

ного слоя $d_s = 40 \cdot 10^{-9}$ м и параметра порядка $\langle S \rangle = 0.08$ ($\Delta n \approx 1.6 \cdot 10^{-2}$), которым соответствует зависимость $\Phi_2(2d)$ (рис.3). Остаточная сумма

$$E = \sum_{i=1}^{10} (\Phi_1' - \Phi_2)^2 \quad (18)$$

принимает значение $E = 384$. В данных расчетах использовалась аппроксимирующая график $\Phi_1(2d)$ функция $\Phi_1' = a \exp(-x/b)$ со значениями $a = 39.1$, $b = 2.3$ и $E = 6.7$.

О корректности результата свидетельствует то, что, в отличие от [3,4], где $\langle S \rangle = 0.001$, найденное нами расчетное значение $\langle S \rangle \approx 0.1$ более близко к его значению 0.25, полученному [1] (см.выше) независимым методом.

Вид полученной зависимости $\Phi_2(2d)$ связан с характером решения уравнений Максвелла (как суперпозиции тригонометрических функций) и возможно, с разным вкладом в азимут угла погасания двух эффектов: поляризации волн на границе и различия в скорости обыкновенного и необыкновенного лучей из-за анизотропии. Кроме того, используемый шаг поиска корней дисперсионного уравнения (8) и интегрирования по объему волновода (12) вносит погрешность ($\sim 5\%$) в эту зависимость. Определение оптимальной расчетной зависимости $\Phi_2(2d)$ проводилось по минимуму остаточной суммы (18) в области малых $2d$ ($2 \div 4$ мкм), в которой более весом вклад анизотропной области в результирующую интерференционную картину. Расхождение с экспериментальной зависимостью обусловлено, по-видимому, принятым упрощенным представлением о строгой однородности анизотропного слоя по его толщине и, что более вероятно, не учетом в наших расчетах затухания волн. Заметим, что в экспериментах [16] в качестве подложек использовалось (для пренебрежения оптическими процессами в стенках волновода) сильно поглощающее "зачерненное стекло" (с 5% содержанием железа в кварце). Тем не менее, согласие с экспериментом можно считать достаточно удовлетворительным.

Выводы

Полученное в рамках интегральной оптики новое решение задачи о распространении электромагнитной волны в слоистом волноводе методом собственных ТЕ-, ТМ-мод позволило установить функциональную связь между структурными параметрами (S , d_s , Δn) ЭЖК фазы и является теоретическим обоснованием экспериментального метода определения структурных свойств пристенных ориентационно упорядоченных слоев "щелевым световодом переменной толщины". Принятый подход может быть перенесен на

случай произвольных значений показателей преломления волноводных сред, в том числе и проводящих.

Литература

1. Derjaguin B.V., Altoiz B.A., Popovskii Yu.M. J.Coll. Int. Science., 1992. Vol.148., №1. P.56-62; Алтоиз Б.А., Поповский Ю.М. Физика приповерхностных слоев жидкости. Одесса: Астропринт, 1996, 153 с.
2. Дерягин Б.В., Алтоиз Б.А., Поповский Ю.М.. Ориентационно упорядоченные слои предельных углеводородов и их производных на поверхности кварца// ДАН СССР. 1991. Т.317, №1. С.130-134.
3. Дерягин Б.В., Силенко Г. П., Поповский Ю.М. //ДАН СССР. 1978. Т.239, №4. С.828-830.
4. Силенко Г.П. Исследование оптической анизотропии полимолекулярных граничных слоев нитробензола, образованных на поверхности стекла. Дисс. на соиск. уч. ст. канд. в д-ра физ.-мат. н. Одесса. 1978.
5. Недашков Д. Д., Алтоиз Б. А. Расчет анизотропии многослойных систем методом интегральной оптики. В. сб. научных трудов "Обработка дисперсных материалов и сред". 2002. Вып.12. с.261-268.
6. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. -М.:Наука, 1970, 719 с.
7. Соколов А.В. Оптические свойства металлов.-М.:ФМ, 1961. 460 с.
8. Маркузе Д. Оптические волноводы.-М.: Мир, 1974. 576 с.
9. Гончаренко А.М., Редько В. П. Введение в интегральную оптику.-Минск: "Наука и техника", 1975. 148 с.
10. Хансперджер Р.. Интегральная оптика, теория и технология. М.:Мир, 1985. 379 с.
11. Тамир Т. Интегральная оптика.-М.:Мир, 1978. 344 с.
12. Егоров Ю.В. Частично заполненные прямоугольные волноводы М.: 'Советские радио', 1967. 216 с.
13. Матвеев А.Н. Оптика. М.: Высшая школа, 1985. 351 с.
14. Волькенштейн М.В. Молекулярная оптика. М: Л., 1951. 744 с.
15. Вукс М.Ф. Определение оптической анизотропии молекул ароматических соединений из двойного лучепреломления кристаллов. Оптика и спектроскопия, 1966. Т.20. №4. С.644-651.
16. Дерягин Б.В., Поповский Ю.М., Силенко Г.П. ДАН СССР, 1972. Т.207, №5. С.1153-1156.
17. Нейланд О.Я. Органическая химия. М.: Высшая школа, 1990. 751 с.

Д. Д. Недялков, Б. А. Алтоиз

**Розрахунок параметрів структурованих прошарків
методом інтегральної оптики**

АНОТАЦІЯ

В уявленнях інтегральної оптики одержано рішення задачі про поширення електромагнітної хвилі в "щілинному світловоді змінної товщини", що дозволяє встановити зв'язок між структурними параметрами (товщина, ступінь і тип упорядкованості) ЕРК фази. Проведено зіставлення отриманого рішення з експериментальними даними.

Nedyalkov D. D., Altoiz B. A.

Calculation parametrs structures layers by method of integral optics

SUMMARY

The problem of electromagnetic wave passage through the "slotted beamguide of variable-thickness" is solved in terms of integral optics. The solution gives interdependencies between structures parameters (thickness, double refraction and the degree and type of order) of epitropic phase; the interdependencies obtained are compared with experimental data.

УДК 551.575.36 (421)

***М. Н. Чесноков**, *И. Н. Казакова**, *Т. В. Грызунова**,
*И. С. Андрианова*****

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

*** Одесский государственный экологический университет*

Испарение капель водных растворов натрий – хлор в электрическом поле

В статье представлены результаты экспериментального исследования испарения одиночной капли дистиллированной воды и капли водного раствора NaCl в неподвижной воздушной среде в электрическом поле плоского конденсатора.

Экспериментальные исследования испарения капель чистых жидкостей и капель растворов солей представляют до настоящего времени определенный интерес для уточнения целого ряда неясных моментов в физике фазовых переходов первого рода (влияние двойного электрического слоя на испарение капель воды, расчет коэффициента захвата (конденсации), выполнение закона Срезневского и закона Рауля, влияние положительных и отрицательных ионов на испарение капель растворов солей металлов и др.) [1, 2, 3]. Испарение и конденсация являются определяющими во многих технологических процессах. Опреснение морской воды, плазмо-термическое получение окислов некоторых металлов из водных растворов солей [4], получение информации о тепловом излучении поверхностей океанов и морей с помощью космической орбитальной техники существенно зависит от физико-химических процессов обмена теплом и веществом в достаточно тонком слое между океаном (морем) и атмосферой [5]. В настоящее время сохранилась необходимость рассмотрения испарения капель слабых водных растворов солей для нужд метеорологии и, более того, все настойчивее проявляется потребность в экспериментальных и теоретических работах с точки зрения экологических проблем; например, опреснение морской воды для технических и пищевых целей.

В связи с выше сказанным нами проведены экспериментальные исследования испарения крупных одиночных капель водных растворов NaCl в неподвижной воздушной среде в постоянном электрическом поле плоского конденсатора.

Методика эксперимента и результаты проведенных опытов

Схема экспериментальной установки для определения скорости испарения капель растворов приведена на рис.1.

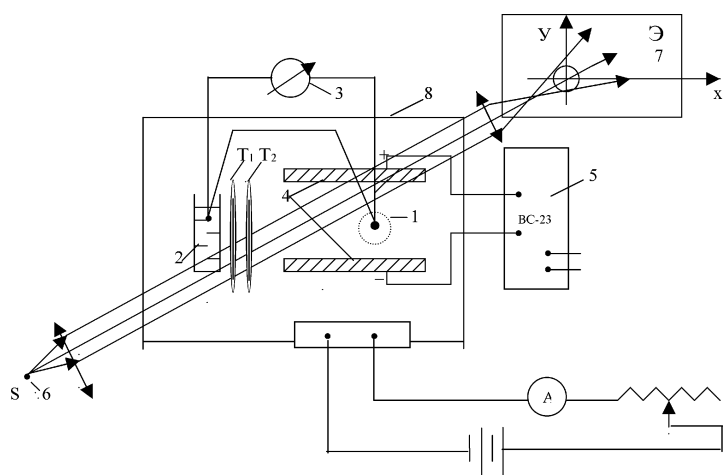


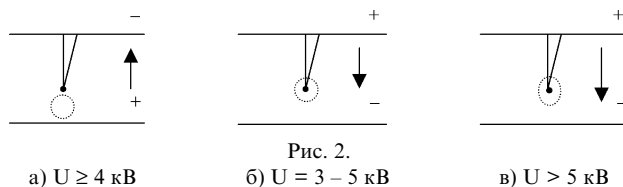
Рис.1. Схема экспериментальной установки.

Исследуемая капляковешивалась на один из спаев дифференциальной термопары (1), второй спай которой был помещен в пробирку с тающим льдом (2). Возникающая ЭДС термопары измерялась гальванометром, включенным в цепь стандартного магазина сопротивлений (3). Медь-константановая термопара предварительно градуировалась по показаниям эталонного ртутного термометра в диапазоне от 0°C (тающий лед) до 100°C (кипящая вода). Температура капли измерялась с точностью $0,5\text{ K}$. Спай термопары, на который подвешивались капли, имел форму шарика диаметром $2 \cdot 10^{-3}\text{ м}$. На промытый в спирте, а затем дистиллированной воде, шарик можно было с помощью пипетки подвесить довольно крупные капли, до $5 \cdot 10^{-3}\text{ м}$ диаметром. Капли, как правило, имели сферическую форму. В случае нарушения сферичности капли за счет её веса или внешнего электрического поля измерялись горизонтальный и вертикальный диаметры и определялось его среднее значение. Сильно искаженные по форме капли исключались из рассмотрения. Начальный размер (диаметр) капли и последующее измерение размера определяли по теневому увеличенному изображению капли на экране (7). Капля освещалась параллельным пучком света (6). Оптическое увеличение системы — 8,4 раза. Положение края капли определяли с точностью $0,5\text{ мм}$. Среднеквадратичная относительная ошибка измерения размеров капли не превышала $2,5\%$.

Для создания электрического поля был использован плоский конденсатор (4). Площадь каждой пластины 36 см^2 , расстояние между обкладками 6 см . Разность потенциалов на обкладках конденсатора можно было менять с помощью высоковольтного выпрямителя BC-23 (5) от 3 до 10 кВ , что соот-

ответствует изменению напряженности поля от 500 до 1660 В/см. Опыты проведены при разности потенциалов между обкладками конденсатора от 3 до 7 кВ, т.е. напряженности поля от 500 до 1170 В/см, через 1 кВ.

При исследовании испарения капель воды и водных растворов желательнее учитывать направление линий напряженности электрического поля (полярность), так как капля устойчиво висит на подвесе при положительном потенциале верхней пластины конденсатора, если пластины расположены горизонтально. При отрицательном потенциале на верхней пластине капля срывается уже при 4 кВ (рис.2 а). При напряжениях свыше 5 кВ сферичность капли нарушается и при положительном потенциале на верхней пластине капля ползёт вверх по подвесу (рис.2 в). В этом случае необходимо измерять вертикальный и горизонтальный диаметры капли и вычислять среднее значение.



Термопара с каплей и конденсатор помещались в камеру с прозрачными стенками объемом $15 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3$ (8), т.е. капля была изолирована от окружающей среды, и её можно было наблюдать визуально. Температура в камере поддерживалась постоянной с помощью небольшого нагревательного прибора с терморегулятором (9), что позволило держать температуру в камере равной $(36 \pm 1) \text{ }^\circ\text{C}$.

Перед началом проведения измерений воздух в камере прогревался в течение 30 мин. За это время в ней устанавливалась постоянная температура. Во время проведения всего эксперимента неоднократно измерялась влажность в лабораторном помещении и камере. На протяжении всех опытов влажность в камере поддерживалась постоянной — $(80 \pm 2)\%$.

Как уже отмечалось выше, для исследования выбраны растворы NaCl. Этот выбор сделан исходя из следующих соображений:

1. хорошая растворимость NaCl в воде;
2. значительное количество NaCl в природной воде (в облаках, туманах, морской воде);
3. возможность сравнения результатов эксперимента с данными других авторов.

По стандартной методике готовились 5%, 10% и 15% растворы. На микровесах с точностью до 1 мг взвешивалась предварительно очищенная выпариванием пищевая соль и растворялась в дистиллированной воде. Количество соли и воды, необходимое для приготовления растворов соответствующей концентрации, рассчитывалось по соотношению:

$$c = \frac{m_1}{m_2} \cdot 100 \%,$$

где m_1 — количество растворенного вещества в граммах;

$m_2 = (m + m_1)$ — количество раствора в мл;

m — количество воды в мл;

c — процентная концентрация.

Для отработки методики и с целью оценки достоверности результатов проведены опыты по испарению каплей дистиллированной воды. Результаты сопоставлены с данными Кирюхина [10], Лушников, Загайнова, Нужного [2] (рис.3).

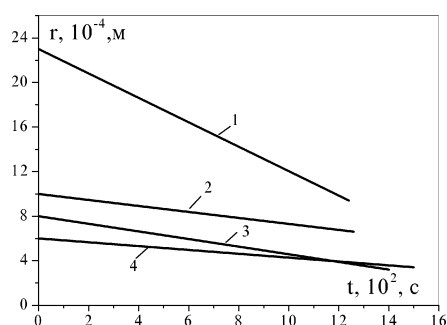


Рис. 3. Сопоставление экспериментальных данных по испарению каплей дистиллированной воды.

1 — данные авторов статьи; 2 — Лушников и др. [3];
3 — Зак [9]; 4 — Кирюхин [10].

Результаты опытов по скорости испарения каплей растворов различной концентрации в электрическом поле и при $E=0$ приведены на рисунках 4 и 5. На рисунке 4 — скорость испарения $(ds/dt) = f(U)$, на рис.5 — $(ds/dt) = f(c)$. По нашему мнению, такое представление результатов более информативно, хотя, конечно, графики принципиально не отличаются друг от друга.

Качественное объяснение результатов эксперимента.

На рис.3 приведены результаты по испарению каплей дистиллированной воды разных авторов. Результаты сопоставимы, хотя наша кривая расположена существенно выше и идет вниз более круто. Дело в том, что мы исследовали более крупные капли и при более высокой температуре в камере при практически одинаковых влажностях. Количественное сопоставление результатов сделано через тангенс угла наклона (по оси Y — значение радиуса капли $r \cdot 10^{-4} м$, по оси X — время $t \cdot 10^2 c$) и приведено в таблице.

Таблица.

Влажность, %	Температура капли, К	$\operatorname{tg}\alpha=\Delta y/\Delta x$	Авторы работы
85,0	288,7	0,1714	Кирюхин [10]
80,0	293,0	0,2667	Зак [9]
—	—	0,3000	Лушников и др. [2] *)
80,0	309,0	1.0816	Данные авторов статьи

*) Следует отметить, что в работе [2] не приведены значения T_k и влажности в камере. Мы взяли кривую, полученную при давлении 750 мм.рт.ст., газ-носитель – Не. Авторы утверждают, что состав газа и давление в камере не сказываются на результатах опытов в интервале значений коэффициента захвата от 0,31 до 0,36 (стр.12)

По нашему мнению, противоречия в данных нет, и качественно результаты сопоставимы. Следовательно, выбранная нами методика приемлема для исследования испарения капель не только чистых жидкостей, но капель водных растворов солей.

Вопреки существующему мнению некоторых авторов [7, 10] о том, что электрическое поле не влияет на испарение капли, мы получили четкую зависимость между скоростью испарения (ds/dt) и величиной приложенного напряжения. Скорость испарения капли дистиллированной воды уменьшается с ростом разности потенциалов на обкладках конденсатора (рис.4).

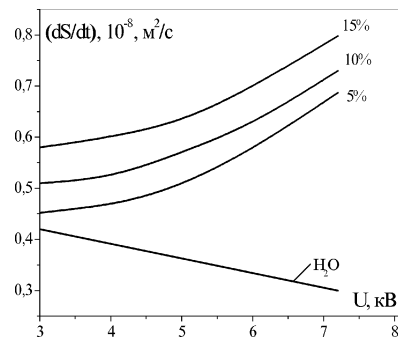


Рис.4. Скорость испарения капли водного раствора NaCl в электрическом поле. $T_k=36^{\circ}\text{C}$. Влажность среды 80 %.

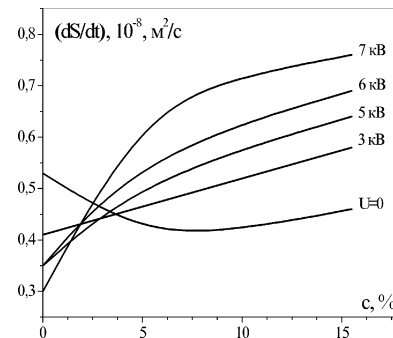


Рис.5. Скорость испарения капли водного раствора NaCl в зависимости от концентрации — c. Влажность 80 %, $T_k=36^{\circ}\text{C}$.

По нашему мнению в этом случае существенную роль играет взаимодействие двойного электрического слоя капли с внешним электрическим полем [3]. Скорость испарения капель водных растворов NaCl растет, и растет тем больше, чем больше внешнее поле и выше концентрация раствора (рис.4 и 5). В данном случае первостепенную роль, по нашему мнению, играет концент-

рация ионов, как положительных, так и отрицательных. Особенно существенен вклад ионов при малых концентрациях растворенного вещества (рис.5). Нам кажется, что на этот факт следует обратить внимание при разработке технологии опреснения морской воды методом её диспергирования.

Более серьёзное и конструктивное (не только качественное, но и количественное) обсуждение результатов можно провести, если сопоставить эксперимент с существующими моделями испарения (кинетической и диффузионной) — старой (классической) или современной (более изощрённой) с элементами статистики и электрофизики.

Литература

1. Козырев А.В., Ситников А.Г. Испарение сферической капли в газе среднего давления //УФН, 2001. Т.171, № 7.С.765-774.
2. Лушников А.А., Загайнов В.А., Нужный В.М. Расчет скорости испарения капель воды и сопоставление с экспериментом. //ФАС, 2001. В.38.С.109.
3. Фролов Ю.Г. Курс коллоидной химии. М.: Химия. 1989.С. 61,73.
4. Тихомиров В.А., Кареичин А.Г., Квеско С.Б. Расчет параметров плазмотермического процесса переработки диспергированных водных растворов солей металлов //Физика и химия обработки материалов, 1984, №5.
5. Бреховских А.М. Стратегия исследований мирового океана и использование его ресурсов. Сб. Будущее науки, М., 1984.
6. Фукс Н.А. Испарение и рост капель в газообразной среде. М.: Издание АН СССР, 1958. С.89.
7. Райст П. Аэрозоли. М.:Мир, 1987.
8. Суслов А.В., Контуш С.М. Стационарные заряды капель в биполярной ионной среде, обусловленные двойным электрическим слоем //ФАС, 1983.В.23. С.109.
9. Зак Е.Г. Кинетика испарения капель жидкостей //Журнал геофизики, 1936. Т.6, В.5.С.484.
10. Кирюхин Б.В. Испарение капель воды и водных растворов соли //Труды научно-исследовательских учреждений Гидрометслужбы СССР. 1945. В.7.С.39.

М. Чесноков, І. Казакова, Т. Гризунова
(*Одеський національний університет ім.І.І.Мечникова*),
І. Андріанова
(*Одеський державний екологічний університет*)

**Випаровування краплин водних розчинів NaCl
в електричному полі**

АНОТАЦІЯ

У статті представлені результати експериментального дослідження випаровування одиночної краплини дистілюваної води та краплини водного розчину NaCl в нерухомому повітряному середовищі в електричному полі плоского конденсатора.

Chesnokov M., Kazakova I., Gryzunova T.
(*Odessa national university by I.I.Mechnikov*)
Andrianova I.
(*Odessa state ecology university*)

Evaporation of NaCl water solutions under constant electric field

SUMMARY

The experimental results of NaCl water solution drops evaporation in motionless air medium under constant electric field are presented in the article.

Е. Е. Дайчман, Е. Н. Кондратьев

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

Полуавтоматическое регулирование в организации замкнутых циклов проточных реакторов

В данной статье предложена идея организации циклического режима работы химических реакторов методом полуавтоматического регулирования. Для неизотермического проточного реактора идеального смешения теоретически показана принципиальная возможность стабильной работы в окрестности особой точки типа неустойчивый фокус без ухудшения эффективности процесса. Построены фазовые портреты системы для различных вариантов управления реактором с помощью температурных параметров и управления входным потоком. Проведено сопоставление различных способов организации замкнутых циклов.

В настоящее время все актуальней становится проблема управления процессами в реакторах проточного действия с целью повышения тепловой мощности, увеличения производительности выхода целевых продуктов, обеспечения надежного контроля диапазонов температур и концентраций в реагирующей системе.

Переход к нестационарному режиму позволяет во многих случаях существенно повысить эффективность процесса по сравнению со стационарным. В работе [1] рассматривается поведение обостренной реагирующей динамической системы под воздействием синусоидальных температурных возмущений.

Во многих случаях химические реакции идут через промежуточные стадии, в которых образуются ценные продукты и реактор нужно удерживать в определенном состоянии с целью получения требуемых продуктов. Одной из возможных задач осуществления этой задачи является организация циклически обостряемого режима работы реактора. В работе [2] для неизотермического проточного реактора идеального смешения определен отклик реактора как нелинейной системы на П-образное внешнее температурное возмущение при контроле максимального значения температуры разогрева реактора. Теоретически доказана возможность организации безопасного циклического режима работы реактора, а также возможность повышения эффективности за счет его работы в закритической области.

В отличие от принудительной организации цикла с жестким регулированием [2], в данной работе предложена идея создания циклов методом полуавтоматического регулирования. Смысл этого метода заключается в существенном

использовании для построения замкнутого цикла свойств самой системы, реагирующей вблизи особых точек или в окрестности предельных циклов.

Наиболее подходящим для этой цели является использование режима работы реактора вблизи особой точки типа фокус, поскольку в его окрестности фазовые траектории имеют вид расходящихся или сходящихся спиралей. Это обстоятельство можно использовать для перехода системы с одного витка спирали на другой при незначительном внешнем воздействии. При изменении одного из параметров реагирующей системы меняется вид фазовых траекторий, что, в принципе, позволяет вернуть систему на предыдущий виток и образовать замкнутую траекторию в окрестности особой точки.

Предполагается, что полуавтоматическое регулирование требует меньших внешних воздействий по сравнению с жестким регулированием.

Математическая модель реактора идеального смешения по Франк-Каменецкому [3], в котором протекает единственная экзотермическая реакция первого порядка, имеет вид

$$\frac{dC}{dt} = \frac{u}{V}(C_f - C) - z \exp\left(-\frac{E}{RT}\right)C, \quad (1)$$

$$c\rho \frac{dT}{dt} = \frac{u}{V}c\rho(T_f - T) + Qz \exp\left(-\frac{E}{RT}\right)C - \alpha \frac{S}{V}(T - T_c) \quad (2)$$

с начальными условиями: $t = 0$, $C = C_{\text{нач}}$, $T = T_{\text{нач}}$,

где C , C_f — текущая и входная концентрации реагента, моль/см³, T , T_f — текущая и входная температуры смеси, К, T_c — температура стенок реактора, К, u — объемный расход вещества на входе в реактор, см³/с, z — предэкспоненциальный множитель, с⁻¹, E — энергия активации, Дж/моль, V — объем реактора, см³, S — площадь поверхности теплообмена, см², ρ — плотность смеси, моль/см³, c — теплоемкость реакционной смеси, Дж/(моль · К), α — коэффициент теплопередачи через стенку реактора, Дж/(см² · с · К), Q — тепловой эффект реакции, Дж/моль, t — время, с, R — универсальная газовая постоянная, Дж/(моль · К). В качестве базового набора параметров модели взяты экспериментальные данные по окислению углеводородов в реакторе идеального смешения [5].

Правую часть уравнения (2) можно представить как разность двух выражений, определяющих скорость тепловыделения $q_+ = Qz \exp\left(-\frac{E}{RT}\right)C$ и скорость теплоотвода $q_- = \frac{u}{V}c\rho(T_f - T) - \alpha \frac{S}{V}(T - T_c)$.

В зависимости от значений параметров системы реализуются различные стационарные состояния. Каждому набору параметров отвечает свой тип фазового портрета, который отражает особенности динамики системы и взаимного расположения фазовых траекторий и особых точек.

Если поведение реактора описывается уравнениями $\frac{dC}{dt} = \Phi(C, T)$, $\frac{dT}{dt} = \Psi(C, T)$, то координаты стационарных состояний определяются из равенств

$$\Phi(C, T) = \Psi(C, T) = 0.$$

В частности, для параметров системы (1), (2) $u = 180 \text{ см}^3/\text{с}$, $V = 1500 \text{ см}^3$, $\alpha = 0,1 \text{ Дж}/(\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{К})$, $T_f = 583 \text{ К}$, $C_f = 4,5 \cdot 10^{-6} \text{ моль}/\text{см}^3$ найденные стационарные значения температуры и концентрации оказываются равными $T_S = 642,86 \text{ К}$, $C_S = 4,85 \cdot 10^{-6} \text{ моль}/\text{см}^3$.

Анализ устойчивости стационарных состояний производится по методу Ляпунова [4] путем линеаризации уравнений (1), (2) вблизи точки (C_S, T_S) .

Соответствующее характеристическое уравнение имеет вид:

$$\mu^2 + \sigma\mu + \Delta = 0,$$

где

$$\sigma = - \left(\left(\frac{\partial \Phi}{\partial C} \right)_T + \left(\frac{\partial \Psi}{\partial T} \right)_C \right),$$

$$\Delta = \left(\frac{\partial \Phi}{\partial C} \right)_T \left(\frac{\partial \Psi}{\partial T} \right)_C - \left(\frac{\partial \Phi}{\partial T} \right)_C \left(\frac{\partial \Psi}{\partial C} \right)_T.$$

Решениями этого уравнения для выбранных для выбранных значений параметров u, V, α, T_f, C_f являются: $\mu_1 = 0,13 + 0,64i$ и $\mu_2 = 0,13 - 0,64i$.

Таким образом, найденное стационарное состояние системы (C_S, T_S) относится к особенности типа неустойчивый фокус.

Справедливость найденного аналитического решения подтверждается видом расходящихся от точки (C_S, T_S) фазовых траекторий, отображенных на рис.1. Стрелками указано направление движения по фазовым траекториям. Фазовый портрет, представленный на этом рисунке, характеризуется наличием предельного цикла, который разбивает все траектории на два семейства: внутренние и внешние.

В соответствии с этим возможны два варианта построения замкнутых циклов: внутренних по отношению к предельному циклу и внешних.

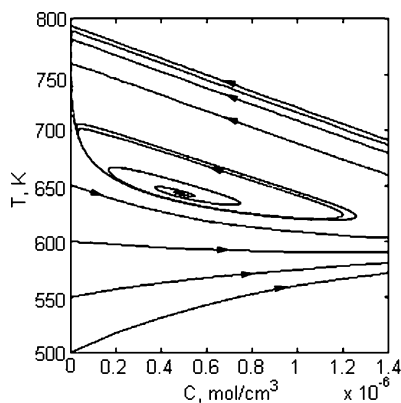


Рис.1. Фазовый портрет системы (1), (2)
 $u = 180 \text{ см}^3/\text{с}$, $V = 1500 \text{ см}^3$, $\alpha = 0,1 \text{ Д\text{а}\text{е}/(\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{К})$,
 $T_f = 583 \text{ К}$, $C_f = 4,5 \cdot 10^{-6} \text{ моль}/\text{см}^3$

Предоставленный самому себе, реактор неизбежно выйдет на предельный цикл, который, как видно из рис.1, характеризуется значительным разбросом значений концентраций и температур, влияющих на качество целевого продукта. В связи с этим становится ясно, что наибольший интерес представляет организация внутренних циклов, поскольку им соответствует меньший диапазон изменения концентраций и температур.

Как уже отмечалось, в нашем случае система в фокусе не может работать, так как он неустойчив и все фазовые траектории удаляются от него. Однако возможно организовать замкнутый цикл вблизи такой особой точки. Очевидно, что включать внешнее воздействие нужно в области, где два соседних витка спирали наиболее близко расположены друг к другу, так как ожидается, что в этом случае потребуются меньшее внешнее воздействие.

Вообще говоря, достигнуть замыкания цикла можно изменением различных параметров системы. В данной работе рассмотрены наиболее простые схемы раздельного управления, то есть такого, при котором при изменении одного из параметров остаются фиксированными остальные. При этом нужно учитывать такие факторы как быстроту движения системы по фазовым траекториям, близость участков одной фазовой траектории.

Случаи изменения входной температуры T_f и температуры стенки реактора T_c при остальных фиксированных параметрах системы подобны друг

другу. В общем случае можно ввести такой параметр как эффективная температура стенки реактора $T_{\infty} = \frac{T_f c \rho + T_c \alpha S}{u c \rho + \alpha S}$. Поэтому достаточно рассмотреть только один из этих вариантов, например, вариант управления температурой стенки реактора.

В зависимости от того, в каком положении относительно особой точки находится система в момент включения внешнего воздействия, то есть переход осуществляется с более нижнего участка на более верхний или наоборот, температура стенки реактора должна быть увеличена или уменьшена. На рис.2(а) приведен пример организации замкнутого цикла путем увеличения температуры стенки реактора.

Замкнутый цикл строится путем внесения незначительного температурного внешнего возмущения $\Delta T \sim 20\text{K}$ на участке фазовой траектории 2 при текущих значениях температуры $T = 639\text{K}$ и концентрации $C = 0,5 \cdot 10^{-6}$ моль/см³. С увеличением температуры стенки реактора уменьшается скорость теплоотвода, температура в реакторе начинает расти, и фазовый портрет искажается. Условием замыкания цикла является достижение на переходной фазовой траектории значения температуры $T = 640,8\text{K}$, которое соответствует участку 1 прежнего фазового портрета. После снятия внешнего воздействия фазовый портрет восстанавливается, и реагирующая система возвращается на предыдущий виток фазовой траектории 1 и повторяет движение по фазовой траектории.

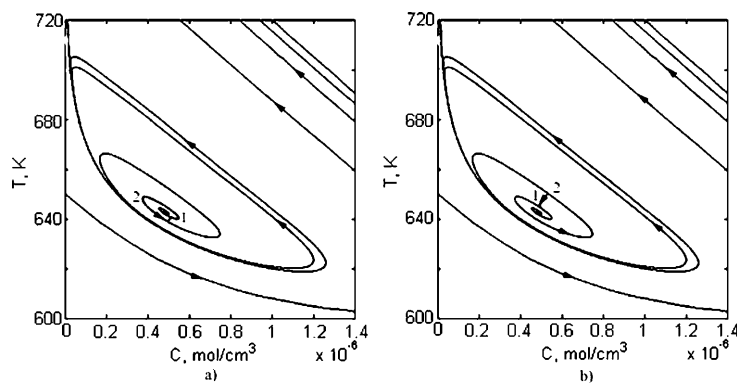


Рис.2. Организация внутренних замкнутых циклов при управлении температурным параметром.

Большую часть траектории система совершает движение в соответствии со своими свойствами, и лишь на незначительной части траектории включается внешнее воздействие. Таким образом организуется циклический про-

ресс в проточном реакторе идеального смешения с полуавтоматическим регулированием.

Заметим, что существует нижняя граница для значения внешнего температурного возмущения. Как показали численные расчеты, в данном случае уже при $\Delta T < 7\text{K}$ невозможно организовать замкнутый цикл, так как на переходной траектории не достигаются температуры, соответствующие участку 1 исходного фазового портрета.

Другой вариант организации цикла показан на рис.2(б). В этом случае цикл замыкается выше особой точки путем уменьшения температуры стенки. При этом требуется большее температурное возмущение $\Delta T \sim 70\text{K}$, что объясняется большей удаленностью соседних витков фокуса друг от друга по сравнению со случаем, рассмотренным выше.

Также как и в первом случае, существует минимальное значение внешнего возмущения, определяющее принципиальную возможность замыкания цикла. Это значение при заданных параметрах составляет $\Delta T \sim 25\text{K}$, что более чем в 3 раза превышает пороговое значение в рассмотренном выше случае управления реактором повышением температуры стенки. Из рисунков видно, что чем дальше от особой точки включается внешнее воздействие, тем большее возмущение потребуется для того, чтобы траектория замкнулась.

Выявление границ полуавтоматического регулирования — это интересная проблема, решение которой выходит за рамки данной работы.

Очевидно, подобного результата можно добиться, изменяя другие параметры системы, например, u или C_f . Наиболее удобно с практической точки зрения изменять объемный расход вещества на входе в реактор.

Также как и в случае управления температурным параметром, замкнутый цикл можно организовать путем перехода системы с внешнего участка фазовой траектории на внутренний в окрестности неустойчивого фокуса. Однако, в зависимости от положения реагирующей системы в момент включения воздействия управление сводится либо к увеличению объемного расхода вещества на входе в реактор, либо к уменьшению.

Например, в случае, представленном на рис.3(а) для организации замкнутого цикла на участке фазовой траектории 2 при значениях температуры и концентрации $T = 644,3\text{K}$ и $C = 0,4 \cdot 10^{-6}$ моль/см³ объемный расход вещества на входе в реактор увеличивается на величину $\Delta u \sim 20$ см³/с. При этом скорость теплоотода уменьшается, и изменяется ход фазовой траектории. При достижении на переходной траектории значения температуры, соответствующего участку 1 на исходной фазовой траектории ($T = 640\text{K}$), внешнее воздействие снимается, и, таким образом, система повторяет движение по прежней фазовой траектории.

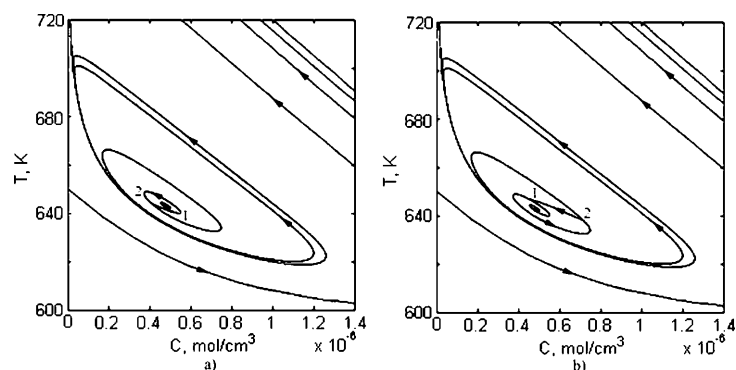


Рис.3. Организация внутренних замкнутых циклов при управлении входным потоком

Таким образом, при изменении объемного расхода вещества на входе в реактор также возможно организовать циклический процесс в проточном реакторе идеального смешения методом полуавтоматического регулирования. При этом, как и в случае температурного управления, существует нижняя граница на значение управляющей добавки Δu . Как показали численные расчеты, замкнутый цикл в данном случае удается организовать только при значениях Δu , больших $20 \text{ см}^3/\text{с}$.

Вариант построения замкнутого цикла путем уменьшения объемного расхода вещества на величину $\Delta u \sim 70 \text{ см}^3/\text{с}$ показан на рис.3(б). При этом минимальное значение добавки $\Delta u \sim 43 \text{ см}^3/\text{с}$ оказывается больше, чем в случае управления реактором путем увеличения объемного расхода вещества. Это также объясняется большей отдаленностью участков фазовой траектории друг от друга.

В таблице представлены сравнительные результаты расчетов циклических режимов при различных способах управления.

	I			II			III		IV	
$\Delta T, \text{K}$	7	30	70	-25	-30	-70	-	-	-	-
$\Delta u, \text{см}^3/\text{с}$	-	-	-	-	-	-	20	70	-43	-70
$\tau_1, \text{с}$	7,6	9,1	9,2	8,8	9,3	10,3	6,5	8,8	8,0	8,6
$\tau_2, \text{с}$	0,8	0,2	0,1	0,7	0,6	0,2	1,6	0,3	1,6	1,0
$\tau, \text{с}$	8,4	9,3	9,3	9,5	9,9	10,5	8,1	9,1	9,6	9,6
η	0,05	0,05	0,01	0,02	0,03	0,02	0,07	0,06	0,01	0,00

В колонках I и II помещены основные характеристики внутренних циклов при управлении температурным параметром для различных значений

температурного возмущения ΔT . Колонка I соответствует результатам, полученным в режиме, когда переход осуществлялся ниже особой точки (рис.2(а)), колонка II — выше (рис.2(б)).

В колонках III и IV представлены результаты расчетов внутренних циклов при управлении входным потоком для различных значений возмущения входного потока Δu . В колонке III видны данные, полученные при увеличении объемного расхода вещества на входе в реактор (рис.3(а)), в колонке IV — при его уменьшении (рис.3(б)).

Здесь τ_1 — время движения по фазовой траектории от точки 1 к точке 2 вдоль направления стрелок,

τ_2 — время движения по переходной траектории 2→1,

$\tau = \tau_1 + \tau_2$ — период замкнутого цикла,

η — эффективность производительности реактора в полуавтоматическом режиме, определяемая по формуле

$$\eta = \frac{N - N_s}{N_s},$$

где N — средняя мощность, выделяемая в одном цикле,

N_s — средняя мощность предельного цикла.

$$N = \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} Qz \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) CV dt,$$

Как видно из таблицы, сравнение времен τ_2 и τ при полуавтоматическом способе организации замкнутых циклов показывает, что время перехода на порядок меньше периода цикла. Этот результат справедлив как для температурного управления, так и для управления входным потоком. Причем время перехода τ_2 зависит от величин внешнего возмущения ΔT и Δu , представленных в таблице. С увеличением внешнего возмущения время перехода сокращается. Этот результат представляется очевидным. Например, для случая управления температурным параметром, изменение температуры стенки реактора в уравнении (2) приводит к изменению скорости теплоотвода. Чем больше внешнее температурное возмущение, тем быстрее меняется температура в реакторе.

Из сопоставления рис.2(а) и рис.2(б), а также рис.3(а) и рис.3(б), с данными таблицы видно, что чем дальше от особой точки включается внешнее воздействие с целью организации замкнутого цикла, тем большее по модулю возмущение требуется. Результаты расчетов, представленные в таблице, показывают, что для одинаковых значений внешнего возмущения, чем дальше от особой точки включается внешнее воздействие, тем больше значение времени перехода.

Таким образом, показана возможность стабильной работы химического реактора в окрестности неустойчивой особой точки без ухудшения эффективности по сравнению с предельным циклом, что подтверждается численными расчетами, представленными в таблице. При этом диапазоны изменения концентраций и температур в замкнутых циклах независимо от рассмотренных способов управления много меньше диапазона изменения концентраций и температур в предельном цикле.

Литература

1. Korobko A.V., Kondratyev E.N. A conversation degree of particle reacting heterogeneously in dynamic conditions // Conference-Proceeding ГРАФОБЪЕКТ International Colloquium on the Dynamics of Explosions and Reactive Systems. 1999. P.198-201.
2. Дайчман Е.Е., Кондратьев Е.Н. Модель циклически обостряемого реактора // Вісник Одеськ. держ. ун-ту. 2001. Т. 6, вип. 3. Фіз.-мат. науки. С. 154-160.
3. Франк–Каменецкий Д.А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Наука, 1967. 491 с.
4. Эрроусмит Д., Плейс К. Обыкновенные дифференциальные уравнения. Качественная теория с приложениями. М.: Мир, 1986. 243 с.
5. Быков В.И., Цыбенова С.Б. Параметрический анализ моделей реакторов идеального смешения и вытеснения // Физика горения и взрыва. 2001. Т. 37, № 6. С. 22-29.

О. Ю. Дайчман, Є. М. Кондрат'єв

Напівавтоматичне регулювання в організації замкнених циклів проточних реакторів

АНОТАЦІЯ

У даній статті запропонована ідея організації циклічного режиму роботи хімічних реакторів за методом напівавтоматичного регулювання. На прикладі неізотермічного проточного реактора ідеального змішання теоретично доведена принципова можливість стабільної роботи в околиці особливої точки типу неусталений фокус без погіршення ефективності процесу. Побудовано фазові портрети системи для різних варіантів керування реактором за допомогою температурних параметрів і управління вхідним потоком. Проведено порівняння різних способів організації замкнених циклів.

Daychman E. E., Kondratyev E. N.
**Semi-automatic regulation in organisation
of the closed cycles of flowing reactors**

SUMMARY

This paper offers the idea of organization of cyclic work's regime of chemical reactors by the method of semi-automatic regulation. General possibility of stable work in the area of unstable focus without deterioration of efficiency of process is theoretically shown on an example of not isothermal flowing reactor of ideal mixing. Phase system picture for various variants of operating the reactor with the help of temperature parameters and operating of an entrance flow are designed. Comparison of various ways of the closed cycles organization is carried out.

УДК 536.46+534.222.2

С. К. Асланов

Одесский национальный университет им. И. И. Мечникова

О самоорганизации структуры процессов горения и взрыва

С позиции математического анализа неустойчивых газодинамических и химико-кинетических возмущений, спонтанно развивающихся внутри процессов горения и детонации, производится теоретическое объяснение явления самоорганизации регулярного структурообразования в них. Полученные количественные характеристики для элементов этой структуры хорошо согласуются с результатами известных экспериментальных измерений.

Явление структурообразования, или самоорганизации наблюдается в достаточно сложных открытых системах любой природы. Для ее проявления обязательно наличие определенного непрерывно поступающего извне потока энергии, проходящего через каждый элемент, и эффекта диссипации внутри системы, в результате чего последняя выводится из состояния термодинамического равновесия. Если этот внешний приток энергии (например, за счет химической активности или каким-то другим образом), воспринимаемый системой, превосходит некоторую критическую величину, то возврат к устойчивому состоянию равновесия оказывается уже невозможным. Такая сильно неравновесная система становится активной. Экспортируя энтропию, выступающую в качестве меры беспорядка, незамкнутая система приобретает возможность к увеличению степени своей упорядоченности. Существенно нелинейный характер протекающих в ней процессов включает в себя особенности бифуркационного поведения (в соответствии с наименьшим проявлением диссипации), выражающие неоднозначность пути развития и как следствие его необратимость. Формирующиеся механизмы обратной связи порождают неустойчивость системы к внутренним возмущениям в качестве преобладающего режима ее существования, когда случайные малейшие флуктуации неограниченно нарастают со временем, обеспечивая, в конечном итоге, образование новых структур. В результате происходит “забывание” начальных условий, и появляется возможность качественной перестройки всей системы.

Это внутреннее структурирование неизменно воспроизводится за счет постоянной подпитки энергией из внешнего источника и стабилизируется в своем развитии присутствующим диссипативным фактором того или иного типа, реализуя тем самым свойство наследования, присущее живым системам. Самоподдерживаемость непрерывного процесса образования высокоупорядоченной диссипативной структуры (стационарного или автоволнового характера) из неупорядоченных состояний, возбуждаемых внутренней неустойчивостью сильно неравновесных систем, достигается благодаря эффекту кооперативного согласования поведения структурных элементов. Такое взаимодействие на элементном уровне как бы скрывает всю сложность деталей происходящего и создает в каждом случае свой собственный структурно устойчивый режим самоорганизации системы. На первый план выступают достаточно простые закономерности поведения целого в зависимости от небольшого числа определяющих параметров. Будучи охвачены (объединяющей) далекодействующей обратной связью, автономно функционирующие элементы структуры находятся в состоянии взаимного динамического равновесия, что в значительной мере напоминает ситуацию в живой системе. Стабильность существования этого спонтанно возникающего нового динамического состояния открытой системы и является гарантией ее «выживания» в различных обстоятельствах. Она базируется на естественном внутреннем отборе совместно развивающихся структурных элементов, который оставляет в наличии лишь наиболее устойчивые из них по отношению к малым возмущениям. Именно они будут играть преобладающую роль в объективно реализующемся структурообразовании, которое само является непосредственным следствием возбуждения неустойчивости исходного состояния неравновесной системы как целого. Характерные масштабы диссипативной структуры будут определяться с помощью соответствующей общей для всего процесса в целом обратной связи, обеспечивающей корреляции удаленных друг от друга элементов и когерентность в их поведении.

Такое согласованное, кооперативное существование структурных компонентов широко наблюдается в самых различных открытых системах достаточной сложности и любой природы, будут ли они образованы из молекул, звезд, клеток, популяций или социальных групп. Явление спонтанного структурообразования, или самоорганизации, обладающая поразительной общностью, служит предметом синергетики, сложившейся в самостоятельную отрасль научного знания в 80-х годах. Своими универсальными подходами к изучению поведения разнородных систем она способствует преодолению того принципиального барьера, что существует между физико-химическими и биологическими процессами. Одним из основных признаков, присущих живому организму, является его способность к самоорганизации, т.е. непрерывающемуся процессу высокоупорядоченного структурообразования. Кажущееся противоречие с выводом классической термодинамики о необходимости релаксации к выделенному состоянию устойчивого тепло-

вого равновесия обусловлено тем, что живую систему никак нельзя считать замкнутой, поскольку она существенно открыта для обмена энергией и веществом с окружающей средой. Сказанное свидетельствует в пользу серьезной методологической нагрузки, которую несет в себе общее свойство упорядоченной структурной самоорганизации сложных систем. Выходя далеко за рамки каждой отдельной специфической области знания и имея глубокие гносеологические корни, оно служит конкретным основанием единого диалектического взгляда на Природу.

Различные горючие и взрывчатые смеси представляют собой целый класс открытых систем, в которых физико-химические процессы притока энергии находятся вдали от состояния равновесия. Многочисленными экспериментами, начатыми 40-50 лет назад Я.Б. Зельдовичем, К.И. Щелкиным, Я.К. Трошиным, Ю.Н. Денисовым и другими, было установлено возникновение регулярной пространственно-временной структуры при стационарном распространении реальных процессов горения и детонационного взрыва [1]. Дальнейшие уточнения результатов этих наблюдений, в частности, с привлечением тепловеского метода и скоростной киносъемки привели к окончательным данным [2,3]. Теоретический подход к явлению самоорганизации таких пульсационно-ячеистых структур для указанных неравновесных физико-химических процессов может быть осуществлен с позиций неустойчивости по отношению к спонтанным возмущениям, нестационарно искривляющим плоские фронты, которые служат простейшими моделями нормального (ламинарного) пламени или детонационной волны и дают лишь интегральное представление о действительном характере распространения этих процессов. Первые попытки математического анализа неустойчивости волн химических реакций были предприняты Л.Д. Ландау (1944), Я.Б. Зельдовичем (1947) и К.И. Щелкиным (1959), который еще в 1940 году высказал идею о неустойчивости фронта детонации как возможной причине ее структурирования в спиновой режим. Но эти попытки позволили достигнуть в основном только качественного уровня в объяснении наблюдаемых явлений структурообразования, поскольку базировались на разрывных схемах распределения физико-химических параметров и предположении идеальных реагирующих сред. Вполне понятно, что такое моделирование, которое абстрагируется от воздействия диссипативных факторов (в частности, вязких сил), оказывается совершенно недостаточным, коль скоро речь идет о возникновении и формировании упорядоченных диссипативных структур [4,5], а тем более о возможности количественной оценки их определяющих характеристик. Первоначальные количественные результаты были достигнуты в [6,7] и получили дальнейшее развитие в [8,9].

С целью адекватного теоретического описания явлений самоорганизации регулярной внутренней структуры самоподдерживающихся волн нормального горения и детонации математический анализ неустойчивости в качестве первоосновы этого структурообразования произведен ниже на базе

существенного учета как диссипативных эффектов, так и конечной толщины распространяющихся фронтов с непрерывным распределением параметров. Такой подход, с использованием предыдущих исследований [8,9], позволил достигнуть количественного совпадения полученных теоретических результатов с известными экспериментальными измерениями средних значений для величин, характеризующих изучаемые структуры [2,3]. На линейной (начальной) стадии своего развития рассматриваются нестационарные пространственно двумерные возмущения экспоненциального типа с произвольным размером гофрировки, наложенные на плоскую волну химической реакции, стационарно распространяющуюся по активной, например, газовой среде. Обобщение на трехмерный случай не вносит принципиальных затруднений. Изменение толщины ламинарного пламени при горении и зоны реакции при детонации под влиянием возмущений существенным образом учитывается. В детонационном случае возмущения сосредоточены только в этой зоне и продуктах реакции, т.к. в отличие от нормального горения скорость процесса детонации является сверхзвуковой. Исходные и конечные физико-химические параметры вне зон горения и детонации принимаются постоянными, а их преобразование внутри зон — непрерывным. Основной стационарный профиль волн горения и детонации предполагается известным: либо из эксперимента, либо рассчитывается теоретически из интегралов уравнений теплопроводности, термо- и газодинамики и химической кинетики. В случае нормального горения течение вязкой несжимаемой среды описывается уравнениями Навье-Стокса, в случае детонации — уравнениями газодинамики и химкиетики. Для последнего уравнения и для уравнения состояния среды используется весьма общая форма, что позволяет рассмотреть самоорганизующуюся структуру детонационных волн как в газовых, так и в конденсированных (жидких, твердых) системах.

Сопряжение возмущенных состояний через зону пламени производится с помощью интегральных законов сохранения массы и вектора импульса для объема, заключенного во всей области горения, а также для малой окрестности ее передней границы. Накопление локальных изменений гидродинамических параметров горячей частицы газа, являющееся, в конечном итоге, причиной изменения скорости нормального горения, интегрально выражается через градиент скорости этой частицы в зоне пламени. Полученное отсюда соответствующее уравнение отражает обратное влияние возмущенного состояния среды на сам характер притока энергии, выделяющейся при сгорании и возбуждающей приращение скорости его распространения. Тем самым по существу количественно описывается механизм обратной связи, возникающей в рассматриваемой нелинейной системе. Изменение протяженности зоны горения, происходящее при этом, находится варьированием известного выражения для тепловой толщины пламени и позволяет математически замкнуть задачу о возмущениях. Ее собственные значения, величина которых определяет интенсивность экспоненциального нарастания со вре-

менем неустойчивого волнообразования на фронте пламени, находятся аналитически с помощью асимптотического представления по параметру вязкости среды — обратному значению числа Рейнольдса Re . Последнее выражается в виде отношения масштаба этого волнообразования и скорости нормального горения к коэффициенту вязкости. В результате удастся определить длину волны искривляющих фронт возмущений с максимальным инкрементом нарастания их амплитуды. Именно они будут играть первостепенную роль в формировании нелинейной стадии развития неустойчивости и самоорганизации регулярной ячеистой структуры пламени. Ламинарное пламя, распространяясь по нормали к волнообразно искаженной поверхности фронта, будет непрерывно создавать повышение давления в продуктах сгорания за его выступами; позади же впадин картина будет обратной. Это приведет к постоянному вытягиванию выступов вперед, вплоть до образования каждым из них пламенных ячеек, находящихся в состоянии динамического равновесия и систематической взаимной воспроизводимости. Сказанное позволяет принять найденную таким образом длину волны в качестве средней оценки размера неоднородностей, самоорганизующих структуру пламени и наблюдаемых экспериментально.

Предварительная обработка опытных измерений по методу наименьших квадратов приводит к следующим значениям критического числа Re для начала образования ячеистой структуры; $Re_1 = 750 \pm 250$ [1] — смесь ацетилен-кислород и $Re_2 = 280 \pm 40$ [2] — смесь пропан-воздух. Полученные нами теоретические значения чисел Re по критической длине волны соответственно составили: $Re_1 = 625$ и $Re_2 = 265$. Достигнутое количественное совпадение теоретических и экспериментальных результатов для быстро- (кислородных) и медленно (воздушных) горящих смесей служит убедительным аргументом в пользу построенной теории самоорганизующейся структуры.

Сопряжение возмущенных состояний в случае детонационных волн, распространяющихся в различных системах при произвольной кинетике тепловыделения, осуществляется с помощью условий непрерывности параметров течения на задней границе зоны химической реакции и законов сохранения на переднем ударном фронте. Достаточно сильная зависимость химкинетика от физических параметров формирует соответствующий механизм обратной связи, порождающей развитие неустойчивости. Ее математический анализ сводится к задаче Коши для системы дифференциальных уравнений с переменными коэффициентами внутри области детонации, которая легко решается известным методом ломаных (Эйлера). Собственные значения находятся численно как корни полинома. Главную роль среди них будут играть те, длина волны которых обеспечивает наибольший прирост деформации волнообразно возмущенного фронта детонации за характерное время химреакции. Именно для них на нелинейной стадии развития неустойчивос-

ти искривление детонационного фронта прежде всего может достигнуть критического значения, что приведет к образованию на нем изломов с возникновением тройных (маховских) ударно-детонационных конфигураций, которые формируют регулярную ячеистую структуру процесса. Последний локально распространяется по нормали к своему фронту, так что рост амплитуды волнообразования на нем будет одновременно сопровождаться расширением оснований его выпуклостей. Значит, по обе стороны от вершин и следует ожидать, в первую очередь, симметричного появления маховских изломов, сжигающих смесь в поперечном направлении. Присутствуя попарно на каждой длине волны, эти особые тройные точки при распространении процесса вдоль детонационной трубы будут оставлять на ее покрытых сажей стенках следовые отпечатки. Таким образом, величина длины волны возмущений, обеспечивающих наибольшую деформацию фронта детонации, может служить в качестве средней оценки масштаба неоднородностей d , фиксируемых экспериментально. Удовлетворение граничных условий непроницаемости стенок при газовой детонации (или условия разгрузки для детонации зарядов твердых ВВ) приведет к дискретному спектру для обсуждаемых длин волн, уточняя тем самым определение значения оценок величин d . Разделив на найденную оценку значение скорости детонации, получим частотную характеристику ее структуры. Проведенные расчеты дали следующие результаты. Для стехиометрической смеси водорода и кислорода, разбавленной аргоном, с начальным давлением P получена окончательная теоретическая оценка среднего значения длины волны наибольшей деформации в виде: $0,34/p$ (см), где p измерено в МПа $\times 80$. В случае разбавления той же смеси гелием будем иметь: $0,9/p$. Экспериментально наблюдаемые размеры детонационных ячеек составляют соответственно $d = (0,27 \div 0,40)/p$ и $d = (0,6 \div 1,0)/p$ [3]. Для детонации жидких систем (нитрометан) теоретическое объяснение нашла возможность как устойчивого (гладкого) режима распространения, так и с самоорганизующейся структурой. В случае литого тротила теоретически доказана известная из опытов устойчивость детонации, и взрывной процесс распространяется в виде единой стационарной плоской автоволны, в которой диссипативные потери (прежде всего энтропийные в сильном ударном фронте) компенсируются постоянным притоком химической энергии сгорания. Полученные выше волновые спектральные оценки позволяют проследить за изменением самоорганизующейся глобальной структуры детонации, направленным на “борьбу” за выживание процесса в ухудшающихся условиях его энергоснабжения. Такое структурное приспособление детонации демонстрирует глубокую аналогию с живыми системами, соответствующим образом реагирующими на изменение внешних условий.

При достаточной величине начального давления смеси, когда критический масштаб неустойчивого волнообразования оказывается гораздо мень-

ше диаметра детонационной трубки, имеет место многофронтной (многоячейный) режим распространения, способный при определенных условиях инициировать взрывной процесс в окружающем трубу пространстве. Последнее особенно важно как с точки зрения взрывобезопасности, так и возможности подрыва заряда. С уменьшением начального давления (или диаметра трубки) происходит укрупнение детонационных ячеек и может, наконец, оказаться, что в сечении трубки уместается лишь единственный размер волнообразования. В этом предельном случае происходит кардинальная перестройка структуры, сопровождающаяся самоорганизацией так называемого спинового режима распространения детонации, который представляет собой единичную стационарную автоволну, вращающуюся около оси трубы и оставляющую на ее стенках винтовые следовые отпечатки с постоянным шагом. При дальнейшем понижении начального давления, когда величина единичной ячейки превзойдет диаметр трубки, может реализоваться галопирующий режим. Он представляет собой пространственный автоколебательный процесс распространения детонации, который уже завершается ее полным прекращением.

Таким образом, развитый подход позволил теоретически объяснить самоорганизующуюся структуру процессов горения и взрыва и рассчитать ее элементы. Продемонстрирована большая “живучесть” детонационного процесса.

Литература

1. Щелкин К.И., Трошин Я.К. Газодинамика горения. — М.: Изд-во АН СССР. — 1963. — 295с.
2. Гуссак Л.А., Спринцева Е.Н., Щелкин К.И. Исследование устойчивости фронта нормального пламени // Физика горения и взрыва. — 1968. — Т.4, №3, — С. 358-366.
3. Strelow R.A., Adamczyk A.A., Stiles R.J. // *Astronautica Acta*. — 1969, — V.17, №10. — P. 509-527.
4. Хакен Г. Синергетика. — М.: Мир. — 1980. — 404 с.
5. Лоскутов А.Ю., Михайлов А.С. Введение в синергетику. М.: Наука. — 1990. — 270 с.
6. Асланов С.К. Критерий неустойчивости детонации Чепмена-Жуге в газе // *ДАН СССР*. — 1965. — Т. 163., вып. 3. — С. 667–670.
7. Асланов С.К. Критерий неустойчивости медленного горения газовых смесей // *Физика горения и взрыва*. — 1965. — № 3. — С. 14–21.
8. Асланов С.К., Волков В.Э. Интегральный метод анализа устойчивости ламинарного пламени // *Физика горения и взрыва*. — 1991. — № 5. — С. 56–64.
9. Асланов С.К., Волков В.Э. Математический анализ структуры детонационных волн в различных средах // *Вестник ОГУ (физ.-мат. науки)*. — Одесса. — 1999. — Т. 4, вып. 4. — С. 134–140.

С. К. Аслапов

Про самоорганізацію структури процесів горіння та вибуху

АНОТАЦІЯ

З позиції математичного аналізу нестійких газодинамічних і хіміко-кінетичних збурень, що спонтанно розвиваються всередині процесів горіння і детонації, отримується теоретичне пояснення явища самоорганізації регулярного структуроутворення. Отримані кількісні характеристики для елементів цієї структури добре узгоджуються з результатами відомих експериментальних вимірювань.

Aslanov S. K.

About self-organizing structure of processes of burning and explosion

SUMMARY

From a position of the mathematical analysis unstable gas dynamics and chemical-kinetic disturbances, spontaneously developing inside processes of combustion and detonation, the theoretical explanation of the phenomenon of self-organizing regular structure formation in them is made. The received quantitative characteristics for elements of this structure will well be coordinated to results of known experimental measurements.

А. И. Стручаев

Одесский национальный университет им. И. И. Мечникова

Перенос “пассивной” примеси вихревым кольцом при его взаимодействии с препятствием

Исследовано влияние взаимодействия вихревого кольца с препятствиями различной формы на перенос “пассивной” примеси при моделировании в воздухе и воде. Отмечены эффекты увеличения потерь примеси, наблюдаемые при определенных соотношениях геометрических размеров вихревого кольца и препятствия, а так же при определенной ориентации препятствий по отношению к направлению движения вихря.

Введение

Одним из особенных свойств вихревого кольца, наблюдаемых при его движении, является относительная устойчивость формы при действии внешней силы или какого-либо другого течения или препятствия, находящегося на его пути. В этом проявляется известное общее свойство закрученных течений — так называемая гироскопическая “упругость” [1], вызывающая многочисленные эффекты, которые отсутствуют в стационарных потоках. К ним, в первую очередь, следует отнести наблюдаемое изменение характеристик массопереноса, в значительной мере зависящих от степени закрутки течения [2].

В связи с этим интересно исследовать поведение вихревого кольца в аспекте влияния потери устойчивости после взаимодействия с препятствием. Важно при этом выяснить влияние результатов такого взаимодействия на эффективность переноса кольцами аэрозольной или любой “пассивной” примеси, заполняющей транспортный объем. Транспортные возможности одиночных вихревых колец в невозмущенных [3, 4] и турбулизованных [5, 6] средах, а так же их танделмов [7] и очередей [7, 8] были исследованы ранее.

Исходя из способности вихревого кольца сохранять устойчивость после взаимодействия с препятствиями, его можно использовать для транспортировки и направленной доставки аэрозолей (аэродисперсных систем с задаваемыми свойствами) в труднодоступные места (нагромождение технологических конструкций, строительные лабиринты, зоны под причалами и т.п.) с целью направленного воздействия на указанные объекты.

Анализ и общие представления

Поведение осесимметричного вихревого кольца в несжимаемой жидкости, как известно [9], в цилиндрической системе координат (r, z) можно описать системой уравнений

$$\begin{aligned} \frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\zeta}{r} \right) \frac{\partial \psi}{\partial r} - \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\zeta}{r} \right) \frac{\partial \psi}{\partial z} &= v \left[\frac{\partial^2 \zeta}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \zeta}{\partial r^2} + \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\zeta}{r} \right) \right]; \\ \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} &= -r \zeta; \\ \frac{\partial C}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{C}{r} \right) \frac{\partial \psi}{\partial r} - \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{C}{r} \right) \frac{\partial \psi}{\partial z} - \frac{C}{r^2} \frac{\partial \psi}{\partial z} &= D \left(\frac{\partial^2 C}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial C}{\partial r} \right) \end{aligned} \quad (1)$$

первое из которых описывает диффузию завихренности ζ , второе — уравнение Пуассона — дает связь завихренности с функцией тока ψ , а третье уравнение показывает распределение “пассивной” примеси с концентрацией C при нестационарной конвективной диффузии. Причем, для функции тока, записанной, согласно [9], в виде

$$\psi = \frac{\Gamma D}{4\pi} \left\{ \left(\frac{2}{k} - k \right) K(k) - \frac{2}{k} E(k) \right\},$$

где $K(k)$, $E(k)$ — полные нормальные эллиптические интегралы Лежандра 1-го и 2-го рода соответственно, представляемые как

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

а модуль интегралов k определяется как $k^2 = 1 - r_1^2/r_2^2$, где r_1 и r_2 — соответственно расстояния от оси и центра ядра до некоторой точки в поле течения, связь со скоростями вихревого кольца может быть выражена соотношениями

$$u = \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} + U(t), \quad v = -\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z}$$

При рассмотрении движения отдельного вихревого кольца будем учитывать, что на него всегда оказывает влияние однородный поток (если он, разумеется, присутствует), другие вихревые структуры (кольца, жгуты и т.п.), а также движение, индуцируемое самим вихревым кольцом. Понятно, что и движение, генерируемое в поле течения вихревого кольца любыми препятствиями, должно быть учтено при нахождении скорости кольца.

Для иллюстрации учета влияния генерируемых вихревых структур на

движение отдельного вихревого кольца рассмотрим череду колец, движущихся друг за другом. Пусть R_j и Z_j — координаты j -того вихревого кольца в осесимметричной цилиндрической системе координат, в которой ось z совпадает с осью симметрии вихревых колец. Движение вращающегося ядра любого вихревого кольца задается соотношениями

$$\frac{dR}{dt} = \sum_{j=1, j \neq k}^N V_{1j}(t, R_k, Z_k); \quad (2)$$

$$\frac{dZ}{dt} = \sum_{j=1, j \neq k}^N U_{2j}(t, R_k, Z_k) + U + \frac{\Gamma_k}{4\pi R_k} \left\{ \ln \left(8 \frac{R_k}{\delta_k} \right) - 0,558 \right\}, \quad (3)$$

где $\delta_k(t)$ — эффективный размер ядра k -го вихревого кольца, определяемый из [10].

Суммирование в выражениях (2) и (3) означает, что в некоторой точке имеется поток невязкой жидкости, обусловленный наличием остальных $N-1$ колец (или вихревых структур, генерируемых при взаимодействии с препятствием). Второй член в уравнении (3) соответствует скорости однородного потока (если он присутствует), в котором находятся все вихревые кольца. Последний член в (3) представляет вклад самоиндуцированной скорости k -го вихревого кольца в центре ядра вращения. Циркуляция k -го вихревого кольца описывается соотношением [10]

$$\Gamma_k(t) \propto U U_c f_k(t), \quad (4)$$

где U_c — средняя скорости конвекции струи.

При этом будем полагать, что циркуляция скорости вокруг ядра вихревого кольца меняется в зависимости от функции $f_k(t)$, которая на разных этапах движения принимает значения

$$f_k(t) = \begin{cases} 0, & 0 \leq t < t_k \\ t - t_k, & t_k \leq t < t_{k+1} \\ t_{k+1} - t_k, & t_{k+1} \leq t < t_k^*, \quad z_k(t_k^*) = z_{\max} \\ t_{k+1} - t_k - \alpha(t - t_k^*), & t_k^* \leq t < t_k^{**} + (t_{k+1} - t_k)/\alpha \\ 0, & t_k^{**} \leq t < \infty \end{cases} \quad (5)$$

Согласно принятой схеме (5) при временах $t < t_k$ циркуляция вихря равна нулю до момента $t = t_k$, когда вихревое кольцо отрывается (сходит) от кромки генератора. В течение времени $t > t_{k+1}$ вихревое кольцо движется с постоянной циркуляцией, а после прохождения расстояния Z_{\max} циркуляция начина-

ет быстро уменьшаться. Эксперименты показывают, что разрушение вихревых колец происходит на некотором расстоянии $Z > Z_{max}$, когда величина циркуляции достигнет нуля, а завихренность из-за диффузии исчезнет вовсе.

Уравнения (2), (3), (4) и (5) могут быть использованы и для нахождения движения одного из колец воображаемой очереди, если остальные $N-1$ колец считать генерируемыми на препятствии индивидуальными вихревыми структурами, вклад которых в выражение (2) и первый член уравнения (3) нужно учесть.

Несмотря на то, что в широком диапазоне промежуточных чисел Re вихревое кольцо развивается как в невязкой жидкости, тем не менее, небольшая часть полной циркуляции всё же уносится в турбулентный след. При этом скорость поступления завихренности в след

$$\frac{\partial \Gamma}{\partial t} = \frac{1}{2} U^2$$

Этот факт, безусловно, должен сказываться на характере течения и, в первую очередь, на изменении режима движения не только в “атмосфере” вихря, но и в области ядра. Неизбежным следствием будет, разумеется, изменение характеристик (тепло-)массопереноса и качественной картины потерь “пассивной” примеси из транспортного объема вихревого кольца.

Методика эксперимента

В работе исследовано влияние взаимодействия вихревых колец умеренной толщины ($0,15 < \epsilon < 0,33$; $\epsilon = a_0/D_0$, D_0 и a_0 — начальные диаметры вихревого кольца и его “ядра” соответственно) с препятствиями различной геометрии на перенос “пассивной” примеси. Вихревые кольца в воздухе создавали постоянным динамическим импульсом [11], а в воде — методом падающей капли (“альтернативный” способ [12]).

Гидродинамический режим движения определяли по числу Рейнольдса $Re_{0,i} = U_{0,i} D_{0,i} / \nu_i$ ($i = a, l$; где a соответствует воздуху, а l — воде), построенному по начальной скорости течения в момент их формирования в воздухе $U_{0,a}$ или в воде $U_{0,l}$, диаметру выходного отверстия генератора $D_{0,l}$ (в воздухе) или начальному диаметру кольца $D_{0,l}$ (в воде) с учетом кинематической вязкости среды ν_i . Число Рейнольдса варьировали за счет величины начального динамического импульса в момент генерирования кольца: в воздухе — массой ударника ($0,025 \text{ кг} < m < 0,085 \text{ кг}$) и углом его отклонения ($\pi/8 < \phi < 3\pi/8$), а в жидкости — высотой поднятия капельницы над поверхностью ($2,8 \text{ см} < h_i < 4,5 \text{ см}$) и её внутренним диаметром ($2,3 \cdot 10^{-3} \text{ м} \leq d \leq 5,1 \cdot 10^{-3} \text{ м}$), задававшим массу отрывающейся капли. Достигнутые начальные скорости позволили охватить диапазон чисел Рейнольдса $340 < Re < 2200$.

Для визуализации вихревых колец при исследовании взаимодействия с препятствиями применяли различные “трассеры”, которые исполняли роль

“пассивной” примеси. В воздухе использовали дымы термического разложения некоторых веществ, а при моделировании в жидкости — окрашенные растворы неорганических солей различной плотности ($1,01 < \rho, 10^3 \text{ кг/м}^3 < 1,08$).

Разрушением вихревого кольца после взаимодействия с препятствием на любом участке траектории считали момент наблюдаемого распада ранее гладкого “ядра” при потере им устойчивости, сопровождающейся нарастанием амплитуды азимутальных возмущений, выпадением оставшейся примеси и полной потери поступательной скорости и циркуляции, т.е. остановки.

Скорости $U_{0,a}$ и $U_{0,l}$ рассчитывали, исходя из методики эксперимента, следующим образом. Скорость истечения из кругового отверстия генератора вихревых колец находили из уравнения Бернулли как

$$U_{0,a} = \varphi \sqrt{\frac{2\Delta p}{\rho(c)}}; \quad \Delta p = \frac{4}{\pi} \frac{mg}{D_n^2},$$

где $\rho(c)$ — плотность воздуха с учетом массовой концентрации “пассивной” примеси (аэрозоля), кг/м^3 ; Δp — избыточное давление, возникающее в объеме генератора вихревых колец, Па ; D_n — диаметр поршня-толкателя, м ; m — масса ударника, кг ; φ — коэффициент изменения скорости истечения струи (для которого, с учетом достигаемых в эксперименте скоростей, принимали $\varphi \approx 1$).

Скорость кольца, создаваемого в жидкости погружающейся каплей, рассчитывали из [12]

$$U_{0,l} = B \left\{ gh - C \frac{\sigma}{\rho r} + D \left(\frac{\sigma}{\rho r} \right)^2 (gh)^{-1} \right\}^{\frac{1}{2}}, \quad h \geq r$$

где $B=0,375$, $C=1,80$, $D=0,324$.

Расхождение расчетных значений скорости вихревых колец и их экспериментальных величин не превышали 14% и 17% для воды и воздуха соответственно. Относительные погрешности экспериментального определения скоростей и геометрических размеров в сериях составляли: $\varepsilon(D_a) \leq 3,5\%$, $\varepsilon(a_a) \leq 8,5\%$, $\varepsilon(z_a) \leq 0,5\%$, $\varepsilon(z_{a, \max}) \leq 10,0\%$ — в воздухе и $\varepsilon(D_l) \leq 2,0\%$, $\varepsilon(a_l) \leq 6,5\%$, $\varepsilon(z_l) \leq 1,0\%$, $\varepsilon(z_{l, \max}) \leq 7,0\%$ — в воде. Погрешность определения потерь переносимой примеси в воздухе — $\varepsilon(m_a) \leq 8,5\%$, а в жидкости — $\varepsilon(m_l) \leq 3,0\%$, при относительной методической ошибке определения массы примеси в любой среде $\varepsilon(m) \leq 0,5\%$.

Температурные условия ($290 \text{ К} < T < 295 \text{ К}$) в ходе проведения экспериментов учитывались при корректировке используемых физико-химических характеристик среды. При проведении экспериментов в воздухе контролировали относительную влажность и атмосферное давление.

Результаты и обсуждение

Одной из главных причин изменения характера массопереноса после взаимодействия вихревого кольца с препятствием, скорее всего, является перестройки течения в его “атмосфере” и вокруг ядра. В погранслое, при обтекании препятствия вихревым кольцом, происходит образование завихренности противоположного знака по отношению к завихренности самого ядра. Взаимодействие завихренности, генерируемой препятствием, с вихревым кольцом приводит к срыву и уносу части завихренности из “атмосферы” и погранслоя “ядра” в гидродинамический след.

Это неизбежно уменьшает импульс (скорость) вихревого кольца и вызывает эффекты, интенсифицирующие потери примеси из объема. Наблюдаемые [12] быстрые периодические изменения циркуляции, обусловленные нарастанием неустойчивых волн азимутальных возмущений вдоль ядра (т.н. “перетяжек” и “пучностей”) и его периодической перестройкой по мере разрушения этих волн, могут, вообще говоря, приводить к генерации мелко-масштабной турбулентности и также усилить процесс диффузионного переноса.

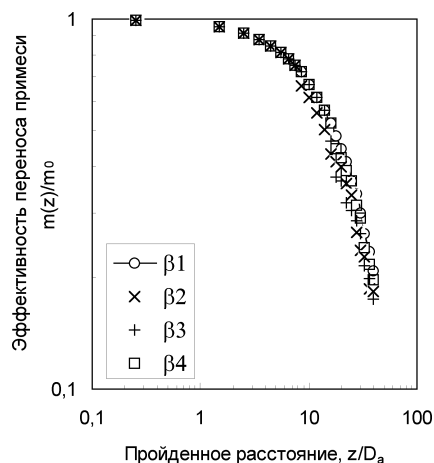


Рис. 1. Зависимость эффективности переноса примеси от соотношения размеров препятствий-стержней и ядра вихревого кольца (воздух, $Re_1 = Re_4 = 1950$; $Re_2 = 1680$; $Re_3 = 1910$): $\beta_2 = 0,26$; $\beta_3 = 0,60$; $\beta_4 = 0,88$; β_1 — беспрепятственный перенос.

Эксперименты указали на существование таких режимов движения вихревого кольца, при которых его форма остается устойчивой после взаимодействия с препятствиями в виде стержней, пластин и сеток.

В экспериментах с цилиндрическими стержнями-препятствиями отмече-

но, что после взаимодействия с ними практически всегда наблюдалось изменение состояния структуры вихревого кольца, выражавшееся либо в появлении характерного следа утерянных из “ядра” частиц переносимой примеси, либо в искажении формы самого вихревого кольца. Возникавшие при этом изгибные деформации затем исчезали или нарастали в зависимости от соотношения между диаметром “ядра” вихревого кольца и цилиндрического препятствия-стержня. Причем, для случаев взаимодействия с $\beta < 1$ ($\beta = b/a$, a — диаметр невозмущенного “ядра” непосредственно перед взаимодействием вихревого кольца с препятствием, b — диаметр стержня-препятствия) потери устойчивости не наблюдалось, а при $\beta > 1$ устойчивость формы “ядра” и самого вихревого кольца исчезала, в дальнейшем провоцируя распад вихря с ростом β .

Такое поведение вихревого кольца после взаимодействия с препятствием во многом определяло характер потерь примеси из его транспортного объема. В случае затухания возникших изгибных деформаций и восстановления формы вихревого кольца потери из его объема происходили в обычном темпе, характерном для данного режима движения вихря. Выраженного изменения характера потерь примеси в зависимости от дальности расположения препятствия, как видно из рисунка 1, в экспериментах выявлено не было для препятствий, уступающих в размерах диаметру ядра вихревого кольца и даже сравнимых с ним.

Если в качестве препятствия выступают тонкие плоские пластины, то результат взаимодействия во многом зависит от их ориентации по отношению к направлению поступательного движения вихревого кольца. Причем, вихревое кольцо проявляет заметную чувствительность к длине пластины-препятствия, установленной под углом θ к направлению его движения.

Характерная картина поведения вихревого кольца при взаимодействии его с препятствием-пластиной показано на рис. 2. Наблюдаемое увеличение диаметра кольца на стадии огибания препятствия (Рисунок 2.б) аналогично тому, которое происходит при приближении вихря к твердой непроницаемой стенке [8]. В то же время диаметр ядра вихревого кольца заметно уменьшается (Рисунок 2.а). После огибания препятствия диаметр кольца уменьшается, а ядро — увеличивается в размерах. Однако своего “стационарного” размера, характеризующего невозмущенное движение вихревого кольца, ядро после огибания препятствия не достигает. Это можно объяснить, предположив, что часть завихренности $\Delta\zeta$ срывается и уносится в гидродинамический след из-за взаимодействия погранслоя ядра с генерируемой препятствием завихренностью противоположного знака - ζ п.

Заметно, что тенденция к восстановлению исходного размера ядра вихревого кольца более отчетливо выражена при дальнем расположении препятствия на участке $12 < z/D_a < 25$. Для препятствий, установленных на участке формирования ($3 < z/D_a < 8$), восстановление размеров его ядра происходит не полностью. Скорее всего, из-за того, что генерируемая препятствием

завихренность противоположного знака $-\zeta_{\text{п}}$ оказывает более сильное влияние на формирующуюся структуру течения в зоне ядра, чем при воздействии на уже сформировавшееся ядро вихревого кольца.

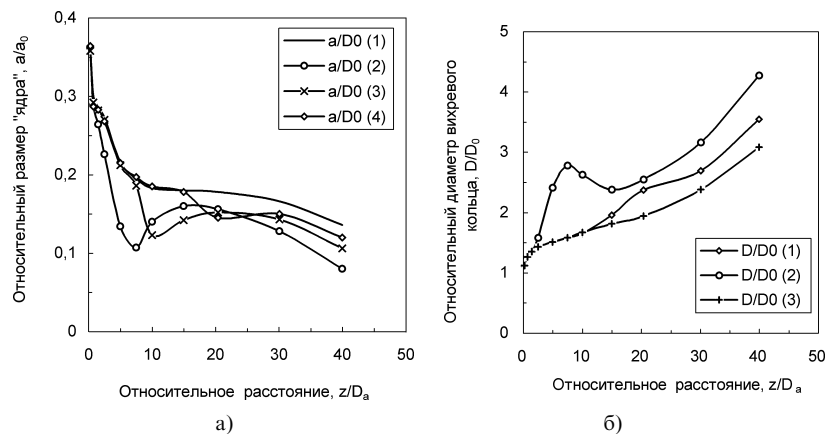


Рис.2. Изменение геометрических размеров вихревого кольца (а) — “ядра” и б) — диаметра) после взаимодействия с препятствием в зависимости от его расположения на пути следования вихря (вода, $Re=1020$): а) 1 — беспрепятственное перемещение; 2 — $5,5 z/D_a$; 3 — $10,0 z/D_a$; 4 — $20,0 z/D_a$; б) 1 — $20,0 z/D_a$; 2 — $5,5 z/D_a$; 3 — беспрепятственное перемещение

Если при этом еще учесть, что срываемая завихренность $\Delta\zeta$ уносит в след часть импульса вихревого кольца, становятся понятными причины перестройки течения в “атмосфере” и “ядре” вихря и вызываемое ею качественное изменение массопереноса.

Что же касается изменения в первую очередь характера потерь “пассивной” примеси, о нём судят по ее остатку ($m=m_0 \exp\{-bz/D_a\}$) в транспортном объеме вихревого кольца. Из рисунка 2 можно заметить, что взаимодействие с пластиной-препятствием увеличивает потери по сравнению с невозмущенным переносом. Более того, при расположении препятствий по пути следования вихревого кольца на участке $3,0 < z/D_a < 8,0$ потери примеси из транспортного объема вихря после взаимодействия с препятствием происходят интенсивнее, чем в случае расположения этих же препятствий на участке $12,0 < z/D_a < 25,0$.

Такое качественное различие потерь на указанных участках происходит по следующим причинам. На участке формирования вихревого кольца его внутренняя структура еще не выработала устойчивый “автомодельный” режим движения, поэтому течение в “атмосфере” и “ядре” вихря легче перестраивается, сопровождаясь эффектами, аналогичными отмеченным в [13].

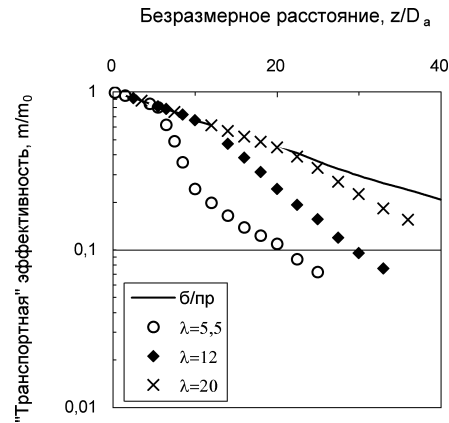


Рис. 3. Изменение транспортной эффективности вихревого кольца после взаимодействия с препятствием-пластиной, установленной на определенном участке движения $\lambda = z/D_a$: $\beta = 0,22$; $Re=1840$; $\theta=-\pi$; (сплошная линия — беспрепятственный перенос)

Подавления пульсационного движения в ядре вихревого кольца и уменьшения потерь примеси при этом не происходит. Наоборот, взаимодействие с препятствием интенсифицирует турбулизацию “атмосферы” вихревого кольца, и при снижении числа Рейнольдса ниже области переходного режима предполагать проявление стабилизирующих эффектов [14], сопровождающихся снижением потерь примеси из транспортного объема вихря, не корректно. Кроме того, из закона сохранения момента количества движения следует, что $\zeta(\pi a^2/4) = \text{const}$. Это, в свою очередь, равносильно утверждению о неизменности циркуляции скорости вокруг вихревого кольца ($\Gamma_1 = \Gamma_2$), объясняющему уменьшению поступательной скорости при его растяжении ($U_2/U_1 = D_1/D_2$ при $D_1 < D_2$)

Другими словами, поток завихренности через поперечное сечение вихревой трубки (ядра вихревого кольца как вихревого элемента жидкости) при растяжении не изменяется, интенсифицируя общую завихренность в объеме, что неизбежно стимулирует процессы переноса из-за возрастания роли турбулентной диффузии.

Выводы

Результат взаимодействия вихревого кольца с пластиной во многом аналогичен его взаимодействию с препятствием-стержнем, если при этом $a/l \cdot \sin(\pi/2 - \theta) < 1$ для $\lambda < 3,0$ ($\lambda = l/a$, l — протяженность пластины-препятствия, θ — угол между осью симметрии вихревого кольца и нормалью к поверхности

препятствия). В случае $a/l \cdot \sin(\pi/2 - \theta) > 1$ при $\lambda > 5,0$ разрушение вихревого кольца происходит во всех случаях с интенсивным выпадением переносимой примеси из “ядра” вихревого кольца. Когда пластина сравнимых с вихревым кольцом размеров расположена перпендикулярно направлению движения вихря, ее влияние после взаимодействия особенно сильно проявляется на участке формирования вихревого кольца и на этапе затухания поступательной скорости.

В первом случае взаимодействие с препятствием, как правило, не дает сформироваться устойчивому вихревому кольцу, и оно ведет себя как диффузионное, т.е. распадается, не образуя четко выраженного “ядра”. Во втором — из-за приближения к пластине, как плоскости, усиливается растяжение ВК в меридиональной плоскости, и поступательная скорость стремительно падает, а само взаимодействие окончательно разрушает “ядро” возникающей завихренностью противоположного знака.

Результат взаимодействия вихревого кольца с препятствием в виде сетки с ячейками различной крупности во многом противоречив и не однозначен. Это требует необходимости дальнейших исследований для более глубокого понимания как механизма формирования самого вихревого кольца и его внутренней структуры, так и знаний о влиянии неизбежно генерируемой в таких случаях мелкомасштабной турбулентности, взаимодействующей со структурой формируемого вихря.

Изменение характера массопотерь из вихревого кольца после взаимодействия с препятствиями различной формы свидетельствует о том, что при определенном соотношении характерных размеров вихревого кольца и размеров препятствий, структура “ядра” вихревого кольца и режим течения претерпевают перестройку. Это является результатом потери устойчивости пограничного слоя “ядра” из-за торможения его на обтекаемом препятствии, усиления роли мелкомасштабной вихревой диффузии, т.е. смещением масштабов переноса в область вязкого интервала.

Литература

1. Владимиров В.А., Луговцов Б.А., Тарасов В.Ф. Подавление турбулентности в ядрах локализованных вихрей // Ж. прикл. мех. и техн. физ, 1980, №. — С. 69 — 76.
2. Заец П.Г., Сафаров Н.А., Сафаров Р.А. Экспериментальное изучение поведения характеристик турбулентного потока при вращении канала относительно продольной оси // Современные вопросы механики сплошной среды. — М.: МФТИ, 1985. — С. 136 — 142.
3. Стручаев А.И., Копыт Н.Х., Бойко Ю.И. Эффективность переноса дисперсной примеси вихревыми кольцами // Гидродинамич. проблемы технологич. процессов. — М.: Наука, 1989. — С. 126 — 134..
4. Бояринцев В.И., Леонтьев А.И., Секерж-Зенькович С.Я., Сысоев В.И.

- Распространение вихревых колец в неоднородной по плотности жидкости // Ж. прикл. мех. и техн. физ., 1982. — № 2. — С. 22 — 25.
5. Луговцов Б.А. О движении турбулентного вихревого кольца и переносе им пассивной примеси // Некоторые проблемы математ. и мех. — Л: Наука, 1970. — С. 15 — 21
 6. Тарасов В.Ф., Якушев В.И. Экспериментальное исследование переноса примеси турбулентным вихревым кольцом // Ж. прикл. мех. и техн. физ., 1974. — №1. — С. 130 — 136.
 7. Стручаев А.И. Перенос аэрозолей организованными вихревыми структурами: изолированным кольцом, взаимопроникающей парой и каскадом // Тез. докл. XIV Всес. конф. “Актуальные вопросы физ. аэродисперс. систем”, Одесса, 29 сент. — 2 окт., 1986 г. — Одесса: 1986. — Т.1. — С. 97.
 8. Мартыненко О.Г., Ватутин И.А., Лемеш Н.И., Храмов П.П. К вопросу о движении системы соосных вихревых колец в однородной жидкости // Инж.-физ. ж., 1988. — Т. 56, № 1. — С. 26 — 28..
 9. Ламб Г. Гидродинамика. — М.-Л.: Гостехиздат (ОНТИ), 1947. — 928 с.
 10. Головин В.А., Калтаев А. Некоторые задачи вихревых движений жидкости // Мол. ученые — XXVI съезду КПСС и XV съезду Компартии Казахстана. Ч. 3. — Алма-Ата: 1981. — С. 14 — 18. (Рукопись деп. в КазНИИ-ИНТИ 15/ХП-81г., № Р 304)
 11. Pullin D.I. Vortex ring formation at tube and orifice opening // Phys. Fluids, 1979. -V.22, No 3. — P. 401 — 403
 12. Стручаев А.И. Скорость вихревых колец, образующихся в жидкости из падающих капель // Физика аэродисперсн. систем. — Киев-Одесса: Вища школа, 1986. — Вып. 29. — С. 76 — 81.
 13. Maxworthy T. The structure and stability vortex rings // J. Fluid Mech., 1972.- Vol.51, No.1.-P.15-32.
 14. Widnal S.E., Bliss D.B., Tsai Chon-Yin. The stability of short waves on a vortex ring // J. Fluid Mech., 1974. — Vol.66, No.1. — P. 35 — 47.
 15. Стручаев А.И, Копыт Н.Х. Роль подавления турбулентных пульсаций в уменьшении потерь переносимой примеси из ядра вихревого кольца // Физика аэродисперсн. систем. — 2001, №38.- С.18-27.

О. І. Стручаєв

**Перенесення “пасивних” домішок вихровим кільцем
за його взаємодії з перешкодою**

АНОТАЦІЯ

Досліджено вплив взаємодії вихрового кільця з перешкодами різноманітної форми на перенесення “пасивних” домішок при моделюванні у повітрі та воді. Відзначено ефекти збільшення втрат домішок, що спостерігаються за певних співвідношень геометричних розмірів вихрового кільця та перешкоди, а також за встановленої орієнтації перешкод по відношенню до напрямку розповсюдження вихору.

Stroutchayev A. I.

**Carry of a “Passive” Impurity by a Vortex Ring at Interaction with
an Obstacle**

SUMMARY

The influence of interaction of a vortex ring with obstacles of the various form on carry of a “passive” impurity is investigated at modeling in air and water. The effects of increase of losses of the impurity observable at certain ratio of the geometrical sizes of a vortex ring and an obstacle, and as are marked at the certain orientation of obstacles in relation to a direction of a vortex movement.

*Г. Н. Липатов, Е. А. Чернова,
В. М. Таволжанский, А. Е. Турецкий*

Одесский национальный университет им. И. И. Мечникова

Исследование устойчивости и структуры течений при смешанной конвекции в цилиндрических каналах

Экспериментально исследуется смешанная конвекция в цилиндрическом канале с резким перепадом температуры стенки. Приводится структура потока при различных углах наклона канала от вертикали. Получена граница перехода устойчивого ламинарного однонаправленного течения в другое устойчивое вихревое течение со сложной структурой.

Как известно [1], конвективные течения возникают в жидкостях и газах в поле силы тяжести при наличии пространственной неоднородности плотности, вызванной неоднородностью температуры или какой-либо другой причиной. Возникающие при этом потоки влияют на поля скорости и температуры одновременно, а в случае совместного действия свободной и вынужденной конвекции приводят к полному изменению структуры течения. Вместе с тем, в работах по исследованию осаждения аэрозольных частиц на стенки каналов [2] полагалось, что течение неоднородно нагретого газа ламинарное.

Кроме того, были получены экспериментальные данные по осаждению аэрозольных частиц при нисходящем течении газа в цилиндрическом канале с резким перепадом температуры стенки [3], количественно и качественно противоречащие данным теоретических расчетов. Анализ известной литературы по возникновению и развитию естественной конвекции [4,5] позволил высказать предположение о том, что структура течения газа в неизотермических условиях является гораздо сложнее, чем ламинарный однонаправленный поток (типа течения Пуазейля), т.е. при определенных критических значениях чисел Релея (Ra), Рейнольдса (Re) возможен переход от симметричной структуры потока к спиралевидной (неламинарной). Анализ литературы также показал, что данные, как теоретические так и экспериментальные по устойчивости ламинарных потоков при малых числах Re , а также по структуре этих течений практически отсутствуют.

Отсутствие данных об условиях потери устойчивости и структуре возникающих вторичных течений побудили авторов экспериментально исследовать указанное явление для неизотермических течений в вертикальном и наклонном цилиндрическом канале.

Исследования проводили на установке, основными элементами которой

являлись цилиндрический канал, состоящий из нагревателя и холодильника, генератора аэрозоля и лазера (Рис.1)

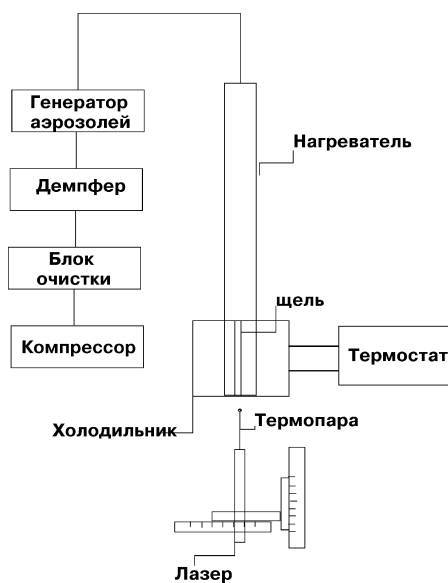


Рис. 1. Схема установки

Цилиндрический охлаждаемый канал через теплоизолирующую шайбу из фторопласта соединялся с кварцевой трубой такого же внутреннего диаметра. Кварцевая труба нагревалась электрическим током. Длина нагревателя выбиралась в соответствии с необходимостью равномерного прогрева потока до заданной температуры.

Цилиндрический канал холодильника, внутренним диаметром $D = 0.022$ м, длиной 0.15 м, изготовленный из латуни, охлаждался водой с помощью термостата. В холодильнике была вырезана вертикальная щель, длиной 0.12 м и шириной 0.002 м, используемая для наблюдения. На выходе из холодильника был установлен двухкоординатник, на котором жестко укреплялся лазер (ЛГН-207Б) для подсветки аэрозольных частиц и термопара для измерения температуры потока внутри холодильника. Конструкция установки позволяла изменять угол наклона канала в вертикальной плоскости. Аэрозоль хлористого натрия, (средний размер частиц порядка 1 мкм), полученный конденсационным способом, служил в качестве индикатора для наблюдения за движением элементарных объемов газовой среды

Методика исследования заключалась в следующем: через каждый миллиметр по радиусу канала определялась температура и траектория движе-

ния аэрозольных частиц. Направление движения частиц фиксировалось визуально. Затем термопара смещалась вниз на 0,005 м и наблюдение за траекторией движения повторялось.

Результаты измерения профиля температур показаны на рис. 2.

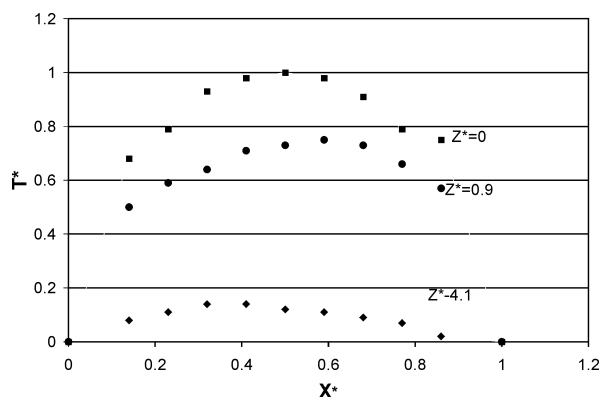


Рис. 2. Профили температур в цилиндрическом канале при резком охлаждении потока в диаметральной плоскости на различных расстояниях от входа. ($Re = 2,6$; $Gr = 6818$, $x^* = x/D$, $z^* = z/D$, $T^* = (T - T_x)/(T_{вх} - T_x)$, $T_{вх}$, T_x — температура газа на входе и холодильника, соответственно)

Измерения проводили в условиях устойчивой вихревой структуры. Как видно из рисунка, температура потока очень быстро, приблизительно, на расстоянии 4-5 диаметров канала, выравнивается с температурой стенки. Поэтому и изменение структуры течения, вызванное конкуренцией свободной и вынужденной конвекции происходит на этом интервале.

На рис.3 (а,б,в) приведены результаты визуальных наблюдений за структурой потока при постоянном числе Рейнольдса ($Re=1.4$), температуре стенки холодильника ($T_x=24^\circ C$) и различных температурах нисходящего потока воздуха на входе в холодильник ($T_{вх}$). Стрелками обозначены направления вектора скорости.

Если $T_{вх} = T_x$, то течение ламинарное (рис. 3,а). С увеличением температуры потока течение остается ламинарным вплоть до достижения некоторого значения температуры, названного критическим $T_{кр}$.

При $T_{вх} = T_{кр} = 50^\circ C$ наблюдается резкий переход от ламинарного течения к вихревому с тороидальной структурой (рис. 3,б). При этом, на некотором расстоянии в обе стороны от центра трубы, и вниз от входа (система координат на рис. 3 представлена в относительных единицах) расположены центры вихревых колец. С нижней поверхности тора, вблизи оси трубы, наблюдается срыв потока и движение аэрозольных частиц осуществляется по затухающим спиралевидным траекториям, переходящим в ламинарный одно-

направленный поток. При дальнейшем увеличении температуры нагревателя качественный характер течения остается прежним, изменяются лишь параметры вихревого тороида (рис. 3, в, $T_{\text{вх}} = 60^\circ\text{C}$), тор перемещается вверх и вытягивается, что приводит к уменьшению его поперечных размеров. Аналогичная картина наблюдается при других объемных расходах газа.

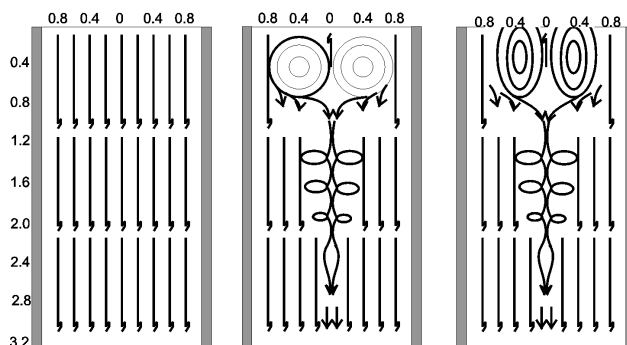


Рис 3. Направление вектора скорости при вертикальном положении канала

Результаты измерений распределения температуры, а также существование двух типов устойчивых структур при малых числах Re позволяют выдвинуть физическую модель изменения структуры потока. Наличие больших перепадов температуры вблизи стенки трубы на входном участке приводит к появлению выталкивающих сил Архимеда, направленных против осевого градиента давления, задаваемого внешним побудителем течения. При этом силы Архимеда резко возрастают от стенки к оси потока. Выталкивающие силы подтормаживают поток и при определенных условиях (скорости, перепада давления, перепада температуры и соответствующей ему плотности) в точке потока с максимальной температурой возможна остановка потока. А при дальнейшем увеличении перепада температур (при неизменных вышеперечисленных параметрах) вектор скорости в данной точке меняет направление на противоположное. Состояние, при котором в потоке появляется область с нулевой скоростью, можно назвать неустойчивым или критическим, а переход через это состояние (при увеличении температуры) приводит к появлению устойчивого потока с вихреобразной структурой на входе, подобного описанному выше. И наоборот, если уменьшать перепад температур, то опять достигается критическое состояние, переход через которое приводит к появлению устойчивого ламинарного однонаправленного движения.

В работе также исследовали устойчивость и структуру течения в цилиндрическом канале при различных углах наклона канала относительно вертикали и, следовательно, при различных сочетаниях направлений свободной и вынужденной конвекции.

При вертикальном положении канала, угол наклона $\alpha = 0^\circ$ (течение сверху вниз), вынужденная и свободная конвекция имеют противоположные направления, на границе холодильника и нагревателя при определенных условиях наблюдается вихревая структура типа тора. В центре канала возникает подъемное течение. На некотором расстоянии существует точка остановки, течение поворачивает симметрично к боковым поверхностям канала, огибает тор и по спиралевидным затухающим траекториям сливается с основным потоком, идущим вдоль стенок канала (рис.4а). Рисунки показывают структуры в центральном продольном сечении канала.

При $\alpha = 30^\circ$ (рис. 4б) тор деформируется. В продольном центральном сечении наблюдаются 2 вихря. Верхний вихрь большего размера, нижний — меньшего. При дальнейшем увеличении наклона, $\alpha = 45^\circ$, (рис. 4в), деформация тора усиливается. Верхний вихрь увеличивается в размерах и занимает практически всю полость канала, а нижний уменьшается и прижимается к нижней поверхности канала. При $\alpha = 90^\circ$ (рис. 4г) на сечении границы нагревателя и холодильника существует один большой вихрь. Направление движения в нем указано стрелками. При дальнейшем наклоне трубы ($\alpha = 135^\circ$, рис. 4д), основной поток поступает снизу вверх и направления вынужденной и свободной конвекции совпадают. В продольном сечении опять появляются два вихря разного размера. Верхний — большой, а нижний — меньшего размера, прижатый к нижней поверхности цилиндра.

При вертикальном положении канала, направление потока снизу вверх ($\alpha = 180^\circ$, рис. 4к), картина становится симметричной относительно оси канала. Однако, по сравнению с рис. 4а, окружности тора имеют меньший диаметр и прижаты к боковой поверхности цилиндрического канала. Основной поток, идущий по центру канала имеет вид ламинарного течения.

На рис. 5 показана зависимость числа Re от числа Gr для критических условий при различных углах наклона канала от вертикали.

Здесь:

$$Re = 4Q/\pi Dv, Gr = g\beta(T_{вх} - T_x) D^3/v^2,$$

где Q — объемный расход газа, m^3/c ;

D — внутренний диаметр канала, m ;

v — кинематическая вязкость газа, m^2/c ;

g — ускорение свободного падения, m/c^2 ;

β — коэффициент объемного теплового расширения, $^\circ C^{-1}$;

$T_{вх}$ — температура нагревателя, $^\circ C$;

T_x — температура холодильника, $^\circ C$;

Кривые характеризуют неустойчивые состояния потока и разделяют два устойчивых течения с различными структурами, описанными выше. Сами кривые являются линиями перехода между различными режимами течения и представляют собой границу ламинарного течения

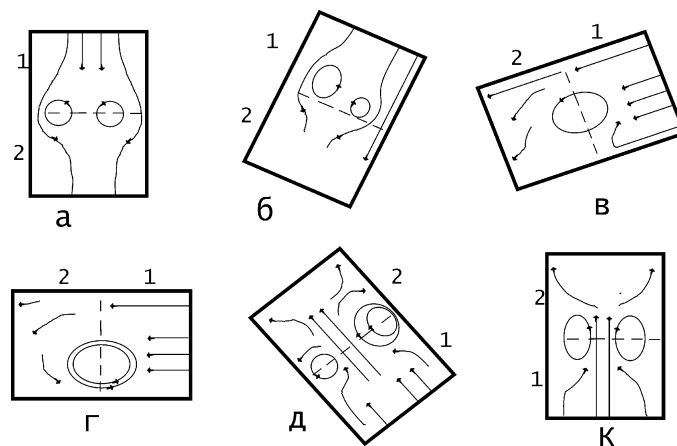


Рис. 4. Структура течения в наклонных каналах
(1 — нагреватель, 2 — холодильник)

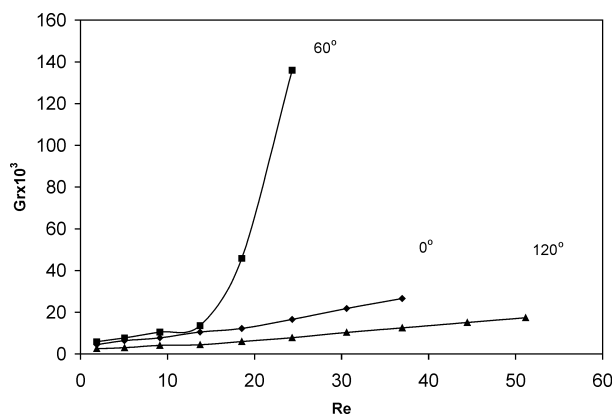


Рис. 5. Зависимость числа Re от числа Gg при различных углах наклона канала от вертикали в момент перехода ламинарного течения в вихревое

Область под кривой — область ламинарных однонаправленных потоков, а область над кривой — область течений с вихревой тороидальной структурой. Переход из одной области в другую можно реализовать либо путем изменения $T_{вх}$ при постоянной средней скорости потока, либо путем изменения скорости потока при постоянном перепаде температур.

Таким образом, в цилиндрических каналах уже при очень малых числах Re (1-60), благодаря влиянию естественной конвекции, возникающей при тепловой неоднородности, образованной резким перепадом температур стенок канала, ламинарность течения нарушается. На границе перепада температур возникает, при определенных условиях, устойчивое течение, отличное от ламинарного, имеющее свою структуру — правильный тор при вертикальном положении канала, деформированный тор при отклонении от 0° угла, один вихрь при $\alpha=90^\circ$. Картина течения оказывается сильно зависящей от угла наклона канала.

Литература

1. Гершуни З.Г., Жуховицкий Е.М., Непомнящий А.А. Устойчивость конвективных течений. — Наука, Главная редакция физ.-мат. наук, 1989.
2. Шулиманова З.Л., Щукин Е.Р., Яламов Ю.И. Особенности осаждения аэрозольных частиц за счет термофореза в плоскопараллельных и цилиндрических каналах со значительными продольными и малыми поперечными перепадами температуры// Теплофизика высоких температур.1994.Т.32, №6. С.886-891
3. Lipatov G.N., Chernova E.A., Semenyuk T.I. Strange behaviour of aerosol particles at nonisothermal flow in a cylindrical channel //J.Aerosol Sci. 1991.V.22, N8.P.724-728.
4. Петухов Б.С. Теплообмен и сопротивление при ламинарном течении жидкости в трубах.- М.: Энергия, 1967.
5. Yao L.S. Is a fully developed and non-isothermal flow possible in a vertical pipe?// Int. J. Heat Mass. Transfer.1987.V.30, N4. P.707-716.

Г. М. Ліпатов, О. О. Чернова, В. М. Таволжанський, А. Е. Турецький
**Дослідження стійкості та структури течій при змішаній конвекції
в циліндричних каналах.**

АНОТАЦІЯ

Експериментально досліджується змішана конвекція в циліндричному каналі з різким перепадом температури стінки. Приводиться структура потоку при різних кутах нахилу каналу від вертикалі. Одержана межа переходу сталої ламинарної однонаправленої течії в іншу стійку вихрову течію з складною структурою.

Lipatov G. N., Chernova E. A., Tivolzhansky V. M., Turetsky A. Ye.

**Study of flow stability and structure at mixed convection
in cylindrical channels**

SUMMARY

Mixed convection in the cylindrical channel with the sharp temperature difference in the wall is studied experimentally. The flow structure is given at different inclinations of the channel out of the vertical. The boundary of change from a steady unidirectional laminar flow into a different steady vortex flow of complex structure is obtained.

Е. И. Сахненко, А. В. Затовский

Одесский национальный университет им. И. И. Мечникова

Гидродинамические флуктуации анизотропной жидкости в пространственно ограниченных условиях

Приведены результаты дальнейшего анализа тепловых гидродинамических флуктуаций анизотропной жидкости в неоднородных условиях. Неоднородность моделирована плоскопараллельным слоем, а расширенная система гидродинамических уравнений была линеаризована с учетом малых отклонений от равновесных значений, жидкость выбрана несжимаемой и не учитывались быстрые процессы приближения к равновесию внутреннего момента импульса. Найдено решение краевой задачи при наличии сторонних флуктуационных полей для системы уравнений компонент скорости и компонент тензора моментов инерции в виде разложения по собственным функциям подходящей краевой задачи для дифференциального оператора четвертого порядка. Спектральные плотности корреляционных функций флуктуаций, зависящие лишь от одной координаты, нормальной к плоскостям ограничения, получены с использованием флуктуационно-диссипативной теоремы. Особое внимание уделено корреляционным функциям поля скорости анизотропных жидкостей.

Феноменологическое описание теплового движения жидкости, состоящей из несферических молекул, и изучение спектрального состава рассеянного на ней света было выполнено М. Леонтовичем [1]. В этой теории предполагается, что состояние жидкости в любой точке можно описать набором обычных гидродинамических переменных (плотность, давление, температура, скорость) и тензором анизотропии, который характеризует отклонение осей анизотропных молекул элемента объема жидкости от изотропного распределения. Обобщением и уточнением результатов [1] в связи с проблемой рассеяния света на жидкостях занимались неоднократно (см. обзор [2]).

Тепловое движение молекул жидкости существенно сказывается на результатах широкого круга физических явлений. Наиболее ярко оно проявляется в экспериментах, основанных на методах рассеяния и поглощения различного рода излучений. Теоретическое описание во всех случаях можно провести методом временных корреляционных функций (далее КФ) молекулярных переменных. Точный расчёт этих функций не возможен в связи с трудностями описания систем многих частиц, взаимодействующих между собой. Поэтому анализ опытных данных чаще всего основывается на модельных представлениях.

Временные КФ поступательной и угловой скоростей $\vec{v}, \vec{\omega}$ молекул жидкости

$$\varphi_v(t) = \langle \vec{v}(t) \vec{v}(0) \rangle, \quad \varphi_\omega(t) = \langle \vec{\omega}(t) \vec{\omega}(0) \rangle$$

(усреднения проводятся по распределению молекулярных переменных) являются простейшими, но очень важными характеристиками поступательного и вращательного движения молекул в жидкости. Эти функции связаны непосредственно с описанием процессов самодиффузии и некогерентного рассеяния нейтронов, диэлектрической релаксации, ядерного магнитного резонанса, рассеяния света и др.

Поведение этих функций для различных моделей межмолекулярных взаимодействий тщательно изучено с помощью ЭВМ методом молекулярной динамики. Для простых жидкостей и жидких металлов вблизи тройной точки функция $\varphi_v(t)$ осциллирует, а на больших временах убывает по закону $t^{-3/2}$. КФ угловой скорости по данным молекулярной динамики также обладают ярко выраженной осцилляционной структурой. Метод молекулярной динамики подтвердил существовавшее представление о наличии коллективных движений атомов жидкости. Коллективный характер дальнедействующих корреляций ярко проявляется в степенном убывании временной КФ их скорости. Этот результат стимулировал большой поток работ [3-5] по исследованию различными методами долгоживущих корреляций в неупорядоченных системах и их проявлений в кинетических процессах. Особенно актуальным является исследование поведения КФ гидродинамических полей и их спектров в неоднородных условиях [6-15], связанных с уточнением деталей поступательного и вращательного движения молекул в широком временном и частотном интервале для простых жидкостей и жидкостей с анизотропными молекулами.

Молекулы анизотропной жидкости совершают вращательное движение и обладают тензором моментов инерции. Естественно ввести локальный тензор инерции элемента объёма. При равновесии тензор имеет некоторое значение, зависящее, например, от температуры и давления. Если последние изменяются, то новое равновесное значение тензора инерции достигается не мгновенно, и его можно рассматривать как независимую переменную, подобную тензору анизотропии Леонтовича, и определяющую состояние жидкости. Отклонение этого тензора от равновесного значения должно эффективно описывать механическую или электрическую анизотропию жидкости. Недавно с участием одного из нас [7] построена полная система гидродинамических уравнений жидкости, в которой наряду с локальной скоростью движения учитывается внутренний момент импульса и тензор моментов инерции. Уравнения были использованы для изучения пространственно-временной коррелятивной функции и спектральной плотности флуктуаций тензо-

ра моментов инерции жидкой лагранжевой частицы в равновесных и неравновесных условиях — на фоне течения жидкости с постоянным градиентом скорости.

В настоящем сообщении приведены результаты дальнейшего анализа тепловых гидродинамических флуктуаций анизотропной жидкости в неоднородных условиях. Для простоты неоднородность моделирована плоскопараллельным слоем, а расширенная система гидродинамических уравнений была линеаризована с учетом малых отклонений от равновесных значений, жидкость выбрана несжимаемой и не учитывались быстрые процессы приближения к равновесию внутреннего момента импульса. Решение краевой задачи с произвольными начальными условиями для связанной системы уравнений компонент скорости и компонент тензора моментов инерции строилось в виде разложения по собственным функциям подходящей краевой задачи для дифференциального оператора четвертого порядка. Эти функции широко используются в задачах гидродинамической устойчивости и приведены в книге Чандрасекара [16]. Спектральные плотности КФ флуктуаций, зависящие лишь от одной координаты, нормальной к плоскостям ограничения, получены с использованием флуктуационно-диссипативной теоремы (ФДТ) для амплитуд разложения полей по координатам и времени. Проведено сопоставление полученных результатов для КФ полевых переменных анизотропных жидкостей с результатами для КФ традиционных переменных.

Спектральная плотность корреляционных функций флуктуаций поля скорости

Полная система гидродинамических уравнений анизотропной жидкости приведена в Приложении А. Будем считать, что жидкость заполняет пространство между параллельными поверхностями, расстояние между которыми d . Ось z декартовой системы координат направим по нормали к поверхностям, так что $-\frac{d}{2} \leq z \leq \frac{d}{2}$. Для простоты анизотропную жидкость будем считать несжимаемой и будем пренебрегать быстрыми процессами приближения к равновесию внутреннего момента импульса [17,7]. Уравнения движения для флуктуационных полей скорости, давления и тензора инерции линеаризуем и добавим спонтанные источники флуктуаций. В результате получим систему связанных дифференциальных уравнений

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} v_\alpha &= -\frac{1}{\rho_0} \nabla_\alpha p + \nu \Delta v_\alpha + v_{12} \nabla_\beta \delta I_{\alpha\beta} + \sigma_\alpha, \\ \frac{\partial}{\partial t} \delta I_{\alpha\beta} &= -\frac{1}{\tau} \delta I_{\alpha\beta} + D \Delta \delta I_{\alpha\beta} + v_{21} (\nabla_\alpha v_\beta + \nabla_\beta v_\alpha) + P_{\alpha\beta} \end{aligned} \quad (1)$$

$$\operatorname{div} \bar{v} = 0, v_{ab} = \eta_{ab} / \rho_0, \tau = \rho_0 / \eta_2, D = \mu_2 / \rho_0.$$

Здесь ρ_0 — равновесная плотность, ν — кинематическая вязкость, τ — время релаксации, D — коэффициент диффузии тензора моментов инерции, δI — отклонение тензора инерции от равновесного. Компоненты поля скорости \bar{v} и тензора инерции δI на ограничивающих жидкость поверхностях обращаются в нуль

$$\bar{v}(t, x, y, z = \pm d/2) = 0, \delta I_{\alpha\beta}(t, x, y, z = \pm d/2) = 0. \quad (2)$$

В уравнениях (1) и краевых условиях (2) перейдём к фурье — преобразованию по времени и поперечным составляющим радиуса- вектора пространства

$$\Phi(t, \vec{r}_\perp, z) = \int d\omega \int d\vec{k}_\perp e^{-i(\omega t - \vec{k}_\perp \vec{r}_\perp)} \Phi_{\omega k}(z). \quad (3)$$

Оставляя прежние обозначения для амплитуд полей скорости и тензора инерции, после простых преобразований получим независимые неоднородные уравнения

$$\begin{aligned} [(-i\omega + \nu(k_\perp^2 - \frac{\partial^2}{\partial z^2}))(-i\omega + \frac{1}{\tau} + D(k_\perp^2 - \frac{\partial^2}{\partial z^2})) + \frac{\nu_{12}\nu_{21}}{2}(k_\perp^2 - \frac{\partial^2}{\partial z^2})]v_\alpha(z) = \\ = \nu_{12}\nabla_\beta P_{\alpha\beta} + (-i\omega + \frac{1}{\tau} + D(k_\perp^2 - \frac{\partial^2}{\partial z^2}))\sigma_\alpha, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} [(-i\omega + \nu(k_\perp^2 - \frac{\partial^2}{\partial z^2}))(-i\omega + \frac{1}{\tau} + D(k_\perp^2 - \frac{\partial^2}{\partial z^2})) + \\ + \frac{\nu_{12}\nu_{21}}{2}(k_\perp^2 - \frac{\partial^2}{\partial z^2})](-i\omega + \frac{1}{\tau} + D(k_\perp^2 - \frac{\partial^2}{\partial z^2}))\delta I_{\alpha\beta} = \\ = (-i\omega + \frac{1}{\tau} + D(k_\perp^2 - \frac{\partial^2}{\partial z^2}))P_{\alpha\beta} + \frac{1}{2}(F_{\alpha\beta} + F_{\beta\alpha}). \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь $F_{\alpha\beta}$ — результат преобразования от следующей комбинации случайных полей

$$F_{\alpha\beta}(t, \vec{r}) = \nu_{12}\nu_{21}\nabla_\beta\nabla_{\beta'}P_{\alpha\beta'} + \nu_{21}(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{\tau} - D\Delta)\nabla_\alpha\sigma_\beta. \quad (6)$$

Решение системы обыкновенных дифференциальных уравнений (4) и (5) удобно представить в виде разложения по ортонормированному набору собственных функций краевой задачи для дифференциального оператора четвёртого порядка, приведенных в Приложении В (ниже координату z будем измерять в единицах d ширины слоя жидкости)

$$v_\alpha(z) = \sum_m (A_{\alpha m} C_m(z) + B_{\alpha m} S_m(z)), \quad (7)$$

$$\delta I_{\alpha\beta}(z) = \sum_m (K_{\alpha\beta m} C_m(z) + L_{\alpha\beta m} S_m(z)).$$

С учётом свойств функций C_m и S_m краевые условия (2) выполнены. В уравнениях (4), (5) компоненты случайных источников, зависящие от z , также представим в виде разложений по той же системе собственных функций. Коэффициенты разложения обозначим A_0, B_0, K_0, L_0 . С учётом свойств ортогональности и нормировки (В.6) и значений интегралов от произведения функций C_m, S_m или их производных амплитуды разложений (7) просто выражаются через амплитуды разложений случайных полей. Если теперь воспользоваться ещё производством энтропии анизотропной жидкости (А.6), то для средней мощности, диссипируемой в системе под действием случайных источников после подстановки разложений и интегрирования по всему объёму жидкости получим

$$\bar{Q} = -\frac{1}{d} \operatorname{Re} \sum_m [(A_{\alpha m}^* A_{\alpha m}^0 + B_{\alpha m}^* B_{\alpha m}^0) + B(K_{\alpha\beta m}^* K_{\alpha\beta m}^0 + L_{\alpha\beta m}^* L_{\alpha\beta m}^0)]. \quad (8)$$

Используя теперь ФДТ, находим спектральные плотности амплитуд флуктуаций скорости и тензора инерции

$$\begin{aligned} \langle A_{\alpha m}^* A_{\alpha' m'} \rangle_\omega &= \Theta \delta_{\alpha\alpha'} \delta_{mm'} \operatorname{Re}[-i\omega + v_{\omega\lambda} (k_\perp^2 + \frac{\lambda_n^2}{d^2})]^{-1} \\ \langle B_{\alpha m}^* B_{\alpha' m'} \rangle_\omega &= \Theta \delta_{\alpha\alpha'} \delta_{mm'} \operatorname{Re}[-i\omega + v_{\omega\mu} (k_\perp^2 + \frac{\mu_n^2}{d^2})]^{-1} \\ \langle A_{\alpha m}^* B_{\alpha' m'} \rangle_\omega &= 0, \end{aligned} \quad (9)$$

$$\text{где } \Theta = \frac{k_B T_0}{2\pi^2}, \quad v_{\omega\lambda} = v + \frac{v_{12} v_{21}}{2} [-i\omega + \frac{1}{\tau} + D(k_\perp^2 + \frac{\lambda_n^2}{d^2})]^{-1} \quad (10)$$

и аналогично для $v_{\omega\mu}$.

Более детально остановимся на свойствах спектральной плотности тепловых флуктуаций гидродинамического поля скорости

$$\begin{aligned} & \langle v_\alpha(\vec{r}_\perp, z, t) v_\alpha'(\vec{r}'_\perp, z', t') \rangle_\omega = \\ & = \delta_{\alpha\alpha'} \int d\vec{k}_\perp e^{i\vec{k}_\perp(\vec{r}_\perp - \vec{r}'_\perp)} \sum_n \left[\langle |A_n|^2 \rangle_\omega C_n(z) C_n(z') + \langle |B_n|^2 \rangle_\omega S_n(z) S_n(z') \right]. \end{aligned} \quad (11)$$

Отсюда сразу видно, что в пределе совпадающих пространственных аргументов результаты для КФ скорости обладают логарифмической расходимостью $\sim \ln \rho$ ($\rho = |\vec{r}_\perp - \vec{r}'_\perp|$). По этой причине они не могут быть использованы для оценки коэффициента диффузии лагранжевой частицы и гидродинамической аппроксимации для КФ молекулярных переменных [3]. Более последовательный подход, предложенный в [18], базируется на нелокальной связи между эйлеровыми и лагранжевыми переменными гидродинамики, и КФ скорости лагранжевой частицы определяется выражением

$$\varphi_L(t) = \frac{1}{V_L^2} \int_{V_L} d\vec{r}_1 \int_{V_L} d\vec{r}_2 \langle \vec{v}(\vec{r}(t) + \vec{r}_1, t) \vec{v}(\vec{r}(0) + \vec{r}_2, 0) \rangle, \quad (12)$$

где V_L — объём лагранжевой частицы. С учётом (11), игнорируя малые смещения центра масс лагранжевой частицы [18], имеем

$$\begin{aligned} \varphi_{L\omega}(z) &= \sum_{n=0}^{\infty} \left[a_{n\omega} \bar{C}_n^2(z) + b_{n\omega} \bar{S}_n^2(z) \right] \\ a_{n\omega} &= 6\pi \int_0^{\infty} k_\perp dk_\perp \frac{J_1(k_\perp R)}{k_\perp R} \langle |A_n|^2 \rangle_\omega, \end{aligned} \quad (13)$$

и аналогично для $b_{n\omega}$. Здесь $J_1(y)$ — функция Бесселя, $R = \left(\frac{3}{4\pi} V_L\right)^{1/3}$ и

$$\bar{C}_n(z) = \frac{d}{R} \int_{-\frac{R}{2d}}^{\frac{R}{2d}} C_n(z + z') dz'. \quad (14)$$

Коэффициент диффузии лагранжевой частицы, определяемый как

$$D_L(z) = \frac{1}{3} \varphi_{L,\omega=0}(z),$$

после интегрирования по k_\perp принимает такой же, как и в (13) вид, но с иными коэффициентами при квадратах функций, зависящих от координаты z

$$a_{n,\omega=0} = \frac{4\pi\Theta}{v} \frac{1}{d} \sum_{l=1,2} \alpha_{nl} \frac{K_1(R\gamma_{nl})}{R\gamma_{nl}}. \quad (15)$$

Здесь α и γ являются решениями простых алгебраических уравнений и имеют вид

$$\begin{aligned} \gamma_{n1}^2 &= (\lambda_n^2 - 2\lambda_n)/d^2, \quad \gamma_{n2}^2 = \gamma_{n1}^2 + \gamma^2, \quad \gamma^2 = \frac{1}{\tau D} + \frac{v_{12}v_{21}}{2v}, \\ \alpha_{n1}^{-1} &= \tau D \gamma^2, \quad \alpha_{n2} = -\frac{v_{12}v_{21}}{2v D \gamma^2}. \end{aligned} \quad (16)$$

Опуская численные коэффициенты, можно записать оценку для амплитуд (15) при $R \ll d$

$$a_{n,\omega=0} \sim \frac{k_B T}{\eta R} \sum_{l=1,2} \alpha_{nl} \frac{R}{d} \left| \ln \frac{\gamma_{nl} R}{d} \right|. \quad (17)$$

Амплитуды $b_{n,\sigma=0}$ имеют такой же вид, но с учетом замены собственных значений λ_n на μ_n .

В пределе $v_{12}v_{21} = 0$, когда на поле скорости не влияют флуктуации поля тензора инерции, для коэффициента диффузии находим

$$D_L(z) \sim \frac{k_B T}{\eta R} \sum_n \frac{R}{d} \left[\left| \ln \frac{R}{d} \sqrt{\lambda_n^2 - 2\lambda_n} \right| \bar{C}_n^2(z) + \left| \ln \frac{R}{d} \sqrt{\mu_n^2 - 2\mu_n} \right| \bar{S}_n^2(z) \right]. \quad (18)$$

Этот результат с учетом свойств собственных функций, соответствует диффузии лагранжевой частицы в плоской тонкой пленке высоты d .

Найдем еще асимптотическое поведение КФ скорости лагранжевой частицы при $t \rightarrow \infty$. Будем считать, что влияние флуктуаций поля тензора инерции мало, так что в правой части (9) оставим лишь два первых члена разложения

$$\begin{aligned} \frac{1}{-i\omega + v_{\omega\lambda} (k_{\perp}^2 + c_n^2 d^{-2})} &\approx \frac{1}{-i\omega + v (k_{\perp}^2 + c_n^2 d^{-2})} \times \\ &\times \left[1 - \frac{v_{12}}{-i\omega + v} \frac{v_{21}/2v}{(k_{\perp}^2 + c_n^2 d^{-2})} - \frac{k_{\perp}^2 + c_n^2 d^{-2}}{-i\omega + \tau^{-1} + D} \frac{1}{(k_{\perp}^2 + c_n^2 d^{-2})} \right] \end{aligned} \quad (19)$$

Для координатного и временного представления первого из этих вкладов (и такого же от нечетных функций) находим

$$\sum_{n=1} \left[\exp(-vtd^{-2}c_n^2) \bar{c}_n^2(z) + \exp(-vtd^{-2}s_n^2) \bar{s}_n^2(z) \right] \left(1 - \exp\left(-\frac{R^2}{4vt}\right) \right) R^{-2}. \quad (20)$$

При больших значениях n ($n > 4$) воспользуемся асимптотикой собственных значений (В.7). В этом случае $\lambda_n \approx \mu_n$, так что линейный вклад в интеграл в соответствии с уравнением (В.5) выпадает, а котангенсы близки к единице. Таким образом, для суммы из (20) имеем

$$\sum [] \approx \sum_{n=1} \exp(-Tn^2) \left[\bar{c}_n^2(z) + \bar{s}_n^2(z) \right], \quad T = 2\pi vtd^{-2}. \quad (21)$$

Здесь снова упростим анализ, основываясь на малости размера R лагранжевой частицы [18] по сравнению с межплоскостным расстоянием d , так что для интегралов от собственных функций оставим лишь основной вклад

$$\bar{c}_n(\tilde{z}) = \frac{d}{R} \int_{-R/2d}^{R/2d} C_n\left(\frac{z}{d} + \tilde{z}'\right) d\tilde{z}' \approx C_n\left(\frac{z}{d}\right) + o\left(\frac{R}{d}\right)^2. \quad (22)$$

Вблизи поверхностей $z = \pm d/2$ главный член разложения собственных функций имеет очень простой вид

$$\bar{c}_n(\tilde{z}) \approx \bar{s}_n(\tilde{z}) \approx \frac{4}{3} \left[\pi n \left(|\tilde{z}| - \frac{1}{2} \right) \right]^3, \quad (23)$$

так что асимптотическое значение суммы при больших значениях T сводится к дифференцированию ряда Тауберова типа [20]

$$\sum_{n=1} \exp(-Tn^2) \approx \sqrt{\frac{1}{2\pi T}}, \quad (24)$$

и с точностью до численного коэффициента имеет вид

$$\sum [] \propto \sqrt{\frac{d^2}{vt}} \left(\frac{|z| - d/2}{\sqrt{vt}} \right)^6. \quad (25)$$

В этом случае (вблизи плоскопараллельных поверхностей) главный асимптотический вклад при $t \rightarrow \infty$ для КФ скорости лагранжевой частицы представим в виде быстро убывающей функции как по вертикальной координате, так и по времени

$$\varphi_L(t, z) \propto \frac{\Theta}{(vt)^{3/2}} \left(\frac{(|z| - d/2)^2}{vt} \right)^3. \quad (26)$$

В центре же, при $z \rightarrow 0$, оставим лишь два главных члена разложения по z и отбросим экспоненциально убывающие вклады при росте λ . Первый из них такой же, как и в неограниченной жидкости

$$\varphi_L(t, z) \propto \frac{\Theta}{(v-t)^{3/2}} \left(1 + \sigma \frac{z^2}{v-t} \right). \quad (27)$$

Что касается вкладов от воздействия поля тензоров инерции в выражении (19), то из-за наличия времени релаксации τ он экспоненциально мал, и здесь анализировать его не будем.

Приложение А. Расширенная система гидродинамических уравнений жидкости анизотропных молекул

Запишем локальные законы сохранения массы, энергии и импульса

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{v}) = 0, \quad \frac{\partial E}{\partial t} + \text{div} \vec{Q} = 0, \quad (A.1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho v_\alpha + \nabla_\beta (\rho v_\alpha v_\beta) = \nabla_\beta (\sigma_{\alpha\beta} - p \delta_{\alpha\beta}), \quad (A.2)$$

где ρ — плотность, E — полная энергия единицы объёма жидкости, \vec{Q} — поток энергии, p — давление, $\sigma_{\alpha\beta}$ — тензор натяжений. Закон сохранения полного момента импульса $\rho [\vec{r}, \vec{v}] + \vec{M}$ представляется следующим выражением, из которого исключен вращательный импульс, связанный с поступательным движением

$$\frac{\partial M_\alpha}{\partial t} + \nabla_\beta (v_\beta M_\alpha) = \nabla_\beta g_{\beta\alpha} + \varepsilon_{\alpha\beta\gamma} \sigma_{\gamma\beta}, \quad (A.3)$$

$g_{\alpha\beta}$ — тензор потока момента импульса, $\varepsilon_{\alpha\beta\gamma}$ — единичный антисимметричный тензор. Полная система гидродинамических уравнений содержит уравнения изменения тензора моментов инерции и роста энтропии

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \nabla_\gamma v_\gamma \right) \rho I_{\alpha\beta} = \nabla_\gamma P_{\alpha\beta\gamma} + D_{\alpha\beta}, \quad \left(\frac{\partial}{\partial t} + \nabla_\gamma v_\gamma \right) \rho s = \sigma \quad (A.4)$$

Уравнения (A.1)-(A.4) приобретут смысл после выяснения вида вкладов \vec{Q} , $g_{\alpha\beta}$, $\sigma_{\alpha\beta}$, $D_{\alpha\beta}$, $P_{\alpha\beta\gamma}$, и σ . Плотность полной энергии жидкости представима в виде

$$E = \frac{1}{2} \rho v^2 + \tilde{E} + \bar{M} \bar{\Omega},$$

где \tilde{E} — внутренняя энергия в системе отсчёта, в которой локальная скорость элемента объёма жидкости равна нулю. Эта система вращается относительно исходной с угловой скоростью $\bar{\Omega} = \frac{1}{2} \text{rot } \bar{v}$. Внутренняя энергия является функцией и новых термодинамических переменных — момента импульса и тензора инерции

$$\tilde{E} = E_0(\bar{M}, I) - \bar{M} \bar{\Omega},$$

так что основное термодинамическое тождество принимает вид

$$d\tilde{E} = \rho T ds + w d\rho + (M_\alpha I_{\alpha\beta}^{-1} - \Omega_\beta) dM_\beta - M_\alpha d\Omega_\alpha + B \rho I_{\alpha\beta} dI_{\alpha\beta} + o(SpI^3), \quad (\text{A.5})$$

w — энтальпия единицы массы, B — коэффициент разложения. Используя (A.5) и уравнения (A.1)-(A.4) стандартным способом [19] получаем выражение для производства энтропии

$$\sigma = \kappa_{\alpha\beta} (\nabla_\alpha v_\beta - \omega_\gamma \varepsilon_{\alpha\beta\gamma}) + g_{\alpha\beta} \nabla_\alpha v_\beta + B P_{\alpha\beta\gamma} \nabla_\gamma I_{\alpha\beta} + B D_{\alpha\beta} I_{\alpha\beta}, \quad (\text{A.6})$$

$$\kappa_{\alpha\beta} = \sigma_{\alpha\beta} + \delta_{\alpha\beta} (\bar{\omega} - \bar{M}) \bar{M}, \quad \omega_\alpha = I_{\alpha\beta}^{-1} M_\beta / \rho.$$

С учётом теоремы Кюри и соотношений Онсагера система феноменологических уравнений, связывающих потоки и силы, принимает вид

$$\kappa_{\alpha\beta} = \eta (\bar{\nabla} \bar{v})_{\alpha\beta}^s + \zeta \delta_{\alpha\beta} \bar{\nabla} \cdot \bar{v} + \eta_3 \varepsilon_{\alpha\beta\gamma} (\omega_\gamma - \Omega_\gamma) + \eta_{12} \delta I_{\alpha\beta}^s,$$

$$g_{\alpha\beta} = \mu_1 \nabla_\beta \omega_\alpha, \quad P_{\alpha\beta\gamma} = \mu_2 \nabla_\gamma I_{\alpha\beta}, \quad (\text{A.7})$$

$$D_{\alpha\beta} = \eta_{21} (\bar{\nabla} \bar{v})_{\alpha\beta} - \eta_2 \delta I_{\alpha\beta}.$$

Здесь индексом s отмечена бесследовая часть симметричного тензора (дивергатор), $\delta I_{\alpha\beta}$ — отклонение тензора инерции от равновесного значения. Независимые феноменологические коэффициенты η , ζ , η_3 , μ_1 — коэффициенты первой, второй и третьей (вращательной) вязкости и коэффициент диффузии внутреннего момента те же что и в [17], коэффициенты η_2 , η_{12} , η_{21} , μ_2 — новые, появившиеся из-за дополнительной гидродина-

мической переменной [7]. Окончательно имеем расширенную систему гидродинамических уравнений

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\partial}{\partial t} + \nabla_{\sigma} v_{\sigma} \right) \rho v_{\alpha} = -\nabla_{\alpha} p + \eta \Delta v_{\alpha} + \\ & + \left(\zeta + \frac{\eta}{3} \right) \nabla_{\alpha} \operatorname{div} \bar{v} + \eta_3 \operatorname{rot}_{\alpha} (\bar{\omega} - \bar{\Omega}) + \eta_{12} \nabla_{\beta} \delta I_{\alpha\beta}^s, \\ & \left(\frac{\partial}{\partial t} + \nabla_{\sigma} v_{\sigma} \right) \bar{M} = -\eta_3 (\bar{\omega} - \bar{\Omega}) + \mu_1 \Delta \bar{M}, \\ & \left(\frac{\partial}{\partial t} + \nabla_{\sigma} v_{\sigma} \right) \rho I_{\alpha\beta}^s = \mu_2 \Delta I_{\alpha\beta}^s - \eta_2 \delta I_{\alpha\beta}^s + \eta_{21} (\nabla \bar{v})_{\alpha\beta}^s. \end{aligned} \quad (\text{A.8})$$

Эту систему уравнений замыкают уравнения непрерывности, роста энтропии и уравнение состояния. Полная система уравнений после линеаризации позволяет вычислить флуктуации любых гидродинамических полей. Спектры интенсивности этих полей можно найти, воспользовавшись флуктуационно-диссипативной теоремой.

Приложение В. Собственные функции и собственные значения вспомогательной краевой задачи

Рассмотрим, следуя [16], краевую задачу, определяемую линейным дифференциальным уравнением четвёртого порядка

$$\frac{d^4 f}{dz^4} = \alpha^4 f \quad (\text{B.1})$$

с краевыми условиями

$$f = 0; \quad \frac{df}{dz} = 0 \quad \text{для } z = \pm \frac{1}{2} \quad (\text{B.2})$$

Имеется две группы решений этой задачи — чётные и нечётные по z . Набор собственных нормированных и чётных по z функций имеет вид

$$C_m(z) = \frac{ch \lambda_m z}{ch \frac{1}{2} \lambda_m} - \frac{\cos \lambda_m z}{\cos \frac{1}{2} \lambda_m}, \quad (\text{B.3})$$

где m — номер функции и собственного значения. Нечётные

$$S_m(z) = \frac{sh\mu_m z}{sh\frac{1}{2}\mu_m} - \frac{\sin\mu_m z}{\sin\frac{1}{2}\mu_m}. \quad (\text{B.4})$$

Собственные значения являются корнями трансцендентных уравнений

$$th\frac{1}{2}\lambda + tg\frac{1}{2}\lambda = 0, \quad cth\frac{1}{2}\mu - ctg\frac{1}{2}\mu = 0. \quad (\text{B.5})$$

Условия ортонормировки

$$\int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} C_m(z)C_n(z)dz = \int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} S_m(z)S_n(z)dz = \delta_{nm}, \quad \int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} C_m(z)S_n(z)dz = 0. \quad (\text{B.6})$$

В книге [16] приведены таблица корней λ_m и μ_m и асимптотика этих корней при $m > 4$:

$$\lambda_m \approx (2m - \frac{1}{2})\pi, \quad \mu_m \approx (2m + \frac{1}{2})\pi. \quad (\text{B.7})$$

Легко подсчитываются также интегралы, необходимые в нашем случае

$$c_n^2 = - \int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} C_n(z)C_n''(z)dz = \lambda_n^2 ctg^2 \frac{1}{2}\lambda_n - \lambda_n (ctg \frac{1}{2}\lambda_n + cth \frac{1}{2}\lambda_n), \quad (\text{B.8})$$

$$s_n^2 = - \int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} S_n(z)S_n''(z)dz = \mu_n^2 ctg^2 \frac{1}{2}\mu_n - \mu_n (ctg \frac{1}{2}\mu_n + cth \frac{1}{2}\mu_n). \quad (\text{B.9})$$

и ряд других.

Литература

1. Leontovich M.A. Relaxation in liquids and scattering of light // J. Phys. USSR. 1941. V.4. P.499-518.
2. Fabelinskii I.L. Spectra of molecular scattering of light // Progress in Optics. 1997. V.37. P. 97-184.
3. Фишер И. З. Гидродинамическая асимптотика автокорреляционной функции скорости молекулы в классической жидкости // ЖЭТФ. 1971. Т. 61, №4. С. 1647-1659.
4. Фишер И. З., Лесников В. П. Неравновесные тепловые гидродинамические флуктуации // Физика жидкого состояния. 1976. В.4. С.3-20.

5. Булавін Л. А. Критичні властивості рідин. Київ: Київський національний університет, 2002. 280 с.
6. Zvelindovsky A.V., Zatorovsky A.V. Fluctuations of fluids inside a pore // *Nuovo Cimento D*. 1997. V. 19. P. 725-745.
7. Zatorovsky A.V., Zvelindovsky A.V. Hydrodynamic fluctuations of a liquid with anisotropic molecules // *Physica A*. 2001. V. 298. P. 237-254.
8. Teixeira J., Zanotti J.-M., Bellissent-Funel M.-C., Chen S.-H. Water in confined geometries // *Physica B*. 1997. V.234-236. P.370-374.
9. Гуревич А.И., Ломоносов В.В. Квазиупругое рассеяние медленных частиц тонкими пленками // *ЖЭТФ*. 1996. Т.109. С.916-922.
10. Bocquet L., Barrat J.-L. Hydrodynamic properties of confined fluids // *J. Phys.: Cond. Matter*. 1996. V.8. P.9297-9300.
11. Travis K. P., Todd B. D., Evans D. J. Departure from Navier-Stokes hydrodynamics in confined liquids // *Phys. Rev. E*. 1997. V. 55. P. 4288-4295.
12. Васильев О. М., Чалий О.В. Кореляційні властивості просторово обмежених анізотропних середовищ при використанні методу Мюнстера // *Журнал фіз. досліджень*. 2000. Т.4, №2. С.149-154.
13. Чалий К.О. Критична опалесценція світла в просторово обмежених середовищах з геометрією плоского шару // *УФЖ*. 1996. Т.41. С.931-932.
14. Poniewierski A., Holyst R., Price A. C., Sorensen L. B., Kevan S. D., Toner J. Dynamic correlation functions for finite and infinite smectic-*A* systems: Theory and experiment // *Phys. Rev. E*. 1998. V.58 P. 2027-2040.
15. Gosh S. K., Majumder., Gupta P. K. Fluorescence depolarization in scattering medium: Effect of size parameter of a scatterer // *Phys. Rev. E*. 2002. V. 65, 026608.
16. Chandrasekhar S. Hydrodynamic and hydromagnetic stability. Oxford: Clarendon Press, 1961. 654 p.
17. Шлиомис М.И. К гидродинамике жидкости с внутренним вращением // *ЖЭТФ*. 1966. Т.51. С.258-265.
18. Lokotosh T.V., Malomuzh N. P., Shakun K.S. Nature of oscillations for the autorrelation function for translational and angular velocity of a molecule // *J. Mol. Liq*. 2002.V. 96-97. P. 245-263.
19. De Groot S. D., Mazur P. Nonequilibrium Thermodynamics. Amsterdam: North-Holland, 1962. 470 p.
20. Титчмарш Э.Ч. Разложения по собственным функциям, связанные с дифференциальными уравнениями второго порядка. Москва: ИИЛ, 1961. Т.2, 555 с.

О. І. Сахненко, О. В. Затовський

Гідродинамічні флуктуації анізотропної рідини в просторово обмежених умовах

АНОТАЦІЯ

Наведені результати подальшого аналізу теплових гідродинамічних флуктуацій анізотропної рідини в неоднорідних умовах. Неоднорідність моделювалась плоскопаралельним шаром, а розширена система гідродинамічних рівнянь була лінеаризована з врахуванням малих відхилень від рівноважних значень. Знайдено розв'язок задачі при наявності сторонніх флуктуаційних полів для системи рівнянь швидкості та тензора моментів інерції у вигляді рядів за власними функціями крайової задачі для диференціального оператора четвертого порядку. Спектральні густини кореляційних функцій флуктуацій, що залежать тільки від однієї координати, одержані з використанням флуктуаційно-дисипативної теореми. Особлива увага наділена кореляційній функції поля швидкості анізотропної рідини.

Sakhnenko E. I., Zatovsky A. V.

Hydrodynamic fluctuations of anisotropic molecules in confined liquids

SUMMARY

In this work we present the results of the further analysis of thermal hydrodynamic fluctuations of anisotropic liquid in inhomogeneous conditions. Inhomogeneity was modeled by planar layer, and extended system of hydrodynamic equations was linearised in the vicinity of the equilibrium state, the liquid was chosen to be uncompressed, and without taking into consideration the fast relaxation of Euler field of impulse momentum. We have found the solution of the boundary problem considering spontaneous sources of fluctuations. This solution was obtained using fourth order eigenfunctions and eigenvalues. Most attention was paid to the analysis of the fluctuation correlation function of the velocity field of anisotropic liquid in time and in space.

Е. Ю. Розина

Одесская государственная академия холода, г. Одесса

Концентрация энергии акустического поля при возбуждении локализованного кавитационного процесса

Исследовано обратное влияние локализованного кавитационного процесса на возбуждающее ультразвуковое поле. Показано, что при возбуждении стационарного кавитационного облака происходит перераспределение энергии ультразвукового поля так, что плотность энергии в кавитирующей среде может на несколько порядков превосходить плотность акустической энергии исходного возбуждающего поля.

Введение

В современных исследованиях взаимодействия ультразвуковых колебаний и дисперсных сред прослеживаются два основных направления. Первое связано с изучением ультразвуковых методов формирования дисперсной фазы. К нему относятся исследования закономерностей распыления жидкостей при падении ультразвукового пучка на границу раздела жидкость — газ [1,2]; процессов ультразвуковой дегазации, то есть выделения растворенного в жидкости газа и формирования в ней микропузырьков; диспергирования крупных капель и крупных газовых пузырьков, находящихся в зоне ультразвукового облучения [3,4]. В работах второго направления исследуется влияние ультразвука на свойства сформированной двухфазной среды. В частности, достаточно изучено влияние ультразвука на коагуляцию аэрозолей [5], упорядочивающее действие ультразвуковых колебаний на распределение микропузырьков в ультразвуковом поле [6]. Не меньший интерес представляет обратная задача о том, как наличие мелкодисперсных включений в среде влияет на свойства возбуждающего ультразвукового поля, однако эти вопросы изучены значительно меньше. Достаточно хорошо исследованным и теоретически, и экспериментально можно считать лишь эффект снижения скорости звука в жидкости с пузырьками газа [7].

Сформированное в ультразвуковом поле стационарное кавитационное облако является ассоциацией периодически возникающих мелкодисперсных пар — газовых включений в жидкости. Как и для классических дисперсных сред, основные исследования в кавитирующих средах связаны с влиянием параметров ультразвукового поля на динамику отдельной кавитационной полости или на эволюцию кавитационного облака в целом [8]. Но и обратное влияние кавитационного процесса на возбуждающее ультразвуковое поле

исследовано более детально. В частности, показано, что при распространении высокочастотного ультразвукового пучка (частоты до 1 МГц) через объем кавитирующей жидкости, наблюдается явление самофокусировки [9,10]. По результатам исследований особенностей кавитационного процесса, стимулированного под срезом капилляра в низкочастотном ультразвуковом поле, было высказано предположение о том, что кавитирующая среда может концентрировать в малом объеме энергию ультразвукового поля [11]. В данной работе поставлена задача — экспериментально показать, что такая концентрация энергии реально имеет место.

1. Описание экспериментальной установки

Исследования проводились на установке, схематически представленной на рис.1. Капилляр 1 погружен в жидкость, заполняющую ультразвуковую ванну 2, таким образом чтобы его нижний срез располагался на высоте 10-12 мм над поверхностью плоского излучателя 3. На излучатель подается синусоидальный сигнал с генератора 4 через усилитель 5 (в наших экспериментах частота $\nu = 18,5$ кГц), при этом в жидкости создается стоячая волна. Компрессор 6 служит для создания в капиллярной системе повышенного статического давления P , которое регистрируют манометром 7. При повышении давления в капиллярной системе мениск вытесняется к его срезу. За время порядка миллисекунд под каналом капилляра возникает кавитационное облако, и формируется поток жидкости в капилляре.

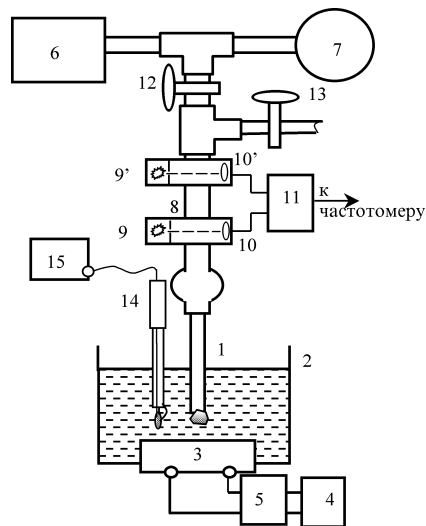


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

Капилляр 1 впаян в стеклянную трубку 8 с известным внутренним диаметром, на которой закреплены два диафрагмированных источника света 9 и 9'. Если трубка заполнена рабочей жидкостью, она фокусирует свет от источников на фотодиодах 10 и 10'. Поэтому при заполнении трубки фотодиоды регистрируют момент прохождения мениска, выдавая два последовательных сигнала на преобразователь 11. Два сформированных последовательных импульса подаются на вход частотомера, измеряющего интервал времени между их поступлениями. Этот интервал времени τ характеризует время заполнения объема ΔV измерительной трубки между двумя элементами 10 и 10'. Отношение $\Delta V / \tau$ характеризует объемный расход жидкости, протекающей через капилляр, и позволяет определить среднюю скорость потока жидкости в капилляре. Для того, чтобы регистрировать параметры установившегося потока в капилляре, измерительная трубка 8 имеет расширение в нижней части. Время заполнения добавочного объема значительно превышает время формирования развитого кавитационного облака под каналом капилляра и время установления стационарного потока жидкости через капилляр. Краны 12 и 13 позволяют при необходимости отсекать манометр и компрессор после создания условий для стимулирования кавитации, и обеспечить непрерывный отток поднимающейся по капилляру жидкости.

Для контроля параметров ультразвукового поля в жидкости устанавливался пьезошуп 14, размер его чувствительного элемента не превосходил размера области, охваченной кавитационным процессом. Сигнал с пьезошупа выводился на микровольтметр 15. Пьезошуп закреплялся с помощью двухкоординатной микроподачи, что позволяло изменять и его высоту над поверхностью излучателя, и расстояние до области возбуждения кавитации по горизонтали с точностью до 0,1 мм.

2. Основные экспериментальные результаты

2.1. Выбор параметров для сравнения. Поставленная цель предполагает сравнить энергетические характеристики ультразвукового поля, установившегося в ультразвуковой ванне, и кавитационного облака, возникшего под срезом капилляра. Распространение ультразвуковой волны в среде характеризуется двумя энергетическими параметрами — интенсивностью излучения

$$J = \frac{P_m^2}{2 \cdot \rho \cdot c}, \frac{Дж}{м^2 \cdot с} \quad (1)$$

и плотностью энергии акустического поля

$$W = \frac{P_m^2}{2 \cdot \rho \cdot c^2} = \frac{J}{c}, \frac{Дж}{м^3} \quad (2)$$

В обоих соотношениях P_m — амплитуда давления в звуковой волне, ρ — плотность жидкости, c — скорость звука в ней.

В общем случае оба выражения применимы для описания поля бегущей звуковой волны. Для реализации бегущих волн в эксперименте на некотором удалении от излучателя располагают слой звукопоглощающего материала. В нашем эксперименте уровень жидкости над поверхностью излучателя строго фиксирован, причем его высота H_{\max} подобрана из требований оптимальной акустической нагрузки на излучатель, то есть $H_{\max} \approx 3/4 \cdot \lambda$. При таких условиях от границы раздела жидкость — газ происходит практически полное отражение, и над излучателем формируется стоячая волна. В случае стоячих волн без дополнительных комментариев можно пользоваться только выражением (2) для плотности энергии жидкости, в которой возбуждены ультразвуковые колебания. Возникновение кавитации под срезом капилляра приводит к формированию в канале стационарного потока жидкости. Энергия, сосредоточенная в единице объема жидкости, движущейся со средней скоростью v , определяется соотношением

$$\omega = \frac{\rho \cdot v^2}{2}, \frac{\text{Дж}}{\text{м}^3}. \quad (3)$$

Формирование потока жидкости в капилляре обусловлено периодическим направленным смещением конгломерата кавитационных полостей в канал капилляра [12]. Поэтому величина ω непосредственно характеризует плотность энергии в кавитирующей среде и допускает сопоставление с параметром W .

Стоячая волна не переносит энергию и понятие интенсивности, определяемое выражением (1), для нее в общем случае неприменимо [13, с. 121]. Однако возникновение кавитационного облака под срезом капилляра, погруженного в жидкость, принципиально изменяет ситуацию. В капилляре формируется стационарный поток жидкости, причем жидкость может удаляться за пределы ультразвуковой ванны с постоянной скоростью v неограниченно долгое время (если организован приток жидкости в ванну и обеспечивается постоянство акустической нагрузки на излучатель). То есть капилляр вырезает канал, по которому сформированный поток жидкости уносит энергию акустического поля, подведенную к срезу капилляра от излучателя. Поэтому можно говорить о балансе акустической энергии, подведенной к срезу капилляра, где возбуждено кавитационное облако, и энергии, унесенной потоком жидкости по капилляру. С такой точки зрения использование для дальнейшего анализа фундаментального понятия интенсивности J , определяемого соотношением (1), является правомерным.

Сопоставимая характеристика звукокапиллярного потока может быть

выбрана следующим образом. При возбуждении кавитации жидкость в капилляре движется под действием разности звукокапиллярного давления $P_{зк}$ и статического противодействия P , которое можно регулировать компрессором. Иначе говоря, поток жидкости совершает работу против внешней силы $P \cdot \pi R_{кап}^2$, при этом мощность, развиваемая потоком, определяется произведением $\nu \cdot P \cdot \pi R_{кап}^2$. Таким образом, величина

$$J_s = P \cdot \nu, \frac{Джс}{м^2 \cdot с} \quad (4)$$

является энергетической характеристикой потока и определяет энергию, переносимую потоком через единицу сечения капилляра за единицу времени. Как видно, эта величина имеет ту же размерность, что и J , и сопоставление этих величин даст представление о преобразовании плотности потока энергии, подведенной от излучателя, в плотность потока гидродинамической энергии, переносимой жидкостью в капилляре.

2.2. Особенности ультразвукового поля при возбуждении локализованного кавитационного процесса. Из соотношений (1-2) видно, что основной измеряемой характеристикой ультразвукового поля является амплитуда звукового давления P_m . Снимали распределение этого параметра по глубине жидкости в отсутствие капилляра вдоль линии его закрепления, кривая имеет характерный для стоячей волны вид (максимум P_m регистрируется на поверхности излучателя) и поэтому не приведена.

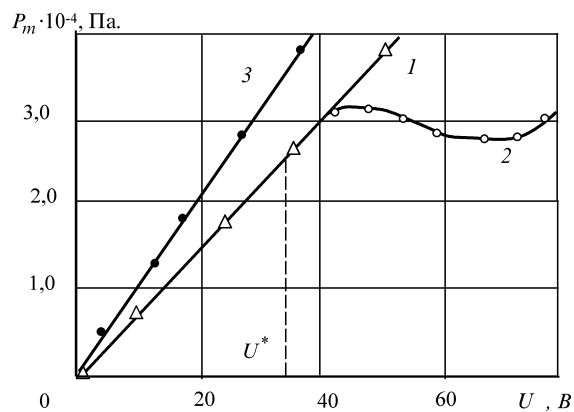


Рис.2. Влияние напряжения на излучателе на амплитуду звукового давления на уровне среза капилляра в отсутствие кавитации (1), при возбуждении кавитации (2), вблизи поверхности излучателя (3)

Кривая зависимости амплитуды звукового давления P_m от напряжения U , подводимого к излучателю, имеет смысл градуировочной кривой и характеризует влияние кавитирующей среды на возбуждающее ее ультразвуковое поле. На рис.2 приведена кривая зависимости $P_m(U)$ (кривая 1), полученная при расположении приемного элемента на расстоянии 1 мм от боковой поверхности капилляра на уровне его среза. В отсутствие кавитационного облака под срезом капилляра, показания пьезоэлемента увеличиваются линейно при увеличении U . Если же под каналом капилляра возбуждается кавитационное облако, то увеличение P_m происходит вначале по линейному закону, затем, достигнув максимального значения, незначительно спадает; в некотором интервале напряжений амплитуда P_m остается практически постоянной, затем начинается снова рост величины P_m (кривая 2). Следует подчеркнуть, что линейность зависимости $P_m(U)$ сохраняется и при напряжениях, превосходящих порог возбуждения кавитации под срезом капилляра $U_{изл}^*$, если размеры возбужденного кавитационного облака незначительно превосходят внутренний диаметр капилляра.

2.3. Скорость потока жидкости в капилляре. Основным измеряемым параметром для определения энергетических характеристик звукокапиллярного потока является его скорость. Измерения скорости потока проводились для капилляров с различными внутренними диаметрами (0,34; 0,50; 0,70 мм) по следующей методике. Задавали определенное значение амплитуды звукового давления P_m , компрессором повышали статическое давление в капилляре P и стимулировали кавитацию под его срезом. При этих фиксированных параметрах определяли скорость протекания жидкости через капилляр v . Таким путем для каждого диаметра были получены семейства кривых $v(P)$ при различных амплитудах P_m . Для капилляров диаметром 0,5 мм было показано, что зависимость $v(P)$ может иметь аномальный нарастающий участок, на котором увеличение противодавления в капилляре P приводит не к тривиальному убыванию скорости, а к ее существенному увеличению [12]. Эта особенность наблюдается при малых амплитудах P_m , когда кавитационный процесс под срезом капилляра существует не стационарно, а периодически затухает. Повышение противодавления в капилляре стабилизирует кавитационное облако, что приводит к увеличению результирующей скорости потока. Аналогичная аномалия при малых P_m наблюдалась для всех использованных капилляров. Поэтому для обсуждения были выбраны кривые $v(P)$, соответствующие условиям стабилизированного кавитационного процесса, приведенные на рис.3. Как видно, аномальный участок на всех кривых практически вырожден, но наблюдается существенное отклонение от линейности при ма-

лых противодавлений. Заметим, что зависимости $v(P)$ для всех исследованных капилляров не являются строго линейными во всем диапазоне противо- давлений, несмотря на стационарность кавитационного процесса. То есть даже при таких условиях имеется влияние противо- давления на параметры кавита- ционного облака и, соответственно, на величину $P_{зк}$.

Из кривых рис.3 видно, что наибольшая измеренная скорость потока составляет 2,8 м/с, и наблюдается для капилляра с внутренним диаметром 0,5 мм (кривая 2); характерно, что как увеличение, так и уменьшение диа- метра капилляра приводят к убыванию скорости: кривые $v(P)$ для соответ- ствующих капилляров располагаются ниже.

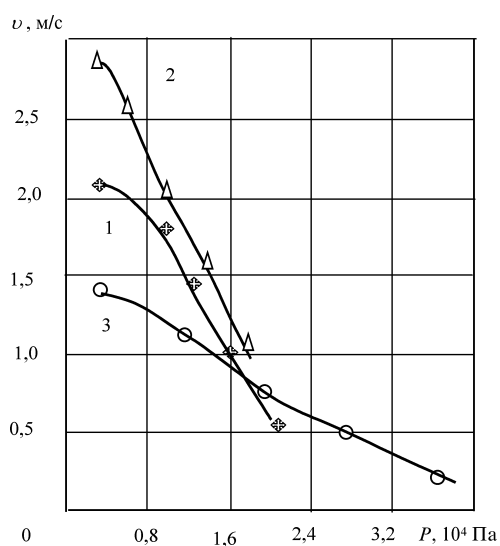


Рис. 3. Влияние противо- давления на скорость потока жидкости в капиллярах с внутренними диаметрами 0,70 мм (1); 0,50 мм (2), 0,34 мм (3)

2.4. Сопоставление мощности потока жидкости в капилляре и энергетических характеристик ультразвукового поля. По данным рис.3 рассчитаны значения мощности потока, приходящейся на единицу сечения капилляра $J_s = P \cdot v$, для капилляров разных диаметров и результаты представлены в таблице. Обратим внимание, что для всех капилляров при увеличении противо- давления почти на порядок скорость убывает в несколько раз, но мощ- ность потока при этом изменяется мало или возрастает. Это означает, что скорость и мощность являются независимыми характеристиками звукока- пиллярного потока жидкости.

$d_{кан}, мм$	$P, 10^4 Па$	$v, м/с$	$J_s, Вт/м^2$	$\omega, Дж/м^3$
0,34	0,4	1,25	$0,5 \cdot 10^4$	$0,78 \cdot 10^3$
	1,6	1,0	$1,6 \cdot 10^4$	$0,5 \cdot 10^3$
	2,5	0,6	$1,5 \cdot 10^4$	$0,18 \cdot 10^3$
	3,2	0,4	$1,36 \cdot 10^4$	$0,08 \cdot 10^3$
0,50	0,5	2,5	$1,25 \cdot 10^4$	$3,15 \cdot 10^3$
	1,0	2,0	$2,00 \cdot 10^4$	$1,62 \cdot 10^3$
	1,5	1,5	$2,25 \cdot 10^4$	$1,11 \cdot 10^3$
	1,6	1,2	$1,92 \cdot 10^4$	$0,72 \cdot 10^3$
0,70	2,0	0,8	$1,60 \cdot 10^4$	$0,32 \cdot 10^3$
	0,4	2,0	$0,8 \cdot 10^4$	$2 \cdot 10^3$
	0,8	1,7	$1,36 \cdot 10^4$	$1,44 \cdot 10^3$
	1,2	1,5	$1,8 \cdot 10^4$	$1,11 \cdot 10^3$
	1,6	1,0	$1,6 \cdot 10^4$	$0,5 \cdot 10^3$
	2,0	0,5	$1,0 \cdot 10^4$	$0,12 \cdot 10^3$

Кривые $v(P)$ (рис.3) и значения v , представленные в таблице, получены при напряжении на излучателе, соответствующем амплитуде звукового давления $P_m = 4 \cdot 10^4$ Па. Как указывалось, выбор амплитуды P_m обусловлен тем, что при таких условиях кавитационное облако под срезом капилляра существует стационарно, и на зависимости $v(P)$ вырожден аномальный нарастающий участок. Вычисления J по формуле (1) при указанной амплитуде P_m для воды с плотностью $\rho = 10^3$ кг/м³, скорость звука в которой $c = 1,5 \cdot 10^3$ м/с, дает значение $J = 0,53 \cdot 10^3$ Вт/м². Сравнение с результатами, представленными в таблице, показывает, что для всех использованных капилляров мощность потока $J_s = P \cdot v$ более чем на порядок превышает интенсивность J звукового поля, обеспечивающего формирование этого потока. Поскольку формированию потока предшествует развитие кавитации у среза капилляра, следует вывод, что именно в кавитирующей среде происходит **концентрация энергии** ультразвукового поля. Направленное смещение облака в канал капилляра обеспечивает преобразование сконцентрированной энергии акустического поля в энергию направленного потока жидкости.

Для плотности энергии W ультразвукового поля при значении $P_m = 4 \cdot 10^4$ Па получена величина $0,7$ Дж/м³, и ее сравнение с плотностью энергии ω в сформированном потоке дает представление о степени концентрации энергии в кавитирующей среде. Как видно из таблицы плотность энергии в кавитирующей среде на несколько порядков превосходит плотность энергии в возбуждающем ультразвуковом поле.

3. Обсуждение результатов

Следует подчеркнуть, что убывание амплитуды P_m в объеме ультразвуковой ванны при возбуждении в ней кавитационного процесса в литературе описано и рассматривается как результат снижения акустической нагрузки на излучатель, вследствие чего происходит расстройка колебательной системы и уменьшается акустическая мощность, отдаваемая излучателем в объем жидкости [14]. В наших экспериментах убывание амплитуды P_m наблюдается только в относительно малом объеме жидкости, непосредственно прилегающем к области возбуждения кавитации. При удалении чувствительного элемента щупа на расстояние 5 мм и более от кавитационного облака характерного убывания амплитуды звукового давления P_m не наблюдается. Заметим также, что и вблизи поверхности излучателя не происходит убывания P_m при возбуждении под капилляром кавитационного облака (см. рис.2, кривая 3). То есть в наших экспериментах расстройки акустической системы не наблюдается. Поэтому можно сделать вывод, что возбуждение локализованного кавитационного процесса приводит к стационарному перераспределению энергии в жидкости, при котором повышается ее плотность в кавитирующей среде и снижается в прилегающих слоях невозбужденной жидкости.

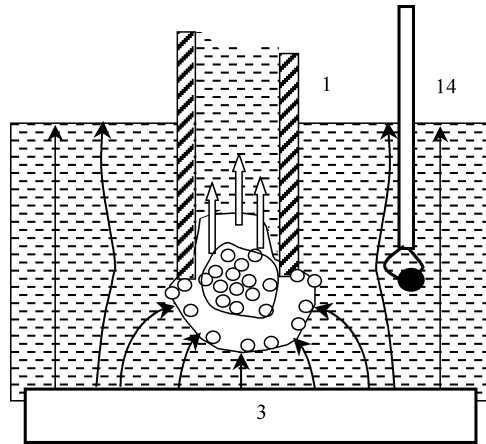


Рис.4. Схема концентрации и преобразовании энергии ультразвукового поля у среза капилляра

На рис.4. представлена предполагаемая схема процессов, протекающих у среза капилляра. На достаточном удалении от капилляра (по горизонтали) поток энергии от излучателя 3 оказывается неискаженным, и пьезощуп 14 регистрирует распределение амплитуды в объеме ванны, соответствующее

щее сформировавшейся стоячей волне. Кавитационное облако, возбужденное под каналом капилляра, ведет себя как абсолютно поглощающая среда. Акустическая энергия поглощается всей поверхностью кавитационного облака, так как полости зарождаются во внешнем его слое. В результате концентрации полостей под каналом капилляра происходит концентрация акустической энергии, направляется она в канал капилляра, сечение которого, по крайней мере, на порядок меньше внешней поверхности кавитационного облака. При этом происходит пропорциональное возрастание плотности потока энергии в канале капилляра.

Литература

1. Charuau J., Tierce P., Birocheau M.. The ultrasonic Generation of droplets for the production of submicron size particles// Journ. Of Aerosol Science. . — 1994. — V.25, Supplement 1. — P.232-234.
2. Экнадиосянц О.К. Получение аэрозолей// Физические основы ультразвуковой технологии. — Под ред. Л.Д.Розенберга. — М.: Наука, 1970. — С.337-394.
3. Danilov S.D. , Mironov M.A. Breakup of a droplet in a hight-intensity sound field// J.Acoust.Soc.Amer. — 1992. — V.92, №5. — P.2747-2755
4. Капустина О.А. Дегазация жидкостей// Физические основы ультразвуковой технологии. — Под ред. Л.Д.Розенберга. — М.: Наука, 1970. — С.253-337.
5. Данилов С.Д., Миронов М.А. Коллективное взаимодействие взвеси частиц в звуковом поле// Акуст.журн. — 1992. — Т.38, №3. — С.456-462.
6. Whitworth G., Coacley W.T., Particle column formation in a stationary ultrasonic field// J.Acoust.Soc.Amer. — 1992. — V.91, №1. — P.79-85.
7. Накоряков В.Е., Покусаев Б.Г., Шрейбер И.Р. Распространение волн в газо- и парожидкостных средах. — Новосибирск, из-во ИТФ АН СССР. — 1983. — 237 с.
8. Neppiras E.A. Acoustic cavitation// Physics Reports. — A review Section of Physics Letters. — 1980. — V.61, No 3. — P.160-251.
9. Ciuty P., Iernetty G., Sago M.S. Optical visualisation of non-linear acoustic propagation in cavitating liquids// Ultrasonics. — 1980. — V.18, №5. — P.111-114.
10. Iernetti G., Ciuti P., Sago M.S. Different Stages of Acoustic Self-focusing During Cavitation// Acustica. — 1980. — Vol.46, №2. — P.228-229
11. Розин Ю.П., Розина Е.Ю. Влияние структуры и формы кавитационного облака на протекание физико-химических процессов// Журн.физ.хим. — 1986. — Т.60, № 7. — с.1730-1738.
12. Розин Ю.П., Розина Е.Ю. О направленном смещении кавитационных полостей в канал капилляра// Вісник Одеського держ. унів. — 2000. — Т.5, вип.3. — С.32-38.

13. Исакович М.А. Общая акустика. М.: Наука. — 1973. — 495
14. Сиротюк М.Г. Экспериментальное исследование кавитационной области// Мощные ультразвуковые поля, под ред. Л.Д. Розенберга. — М.: Наука, 1968. — С.167-219.
15. Розина Е.Ю. Движение жидкости в капилляре при различных режимах ультразвукового воздействия// Акустичний вісник. — 2001. — Т.4, №2. — С.64-72.

Е. Ю. Розіна

Концентрація енергії акустичного поля локально збудженим кавітаційним процесом

АНОТАЦІЯ

Досліджено зворотній вплив кавітаційного процесу, що збуджений під каналом капіляра, на ультразвукове поле. Показано, що формування стаціонарної кавітаційної хмари зумовлює перерозподіл енергії ультразвукового поля. В результаті такого перерозподілу густина енергії у кавітуючому середовищі може на декілька порядків перевищувати густину акустичної енергії поля, яке спричиняє збудженню кавітації.

Rosina E. Yu.

The concentration of energy by the stationary local cavitation

SUMMARY

The influence of the cavitation excitation of liquid on the parameters of the ultrasonic field around the capillary cut has been experimentally investigated. It has been shown, that forming of the stable assemble of cavities under the capillary canal caused the distortion of the uniform distribution of the ultrasonic energy in liquid. Due to the redistribution the density of acoustical energy in the cavitating liquid may be three order more than this parameter in the unexcited media.

В. П. Яценко

Институт общей энергетики НАН Украины, г. Киев

Определение силы, действующей на сферическую твердую частицу в потоке со сдвигом

Весовым методом выполнены измерения силы Саффмена, действующей на сферическую твердую частицу в потоке со сдвигом при высоких значениях поступательного и сдвигового чисел Рейнольдса Re_p и Re_s . Получена обобщающая формула для коэффициента C_s в выражении для силы Саффмена в диапазоне $1500 \leq Re_p \leq 5000$, $1000 \leq Re_s \leq 2600$. Проведено сопоставление полученных результатов с известными литературными данными.

Поперечное перемещение частиц в потоке газозвеси зависит от силовых факторов различной природы, в том числе и от силы F , вызванной сдвиговым характером течения несущей среды. Неоднократно делались попытки получить выражение для этой силы как теоретически, так и экспериментально. Для случая потока с линейным профилем скорости Саффмен [1] получил аналитически

$$F = F_s = C_s \nu^{0.5} \rho \delta^2 V (du/dy)^{0.5}, \quad (1)$$

где ν, ρ — вязкость и плотность газа; δ — диаметр частицы; V — скорость обтекания, $V = u - u_p$; u, u_p — скорость газа и частиц соответственно; y — поперечная координата; C_s — коэффициент.

Поскольку в [1] впервые предложено выражение для силы, действующей на частицу в потоке со сдвигом, то в литературе ее традиционно называют силой Саффмена. Поэтому в уравнении (1) обозначение этой силы снабжено нижним индексом s . Формулы других авторов в данной работе, при необходимости, будут также снабжаться соответствующими индексами.

Как следует из выражения (1), для определения поперечной силы необходимо знать величину коэффициента C_s . Из анализа размерностей следует, что для гладкой шарообразной частицы в несжимаемой среде значение коэффициента C_s однозначно определяется двумя безразмерными комплексами, например, поступательным и сдвиговыми числами Рейнольдса Re_p и Re_s ,

$$Re_p = \delta |V| / \nu; \quad Re_s = (\delta^2 / \nu) \left| \frac{du}{dy} \right|.$$

В результате численного интегрирования при $Re_p \ll 1$, $Re_s \ll 1$ и отношении $A = Re_p/Re_s \ll 1$ Саффменом вычислено значение коэффициента в (1): $C_S = 1,61$.

Маклафлин [2] расширил результаты Саффмена на случай произвольных значений A и получил, что с ростом A поперечная сила меняется как во величине, так и по направлению, обращаясь в нуль при $A \approx 4,65$. Денди и Двайер [3] численным методом решили задачу о движении твердой сферической частицы в потоке с линейным сдвигом при $Re_p = 0,1 \div 100$, $a = 0,005 \div 0,4$, где a — параметр сдвига; $a = 0,5 Re_s/Re_p$. Они установили, что для $a = const$ при малых Re_p безразмерный коэффициент поперечной силы $C_L = 8F/(\pi\rho\delta^2V^2)$ пропорционален $Re_p^{-0,5}$, а начиная с $Re_p \approx 40$ остается примерно постоянным. При $F = F_S$ $C_L = C_{LS} = 5,816\sqrt{a/Re_p}$.

Мей [4] обобщил результаты [2, 3] и получил зависимость для коэффициента подъемной силы в виде $C_L = C_{LS} \cdot k$, где

$$k = \begin{cases} (1 - 0,3314a^{0,5}) \exp(-0,1Re_p) + 0,3314a^{0,5}, & Re_p \leq 40, \\ 0,0524\sqrt{aRe_p}, & Re_p > 40 \end{cases} \quad (2)$$

для данных; [3] и

$$k = 0,3 \left\{ 1 + \operatorname{th} \left[2,52 \lg(A^{-1} + 0,191) \right] \right\} \left[0,667 + \operatorname{th}(6/A - 1,92) \right] \quad (3)$$

для данных [2] в интервале $0,005 \leq A \leq 10$.

Почти одновременно с Маклаfliном величина поперечной силы при $Re_p \ll 1$, $A \leq 3$ была вычислена Е. С. Асмоловым [5, 6]. В работе [5] представлен только график зависимости $C_L(A)$, а в [6] предложена эмпирическая формула для k в виде

$$k = (1 + 0,581A^2 - 0,439A^3 + 0,203A^4)^{-1}. \quad (4)$$

Из сравнения (3) и (4) следует, что выражение (4) значительно удобнее для практических расчетов.

В работе [7] с использованием данных [3] зависимости $C_L(Re_p)$ аппроксимировались отрезками прямых. В итоге для $a = 0,1$ получено выражение для поперечной силы в виде

$$F_M = 1,96(b_1 Re_p + b_2) \rho \delta^3 V du/dy, \quad (5)$$

где b_1, b_2 — коэффициенты аппроксимации.

Экспериментальных исследований величины поперечной силы значительно меньше и относятся они, как правило, к случаям невысоких значений Re_p и Re_s .

В работе [8] выполнены измерения силы, действующей на маленькую сферическую частицу ($\delta = 120 \text{ мкм}$), закрепленную на тонкой консоли и внедренную в вязкий подслой турбулентного пограничного слоя. Измерения проводились при скорости набегающего воздушного потока $u = 4 - 12 \text{ м/с}$. Величина сдвига вычислялась по динамической скорости потока $u^* = (33,23 + 36,18u)10^{-3}$ как $du/dy = u^{*2}/\nu$. Относительная скорость обтекания частицы находилась из выражения $V = 0,5\delta (du/dy)$.

Результаты экспериментов в [8] обрабатывались в виде зависимости $F_{M_3}^+ = f(a_+)$, где $F_{M_3}^+ = F_3/\rho\nu^2$; $a_+ = 0,5\delta u^*/\nu$; F_3 — измеренное значение поперечной силы, Н. В итоге получено выражение

$$F_{M_3}^+ = 56,9a_+^{1,37} \quad (6)$$

в интервале $0,3 < a_+ < 2$. Эти результаты близки к экспериментальным данным, полученным ранее в работе [9] для $a_+ > 3$.

Следует заметить, что при вычислении скорости газа и ее градиента в соответствии с [8] параметр сдвига a будет постоянным и равным 1, безразмерный радиус частицы $a_+ = A \cdot a$, а число Рейнольдса $Re_s = 2Re_p$. Таким образом, интервал изменения Re_p в работах [8, 9] соответствует [3], величина A находится в диапазоне [2, 5, 6], а значение a выходит за пределы допущений Денди и Двайера.

Измерения [8] выполнены при относительно малых Re_s и Re_p . Очевидно, что при таких значениях этих чисел подобия влияние сдвига на поперечное смещение частиц в двухфазных потоках будет больше, чем при высоких, где основную роль играет продольный перенос, а поперечное движение может определяться и другими факторами (силы Магнуса, турбофореза и т. п.). Вместе с тем для полноты информации о поперечной силе необходимы также данные о ее величине при средних и высоких значениях сдвигового и попутательного чисел Рейнольдса.

В работе [10] косвенным методом (вычислением элементов траектории твердой частицы в горизонтальной трубе и сопоставлением их с измеренными экспериментально) определялась величина поперечной силы при $Re_p = 2000 - 6000$. Предложена формула для F в виде

$$F_Y = 0,052\rho\delta^3\bar{V} du/dy. \quad (7)$$

Данные о величине сдвига в этой работе не приводятся.

Следует отметить, что в опытах [10] на частицу, кроме силы, обусловленной сдвиговым характером течения, действовала еще и сила Магнуса, связанная с вращением частиц. В расчетах одновременно определялись два коэффициента в выражениях для каждой из этих сил, что вносило погрешность в их величину. Недостатком рассмотренного косвенного метода определения F является также то, что скорость скольжения и градиент скорости газа меняются вдоль траектории. Поэтому при обработке результатов необходимо привлекать различные гипотезы об их величине. Более надежными являются прямые методы измерения поперечной силы. Один из таких способов представлен в настоящей работе.

В основу экспериментов положен весовой метод, использованный нами при измерении силы Магнуса [11]. Схема экспериментального стенда приведена на рис. 1. Основным элементом стенда являлись аналитические весы 1, на одном плече которых располагалась рамка 2, в которой на оси 3 закреплялось исследуемое тело 4 (полый целлулоидный шар диаметром $\delta = 37,8$ мм). На другое плечо подвешивалась рамка 5 с противовесами 6 и площадкой 7. Перпендикулярно к плоскости рамки 2 на расстоянии $l \approx 10 \delta$ от центра шара 4 располагался горизонтальный канал 8 прямоугольного сечения (100×100 мм), связанный с генератором воздушного потока. Канал устанавливался на координатном устройстве, позволяющем перемещать его в горизонтальном и вертикальном направлениях. Для измерения скорости потока стенд снабжен термоанемометром 9 с регистрирующим блоком 10. Перпендикулярно к плоскости рамки 2 на расстоянии $l \approx 10 \delta$ от центра шара 4 располагался горизонтальный канал 8 прямоугольного сечения (100×100 мм), связанный с генератором воздушного потока. Канал устанавливался на координатном устройстве, позволяющем перемещать его в горизонтальном и вертикальном направлениях. Для измерения скорости потока стенд снабжен термоанемометром 9 с регистрирующим блоком 10.

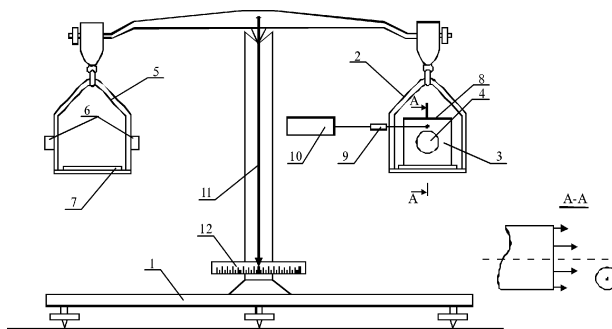


Рис. 1. Схема экспериментального стенда

Опыты проводились следующим образом. Вначале канал 8 размещался так, чтобы продолжение его продольной оси проходило через центр шара 4 (исходное положение). Устанавливалось совпадение стрелочного указателя 11 с нулевой отметкой шкалы 12. Включался генератор воздушного потока, и термоанемометром измерялась скорость потока сверху и снизу шара. Из-

мерения проводились в нескольких реперных точках, расположенных на вертикальной оси, проходящей через центр шара.

Предварительно термоанемометр тарировался с помощью устройства, схематически изображенного на рис. 2. В этом устройстве термоанемометр 1 вместе с держателем 2 устанавливался на валу 3, вращающемся с заданной угловой скоростью. Сигнал с термоанемометра через подвижные щетки 4 передавался на неподвижные контакты 5 и измерялся блоком 6. Если расстояние L от оси вращения до термоанемометра и число оборотов двигателя известны, можно определить связь между скоростью обтекания и величиной сигнала.

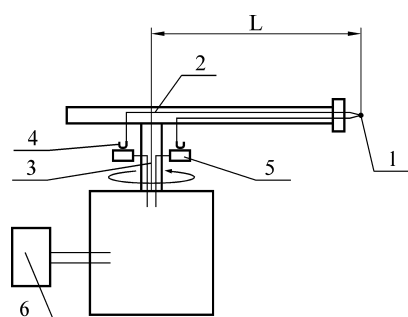


Рис. 2. Схема устройства для тарировки термоанемометра

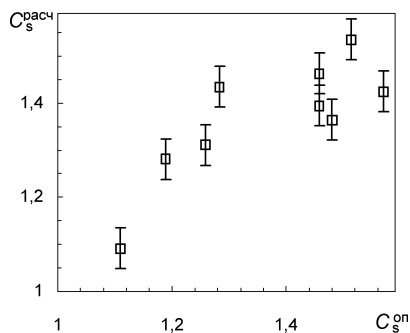


Рис. 3. Сопоставление опытных и расчетных данных

В каждой реперной точке измерения проводились три раза. Полученные результаты усреднялись. По этим данным вычислялись значения скорости обтекания V и величина градиента du/dy . Разарретировались весы, и проверялось отклонение указателя 11 от нулевого деления шкалы 12. В исходном положении канала обтекание было симметричным и отклонения указателя не наблюдались. Этого и следовало ожидать, поскольку в этом случае $du/dy = 0$.

Затем канал 8 смещался из исходного положения по вертикали на некоторое расстояние, при котором уже наблюдался разбаланс весов и его можно было измерить. Разбаланс, вызванный в наших опытах действием поперечной силы $F_{оп}$, определялся обычным способом — установкой на площадку 7 (см, рис. 1) грузов известной массы P . Далее в реперных точках выполнялись измерения скорости газа и находились значения du/dy . По этим данным вычислялись значения Re_p , Re_s , а по величине P — коэффициент C_s в формуле (1), при котором F_s и $F_{он}$ совпадали.

Опыты проводились при скоростях воздушного потока $u = 0,6 \div 1,98$ м/с и градиентах $du/dy = 10,6 \div 27,3$ с⁻¹. Обработка результатов опытов позволила получить зависимость коэффициента C_S от поступательного и вращательного чисел Рейнольдса в виде

$$C_S = 3,4 \cdot 10^{-2} Re_p^{0,286} Re_s^{0,191} \quad (8)$$

в диапазоне $1500 \leq Re_p \leq 5000$, $1000 \leq Re_s \leq 2600$.

На рис. 3 приведено сопоставление опытных данных с результатами расчетов по формуле (8). Здесь же показана стандартная ошибка величины $C_S^{расч}$. Видно, что в пределах $\pm 11\%$ аппроксимирующая зависимость (8) удовлетворительно описывает экспериментальные данные. Коэффициент корреляции между $C_S^{оп}$ и $C_S^{расч}$ равен $R = 0,81$. Следует отметить, что среднее значение величины $C_S^{расч}$ составляет 1,37, что меньше, чем вычисленное Саффменом [1].

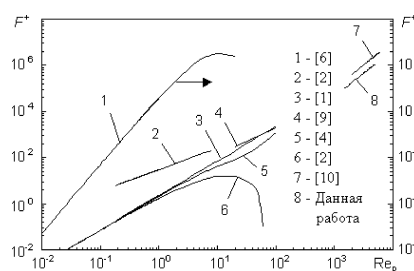


Рис. 4. Зависимость поперечной силы от числа Рейнольдса при $a = 1$

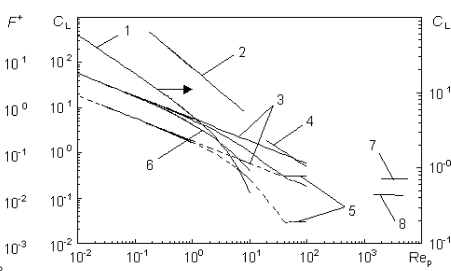


Рис. 5. Зависимость коэффициента подъемной силы от числа Рейнольдса: обозначения кривых те же, что и на рис. 4.

Представляет интерес сравнение наших результатов с данными работ, которые анализировались выше. На рис. 4 показаны расчетные зависимости безразмерной поперечной силы, действующей на частицу размером $\delta = 0,0378$ м от поступательного числа Рейнольдса. Градиент скорости потока в расчетах моделировался в соответствии с [8] как $du/dy = 2aV/\delta$, а относительная скорость определялась по величине Re_p . Данные различных авторов на этом рисунке, кроме кривых 1, 3, 6, нанесены в интервалах значений Re_p , A , a_+ , при которых проводились измерения или вычисления поперечной силы в работах [4, 8, 9, 10]. Кривые 1, 6 соответствуют тем же, что

и в [2, 6], значениям A , но выходят за пределы диапазона Re_p . Они изображены только для иллюстрации характера изменения F .

Поскольку результаты [6] и [2] практически совпадают, то значения F^+ для кривой 1 отложены на дополнительной оси. Данные [1] выходят за пределы изменения Re_p и Re_s , принятые в работе Саффмена и нанесены на рис. 4 для сравнения с результатами Денди и Двайера.

Следует заметить, что сравнение наших результатов с данными [1, 4, 8, 9], полученными для существенно меньших значений Re_p и Re_s , достаточно условно. Оно необходимо для выяснения характера зависимости поперечной силы от указанных чисел Рейнольдса за пределами диапазона, исследованного нами.

Из сравнения кривых 7 и 8 следует, что в исследованном диапазоне Re_p , Re_s величина поперечной силы, вычисленная с использованием корреляции (8) меньше, чем предсказывают экспериментальные данные [10]. Это отличие, на наш взгляд связано с влиянием силы Магнуса на движение частиц в опытах [10], о чем говорилось выше.

В то же время значение dF^+/dRe_p в наших опытах меньше, чем в [10], что свидетельствует о меньшей зависимости поперечной силы от поступательного числа Рейнольдса.

Если предположить, что результаты [4, 8, 9] применимы и в исследованном нами диапазоне Re_p и Re_s , то кривая 5 будет находиться выше, а кривые 2, 4 — ниже линии 8. Поскольку в соответствии с [1] зависимость $F(Re_s) \sim \sqrt{Re_s}$, а согласно [10] $F \sim Re_s$, то при одном и том же значении Re_p с уменьшением a расстояние между кривыми 7 и 8 будет уменьшаться.

На рис. 5 представлены результаты вычислений коэффициента подъемной силы C_L при $a = 1$ (сплошные линии) и $a = 0,1$ (пунктирные линии). Видно, что характер зависимостей $C_L(Re_p)$ на этом рисунке различен не только в количественном, но и в качественном отношении. При $a = 1$ величина коэффициента подъемной силы, рассчитанная по нашим опытным данным, практически постоянна и равна $C_L = 0,116$. Такой характер $C_L(Re_p)$ следует и из опытных данных [10], однако кривая 7, построенная по результатам экспериментов [10], лежит выше линии 8. Постоянство C_L при $Re_p > 40$ предсказано теоретически и в работе [3], что отмечалось выше.

Интересно отметить, что при $a = 1$ и $Re_p < 100$ опытные данные [8, 9] существенно отличаются от теоретической зависимости [4]. Как показали наши расчеты, различие результатов [8, 9] и [4] наблюдается и при меньших значениях a .

Выполненные экспериментальные исследования позволили прямым весовым методом измерить поперечную силу, действующую на сферическую частицу в диапазоне чисел Рейнольдса $1500 \leq Re_p \leq 5000$, $1000 \leq Re_s \leq 2600$.

Следует отметить, что использованная весовая методика определения F сопряжена с большими трудностями в области $Re_p \leq 1500$, поскольку при малых числах Рейнольдса чувствительность метода сравнима с погрешностью эксперимента. Этот диапазон, как следует из представленных на рис. 4, 5 результатов, в настоящее время совершенно не исследован. В связи с этим представляется целесообразным усовершенствование весовой методики с целью ее применения при малых и средних значениях поступательного и сдвигового чисел Рейнольдса.

Литература

1. Saffman P. G. The lift on a small sphere in a slow shear flow // *J. Fluid Mech.* — 1965. — V. 22. — P. 385 — 400.
2. McLaughlin J. B. Inertial migration of a small sphere in linear shear flows // *J. Fluid Mech.* — 1991. — V. 224. — P. 261 — 274.
3. Dandy D. S., Dwyer H. A. A sphere in shear flow at finite Reynolds number: effect of shear on particle lift, drag, and heat transfer // *J. Fluid Mech.* — 1990. — V. 216. — P. 381 — 410.
4. Mei R. An approximate expression for the shear lift force on a spherical particle at finite Reynolds number // *Int. J. Multiphase Flow.* — 1992. — V. 18, No 1. — P. 145 — 147.
5. Асмолов Е. С. О динамике сферической частицы в ламинарном пограничном слое // *Изв. АН СССР. Сер. МЖГ.* — 1990. — № 6. — С. 91 — 96.
6. Асмолов Е. С. Движение частиц в ламинарном пограничном слое на масштабе релаксации поперечной скорости // *Изв. АН СССР. Сер. МЖГ.* — 1993. — № 1. — С. 86-93.
7. Мюллери В. А. Влияние поперечной силы на распределение частиц при движении газозвеси в трубе // *Вестник СПбГУ. Сер. 1.* — 1996. — вып. 3, № 15. — С. 82 — 88.
8. Mollinger A. M., Nieuwstadt F. T. M. Measurement of the lift force on a particle fixed to the wall in the viscous sublayer of a fully developed turbulent boundary layer // *J. Fluid Mech.* — 1996. — V. 316. — P. 285 -306.
9. Hall D. Measurements of the mean force on a particle near boundary in turbulent flow // *J. Fluid Mech.* — 1988. — V. 187. — P. 451-466.
10. Yamamoto F. A study of motion of a sphere in air flow through a horizontal pipe // *Bull. JSME.* — 1986. — V.29, No, 253. — P. 2055-2061.
11. Яценко В. П., Александров В. В. Измерение силы Магнуса при умеренных числах Рейнольдса // *Прикладная гидромеханика.* — 2001. — том 3 (75), № 3. — С. 83 — 87.

В. П. Яценко

**Визначення сили, що діє на сферичну тверду частинку
в потоці зі зсувом**

АНОТАЦІЯ

Ваговим методом виконані вимірювання сили Саффмена, що діє на сферичну тверду частинку в потоці зі зсувом при високих значеннях поступального і зсувного чисел Рейнольдса Re_p і Re_s . Отримано узагальнюючу формулу для коефіцієнта C_s у виразі для сили Саффмена в діапазоні $1500 \leq Re_p \leq 5000$, $1000 \leq Re_s \leq 2600$. Проведено зіставлення отриманих результатів з відомими літературними даними.

Yatsenko V. P.

**Measurement of the force acting on a spherical solid particle
in a shear flow**

SUMMARY

Using the weight method, we have carried out measurements of the Saffman force, acting on a spherical solid particle in a shear flow for high values of translational and shear Reynolds numbers Re_p and Re_s . A generalizing formula for the factor C_s in the expression for the Saffman force in the range $1500 \leq Re_p \leq 5000$, $1000 \leq Re_s \leq 2600$ has been obtained. The experimental data are compared with the known literature data.

УДК: 533.9

Г. С. Драган

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

Влияние концентрации легкоионизирующейся присадки на поверхностные процессы в пылевой плазме

Рассмотрено влияние поверхностных процессов в равновесной термической пылевой плазме, содержащей атомы легкоионизирующейся присадки в газовой фазе, на зарядовое состояние частиц. Показано, что при низких концентрациях присадки заряд частицы определяется термоэлектронной эмиссией, а при высоких концентрациях определяющими процессами являются рекомбинация ионов и ионизация атомов газовой фазы на поверхности частицы.

Зарядовое состояние конденсированных частиц в низкотемпературной плазме существенно влияет на процессы ионизации в газовой фазе [1] и на пространственное распределение частиц, которое в ряде случаев оказывается упорядоченным [2,3]. Поэтому определению заряда частиц посвящено значительное количество теоретических и экспериментальных [4-10] работ.

Во многих теоретических работах рассматривалась модель ячеек Вигнера — Зейтца, заряд частиц в которой определялся путем интегрирования пространственного заряда в пределах сферы, описанной вокруг частицы с границей в области минимального значения потенциала [11]. Такой подход позволяет связать между собой заряд частицы и электростатический потенциал ее поверхности. В других моделях рассчитывался баланс электронных потоков на поверхности частицы с учетом наличия в газовой фазе пространственного заряда [6-8]. Во всех случаях межфазное взаимодействие сводится к термоэлектронной эмиссии с поверхности частиц, находящейся в зарядовом балансе с обратным потоком электронов.

Экспериментальные данные [1] свидетельствуют о необходимости учета в межфазном взаимодействии процессов поверхностной ионизации атомов и рекомбинации ионов. В работах [1,12] были предприняты такие попытки, тем не менее, вопрос остается открытым, в частности, не изучены механизмы зарядки частиц в случае предельных значений концентрации легкоионизирующихся атомов.

Целью настоящей работы является исследование влияния поверхностных процессов на механизмы формирования заряда частиц в низкотемпературной равновесной термической плазме в случае предельных значений концентрации атомов легкоионизирующейся присадки.

Рассмотрим межфазное взаимодействие между конденсированной дисперсной фазой, представленной в виде металлических частиц сферической формы, и частично ионизированной газовой плазмой, которая состоит из молекул инертного газа с высокими значениями потенциала ионизации и присадки атомов щелочного металла с концентрацией N_A . Система находится в состоянии равновесия при атмосферном давлении и температуре порядка 2000К — 3000К. Ионизацией молекул инертного газа пренебрегаем.

Уравнение электронейтральности такой системы выражается в виде:

$$\bar{n}_e = \bar{n}_i + Zn_p, \quad (1)$$

где Z — средний заряд частиц в единицах заряда электрона, n_p — концентрация частиц, \bar{n}_e и \bar{n}_i — средние значения концентраций электронов и ионов соответственно.

Для сравнения отметим, что в газовой плазме без конденсированных частиц средние значения концентраций электронов и ионов равны: $n_{e0} = n_{i0} = n_0$, поэтому ионизационное равновесие в такой плазме описывается уравнением Саха:

$$\frac{n_0^2}{n_{a0}} = 2 \frac{g_i}{g_a} \left(\frac{2\pi m_e kT}{h^2} \right)^{3/2} \exp \frac{-I}{kT} \equiv K_s, \quad (2)$$

где n_{a0} — среднее значение концентрации неионизированных атомов примеси, g_i , g_a — статистические веса иона и атома соответственно, T — температура, I — потенциал ионизации атома, m_e — масса электрона, k — постоянная Больцмана, h — постоянная Планка, K_s — константа Саха.

В плазме с конденсированной дисперсной фазой это уравнение не может описывать ионизационное равновесие, так как при отличном от нуля заряде частиц концентрации электронов и ионов не равны, то есть, газовая фаза имеет объемный заряд. Следовательно, в плазме возникает концентрационная неравновесность, которая приводит к смещению ионизационного равновесия по отношению к аналогичной газовой плазме, так как появляются дополнительные источники электронов и ионов, обусловленные поверхностными процессами. Тогда ионизационное равновесие может быть описано преобразованным уравнением Саха [1]:

$$\frac{n^2}{n_a} = 2 \frac{g_i}{g_a} \left(\frac{2\pi m_e kT}{h^2} \right)^{3/2} \exp \frac{-I + \Psi}{kT}, \quad (3)$$

где $n = \sqrt{n_e n_i}$ — невозмущенная концентрация носителей заряда в газовой фазе, Ψ — параметр неравновесности.

Из изложенного следует, что параметр неравновесности Ψ характеризует отклонение невозмущенной концентрации носителей заряда от ее равновесного значения n_0 , соответствующего аналогичной плазме без частиц, и равен:

$$\Psi = 2kT \ln(n/n_0). \quad (4)$$

С другой стороны, параметр неравновесности определяется значением потенциала плазмы [12]: $\Psi = -e\phi_0$.

Рассмотрим элементарные процессы, приводящие к формированию поверхностного заряда частиц. На поверхности конденсированных частиц следует учитывать обмен зарядами, который обусловлен наличием встречных потоков электронов, ионов и атомов.

Поток термоэлектронной эмиссии с поверхности металлических частиц описывается уравнением Ричардсона — Дэшмана:

$$j_e^T = -AT^2 \exp\left(-\frac{W}{kT}\right), \quad (5)$$

где j_e — плотность электрического тока в направлении от частицы в плазму, $A = 4\pi m_e e k^2 / h^3$ — константа Ричардсона, W — работа выхода электрона из частицы в плазму.

В состоянии термодинамического равновесия существует обратный поток электронов на поверхность частицы, обусловленный наличием у поверхности каждой частицы слоя электронного газа с некоторой концентрацией n_{es} :

$$j_e^{abs} = \frac{e}{4} n_{es} \bar{C}_e, \quad (6)$$

где $\bar{C}_e = \sqrt{8kT/\pi m_e}$ — тепловая скорость электронов, n_{es} — концентрация электронов у поверхности частицы.

Из принципа детального равновесия следует баланс потоков (5) и (6), откуда получим:

$$n_{es} = 2 \left(\frac{2\pi m_e kT}{h^2} \right)^{3/2} \exp \frac{-W}{kT}. \quad (7)$$

Как видно, поверхностная концентрация электронов от концентрации присадки в явном виде не зависит, а определяется только температурой частицы и свойствами контактирующей среды. Зависимость n_{es} от свойств контактирующей среды выражается посредством работы выхода. В справочной литературе приводятся значения работы выхода из металла в вакуум W_p . Работа выхода из металла в некоторую среду (в нашем случае — в плазму) должна быть меньше на величину потенциального барьера на границе плазма — вакуум, который равен $\frac{1}{4} kT \ln(m_i / m_e)$. Это означает, что при наличии легкоионизирующейся присадки работа выхода из металла в плазму равна:

$$W = W_p - \frac{1}{4} kT \ln(m_i / m_e),$$

где m_i — масса иона щелочного металла.

Наличие легкоионизирующейся присадки приводит к взаимодействию атомов и ионов плазмы с поверхностью частицы, которое может быть выражено следующими потоками.

Поток ионов на поверхность частиц с учетом их поверхностной рекомбинации определяется выражением:

$$j_i^{rec} = -\gamma_s \frac{e}{4} n_{is} \bar{C}_i, \quad (8)$$

где γ_s — коэффициент поверхностной рекомбинации, \bar{C}_i — тепловая скорость ионов, n_{is} — концентрация ионов у поверхности частицы.

Аналогично определяется поток атомов из газовой фазы на поверхность частиц с учетом их поверхностной ионизации:

$$j_a^{ion} = \beta_s \frac{e}{4} n_{as} \bar{C}_a, \quad (9)$$

где β_s — коэффициент поверхностной ионизации атома присадки, \bar{C}_a — тепловая скорость атомов ($\bar{C}_i \cong \bar{C}_a$), n_{as} — концентрация атомов у поверхности частицы. Согласно закона сохранения массы щелочной присадки $n_{as} = N_A - n_{is}$.

Из принципа детального равновесия следует, что потоки (8) и (9) будут равны между собой так же, как потоки термоэмиссии и поглощения электронов, то есть, должно быть справедливо равенство:

$$\gamma_s n_{is} = \beta_s n_{as}. \quad (10)$$

Определим коэффициент поверхностной ионизации атома как вероят-

ность перехода электрона с основного состояния валентного уровня атома на уровень Ферми частицы. Для этого электрону необходимо иметь энергию равную: $E_{ion} = I - \psi - W$. Учтем также, что коэффициент поверхностной ионизации атома должен содержать энергию активации десорбции иона ε_i [12], которая характеризует свойства поверхности данной конкретной частицы и взаимодействие ее с ионом. Тогда с учетом статистических весов иона и атома получим:

$$\beta_s = \frac{1}{1 + \frac{g_a}{g_i} \exp \frac{E_{ion}}{kT}} \exp \frac{-\varepsilon_i}{kT} . \quad (11)$$

Коэффициент поверхностной рекомбинации иона определяется вероятностью обратного перехода электрона с уровня Ферми частицы на вакантный уровень основного состояния валентного электрона в атоме. В этом случае учитывается также энергия активации десорбции атома с поверхности частицы ε_a :

$$\gamma_s = \frac{1}{1 + \frac{g_i}{g_a} \exp \frac{-E_{ion}}{kT}} \exp \frac{-\varepsilon_a}{kT} . \quad (12)$$

Из уравнений (10) — (12) получаем:

$$\frac{n_{is}}{n_{as}} = \frac{g_i}{g_a} \exp \left(\frac{W - I + \psi}{kT} \right) \exp \left(\frac{\varepsilon_a - \varepsilon_i}{kT} \right) \quad (13)$$

Выражение (13) с учетом уравнения Саха (2) и уравнения (7) преобразуется к виду:

$$\frac{n_{es} n_{is}}{n_{as}} = K_s \exp \left(\frac{\psi + \varepsilon_a - \varepsilon_i}{kT} \right) . \quad (14)$$

Для определения коэффициентов поверхностной ионизации и рекомбинации необходимо знать величины энергии активации десорбции иона и атома с поверхности частицы, которые в настоящее время определить не представляется возможным. Поэтому определим разность в энергиях активации десорбции. Так как ион отличается от атома присадки только наличием заряда, то разность в энергиях активации десорбции определится величиной потенциального барьера на границе частица — плазма:

$$\varepsilon_a - \varepsilon_i = e\varphi_s .$$

Тогда уравнение ионизационного равновесия (14) можно представить в следующем виде:

$$\frac{n_{es} n_{is}}{n_{as}} = K_S \exp\left(\frac{\Psi + e\varphi_s}{kT}\right) \equiv K_S \exp\frac{\Psi_s}{kT}, \quad (15)$$

где параметр Ψ_s характеризует смещение ионизационного равновесия у поверхности частицы как за счет влияния объемного заряда плазмы в поверхностном слое ($\Psi = -e\varphi_0$), так и свойств поверхности раздела фаз $e\varphi_s$.

Выразим поверхностное значение потенциала плазмы φ_0 через энергию электрического поля в слое пространственного заряда от поверхности частицы радиуса r_p толщиной равной длине свободного пробега электрона λ :

$$(\varphi_0 + \varphi_s) \int_{r_p}^{r_p + \lambda} r^2 (en_i + en_e) dr = \varepsilon_0 \int_{r_p}^{r_p + \lambda} r^2 E^2 dr, \quad (16)$$

где E — напряженность электрического поля, а концентрации электронов и ионов определяются распределениями Больцмана:

$$n_e = n \exp(e\varphi / kT),$$

$$n_i = n \exp(-e\varphi / kT).$$

Распределение потенциала примем в приближении Дебая:

$$\varphi(r) = \varphi_s \frac{r_p}{r} \exp\left(\frac{r_p - r}{D}\right),$$

где D — дебаевская длина экранирования.

Тогда, произведя соответствующие вычисления в уравнении (16), получим:

$$\varphi_0 = -\varphi_s \frac{r_p + \lambda / 2}{2r_p + D + \lambda} \equiv -\varphi_s \frac{r_p}{2r_p + D}. \quad (17)$$

Следовательно, поверхностное значение параметра неравновесности равно:

$$\Psi_s = e\varphi_s \frac{3r_p + D}{2r_p + D}. \quad (18)$$

Теперь уравнение (15) можно преобразовать к виду, позволяющему вычислить величину потенциального барьера на границе раздела фаз:

$$\frac{n_{es} n_{is}}{N_A - n_{is}} = K_S \exp \left[\frac{(3r_p + D)e\varphi_s}{(2r_p + D)kT} \right], \quad (19)$$

где $n_{is} = n_{es} \exp(-2e\varphi_s / kT)$.

Проведем анализ полученного выражения. Рассмотрим два предельных случая.

1. При малых значениях концентрации присадки уравнение (19) приводится к виду:

$$\varphi_{s1} \cong \frac{kT}{2e} \ln \left(\frac{n_{es}}{N_A} \right) \quad (20)$$

Как видно, величина потенциального барьера определяется отношением концентрации электронов в поверхностном слое к концентрации атомов вводимой присадки. При этом частица имеет большой положительный заряд, так как $n_{es} \gg N_A$. Принимая во внимание выражение (7), можно сделать вывод о том, что величина потенциального барьера в большей степени определяется термоэлектронной эмиссией нежели ионизацией атомов присадки. Следовательно, заряд частиц также будет зависеть, в основном, от поверхностных свойств частиц несмотря на то, что степень ионизации атомов присадки у поверхности частицы, соответствующая равновесию в контакте, гораздо больше единицы. При малых значениях концентрации атомов равновесие достигается за счет увеличения степени ионизации присадки.

2. При больших значениях концентрации присадки уравнение (19) можно преобразовать к следующему виду:

$$\varphi_{s2} \cong \frac{kT}{3e} \ln \left(\frac{n_{es}^2}{N_A K_S} \right) = \frac{kT}{3e} \ln \left(\frac{n_{es}}{N_A} \right) - \frac{kT}{3e} \ln \left(\frac{g_i}{g_a} \exp \frac{W-I}{kT} \right) \quad (21)$$

Отметим, что второй член в правой части уравнения представляет собой выражение Саха — Ленгмюра, которое описывает равновесную ионизацию атомов на электронейтральной поверхности металла. Действительно, если положить $\varphi_{s2} = 0$, то следует равенство $n_{es} = n_{is}$ и уравнение (21) приводится к виду:

$$\frac{n_{is}}{N_A} = \frac{g_i}{g_a} \exp \frac{W-I}{kT}.$$

Отсюда следует, что при повышении концентрации атомов присадки в газовой фазе более существенную роль в приобретении заряда частицей иг-

рают процессы ионизации атомов и рекомбинации ионов на ее поверхности с одновременным снижением роли термоэлектронной эмиссии.

Результаты расчета величины потенциального барьера на границе раздела конденсированной фазы с работой выхода электрона с поверхности частицы $W_0 = 4,7$ эВ и газовой плазмы с присадкой атомов цезия при температуре 2000 К в зависимости от концентрации атомов присадки показаны на рис.1. Конденсированная фаза представлена сферическими частицами радиусом 3 мкм и концентрацией 10^{13} м⁻³.

На графиках сплошная кривая описывает результаты расчета, проведенные по формуле (19), точками обозначена кривая, рассчитанная по формуле (21), а пунктирная кривая описывает приближение малых концентраций (20). Как видно, приближенные выражения для низких и высоких значений концентраций атомов достаточно хорошо совпадают с точным расчетом в соответствующих областях. При концентрации атомов порядка 10^{16} м⁻³ величина потенциального барьера равна нулю, что соответствует нейтральному заряду поверхности частицы.

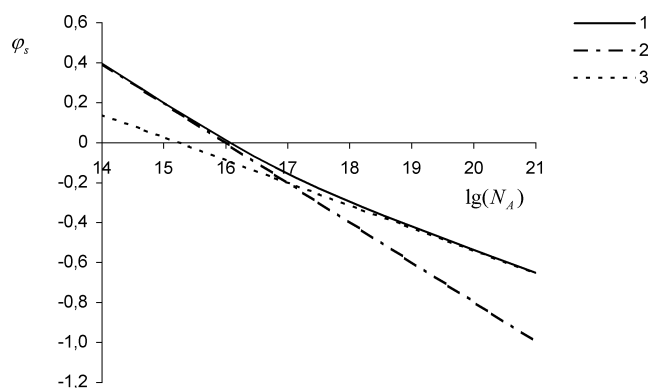


Рис.1. Зависимость потенциала поверхности частицы от концентрации присадки — 1; приближение малых концентраций — 2; приближение больших концентраций — 3.

На рис.2 приведены зависимости среднего значения концентрации электронов, рассчитанные по модели [6] (кривая 3), в которой не учитываются поверхностные процессы ионизации атомов и рекомбинации ионов, и по представленной модели (кривая 2), а на рис. 3 аналогичные зависимости заряда частиц от концентрации атомов. Для сравнения на рисунке 2 показана кривая Саха (кривая 1), описывающая равновесную ионизацию в газовой плазме.

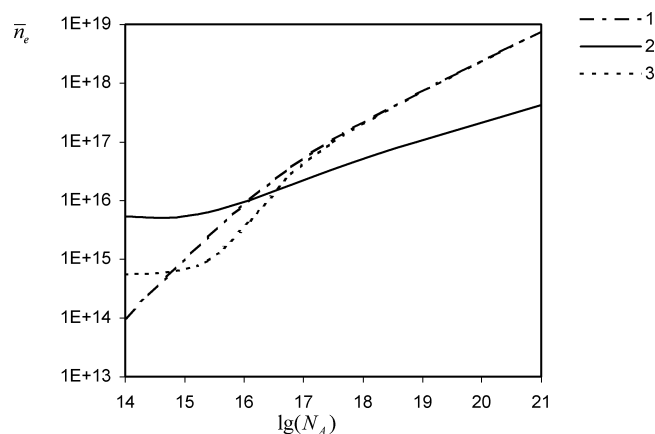


Рис.2. Зависимость среднего значения концентрации электронов от логарифма концентрации атомов цезия: 1 — по Саха; 2 — с учетом ионно — атомных процессов на поверхности частицы; 3 — с учетом только электронных процессов

Как видно из графиков, обе зависимости, описывающие ионизацию в пылевой плазме, пересекают кривую Саха, что соответствует нейтральному заряду частиц. С увеличением концентрации атомов присадки концентрация электронов в пылевой плазме становится ниже равновесного значения в аналогичной газовой плазме. Отметим, что разные модели дают различные результаты. Учет ионизационно-рекомбинационных процессов на поверхности частиц приводит к тому, что частицы приобретают нейтральный заряд при более высоких значениях концентрации атомов. При низких значениях концентрации атомов ионизационно-рекомбинационные процессы на поверхности частиц приводят к более существенной ионизации частиц, в результате чего повышается концентрация свободных электронов и положительный заряд частиц. Предполагая постоянство термоэмиссионного тока, можно сделать вывод о том, что рост положительного заряда частиц связан с переносом положительного заряда на частицу при рекомбинации ионов. Очевидно, что рекомбинация ионов на поверхности частиц смещает средний заряд частиц в положительную сторону также и при больших концентрациях атомов.

С другой стороны, при высоких значениях концентрации атомов степень ионизации присадки очень низка и поэтому поток атомов на поверхность частицы существенно превысит поток ионов. Тогда ионизация атомов на поверхности частицы могла бы увеличить перенос электронов на частицу. Однако, следует учитывать, что для поверхностной ионизации также как и

для поверхностной рекомбинации ионов и атомов должны обладать некоторой энергией активации, введение которой может сместить равновесие на поверхности частицы, что приведет к изменению среднего заряда частиц и концентрации свободных электронов.

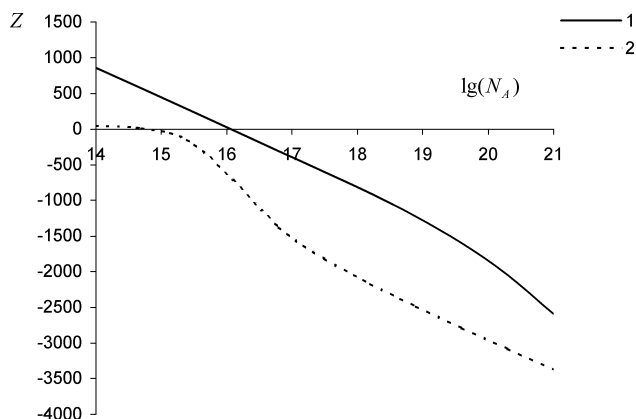


Рис. 3. Зависимость среднего заряда частиц от логарифма концентрации атомов цезия (1 — с учетом ионно- атомных процессов на поверхности частицы; 2 — с учетом только электронных процессов)

Таким образом, можно сделать вывод, что механизмы приобретения заряда поверхностью частицы зависят не только от поверхностных свойств частиц, но и от таких характеристик окружающей плазмы, как ее зарядовое состояние, степень ионизации и концентрация легкоионизирующейся присадки.

Литература

1. Вишняков В.И., Драган Г.С., Маргашук С.В. Межфазные взаимодействия в низкотемпературной плазме. // В кн.: Химия плазмы. М.: Энергоиздат. 1990. Вып. 15 С.98-119.
2. Nefedov A.P., Petrov O.F., Molotkov V.I. Fortov V.E. Formation of Liquidlike and Crystalline Structure in Dusty Plasmas. // JETP Lett. — 2000. — V.72., №4. — P.218-226.
3. Драган Г.С., Мальгота А.А., Протас С.К., Смагленко Т.Ф., Соколов Ю.В., Чесноков М.Н. Экспериментальное исследование конденсированной дисперсной фазы продуктов сгорания твердого топлива. // Тр. межд. научн.-техн. совещания по МГДЭС на угле. — Алма-Ата. — 1982. — С.77-80.
4. Lampe M., Joyce G., Ganguli G., Gavrishchaka V. Interactions between dust grains in a dusty plasma. // Phys. Plasmas. — 2000. — Vol. 7, No. 10. — С.3851-3861.

5. Dragan G. Ionization balance displacement gas phase of dusty plasma. // : V-th European Workshop on Dusty and Colloidal plasmas. Potsdam. Germany. 23-25 August 2001.
6. Einbinder H. Generalized equations for the ionization of solid particles. // J.Chem.Phys. 1954. 22, P.491.
7. Драган Г.С. Определение концентрации электронов в высокотемпературной среде // Физика аэродисперсных систем. — Киев — Одесса: Вища школа. — 1982. — вып. 21. — С.74-77.
8. Драган Г.С., Маргашук С.В. Физические свойства низкотемпературной плазмы с конденсированной дисперсной фазой. Физика аэродисперсных систем. — Киев — Одесса: Вища школа. — 1986. — вып. 29. — С.110-118.
9. Dubey P.K. // J.Appl.Phys., 1970. 3, P.145
10. Yakubov I.T., Khrapak A.G. "Thermophysical and Electrophysical Properties of Low-Temperature Plasma with Condensed Disperse Phase" in *Sov. Tech. Rev. B. Therm. Phys.* Vol. 2, 1989, pp. 269-337.
11. Gibson E. G. Ionisation phenomena in a gas-particle plasma. // *Fis. Fluids.* 1966. 2, P.2389-2399.
12. Вишняков В.И. Свойства изотермического контакта металл — плазма продуктов сгорания. — Физика аэродисперсных систем, Киев-Одесса, 1989, №32, с.147-157.

Г. С. Драган

Вплив концентрації легкоіонізуючої присадки на поверхневі процеси в пильовій плазмі

АНОТАЦІЯ

Вивчено вплив поверхневих процесів в рівноважній термічній пильовій плазмі, яка містить атоми легкоіонізуючої присадки в газовій фазі, на зарядовий стан конденсованих частинок. Показано, що при низьких концентраціях присадки заряд частинок визначається термоелектронною емісією, а при високих концентраціях визначаючими процесами є рекомбінація іонів та іонізація атомів газової фази на поверхні частинок.

G. Dragan

Influence of concentration of easy-ionizable addition agent on the surface processes in the dusty plasma

SUMMARY

The surface processes in the equilibrium thermal dusty plasma containing atoms of easy-ionizable addition agent in a gas phase is studied. It was showed, that if at low concentrations of addition agent the charge of particle is defined by a thermo ionic emission at high concentrations determining processes are the recombination of gas ions and ionization of gas atoms near the surface of particle.

К. И. Семенов, Л. А. Лялин, В. В. Калинин, Н. Х. Копыт

*Одесский национальный университет им. И.И. Мечникова,
г. Одесса, ул. Дворянская 2.*

Термоэмиссионная зарядка седиментирующих сферических металлических частиц

Приводятся экспериментальные данные по измерению заряда высокотемпературных металлических сферических частиц и полное описание расчетной модели их термоэмиссионной зарядки, основанной на применении метода граничной сферы, с учетом обмена зарядом между высокотемпературной частицей и образующейся около неё конденсированной дисперсной фазой. Сравнение экспериментальных и расчётных результатов показало их удовлетворительное соответствие.

Целый ряд природных и технологических процессов, таких как падение метеоритов и космических кораблей, сварка, диспергирование металлов, горение металлических топлив и др. сопровождается образованием высокотемпературных металлических частиц (ВМЧ).

Одним из параметров, характеризующих частицу при взаимодействии с окружающей средой, является электрический заряд частицы, образующийся, в частности, как в результате термоэмиссии с самой частицы, так и термоэмиссии с окружающей её конденсированной дисперсной фазы (КДФ). Как показывают экспериментальные исследования, КДФ образуется вблизи нагретых частиц металлов и состоит из мелкодисперсных частиц окислов этих металлов. Например, вокруг нагретой медной частицы образуется КДФ, состоящая из частиц Cu_2O , которая устойчива при температуре $T < 2073\text{K}$, а при более высокой температуре разлагается. При определенных условиях, когда работа выхода электрона с металлической частицы A_1 больше работы выхода с частиц КДФ A_2 , металлическая частица может получить отрицательный заряд вследствие того, что поток отрицательного заряда из КДФ на частицу больше потока электронов с частицы. Такое явление, в частности, наблюдается при экспериментальном исследовании термоэмиссионной зарядки капель расплава меди и других металлов [1-3]. Работа выхода электрона из расплава меди $A_1 = 5,5 \text{ эВ}$ [4]. Работа выхода электрона из КДФ Cu_2O , окружающей каплю расплава меди $A_2 = 4,9 \text{ эВ}$ [4].

При описании процесса термоэмиссионной зарядки сферической металлической частицы воспользуемся известным [5-14] методом граничной сферы. Суть этого метода состоит в том, что частица окружается концентрической сферой, находящейся от ее поверхности на расстоянии средней длины

свободного пробега иона кислорода и электрона. Пространство, ограниченное поверхностью частицы и граничной сферой, называется кинетической зоной. Расстояние от граничной сферы до поверхности частицы называется шириной кинетической зоны. Предполагается, что внутри кинетической зоны электроны и ионы кислорода движутся без взаимных столкновений, сталкиваясь лишь с поверхностью частицы и граничной сферой. Ширину кинетической зоны при температуре частицы T_1 найдем как $l_1 = \frac{T_1}{T_0} l_0$, где l_0 — ширина кинетической зоны при температуре $T_0 = 300\text{К}$.

Рассмотрим уравнение термоэмиссионной зарядки сферической металлической частицы, окруженной КДФ [2], в области ее отрицательного заряда

$$\frac{dQ}{dt} = \pi \cdot r^2 n_{o_2} [v_{o_2} - \Psi(Q)] \cdot e - 4\pi \cdot r^2 F(Q) AT_1^2 \exp\left[-\frac{A_1 - \Delta A_1}{kT_1}\right]. \quad (1)$$

Первый член в правой части (1) определяет поток отрицательных ионов кислорода из КДФ на поверхность сферической металлической частицы радиусом r . Эти ионы 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. Обозначим температуру границы образования КДФ через T_2 , в частности, для КДФ из Cu_2O $T_2 = 2073\text{К}$. При большей температуре КДФ разрушается. Тогда условие зарядового равновесия частицы КДФ с объемным отрицательным зарядом примет вид

$$4\pi \cdot r_k^2 AT_2^2 \exp\left(-\frac{A_2}{kT_2}\right) = \pi \cdot r_k^2 v_{o_2} \bar{n}_{o_2} e, \quad (2)$$

где r_k — радиус частицы КДФ, A — постоянная Ричардсона — Дэшмана.

Средняя скорость иона кислорода $v_{o_2} = \left(\frac{8kT_2}{\pi \cdot m_{o_2}}\right)^{1/2}$ определяется при температуре T_2 . Из уравнения (2) найдем n_{o_2}

$$n_{o_2} = \frac{4AT_2^2 \exp\left(-\frac{A_2}{kT_2}\right)}{e v_{o_2}}. \quad (3)$$

Функция величины отрицательного заряда частицы $\Psi(Q)$, учитывающая торможение потока ионов O_2 внутри кинетической зоны получена в работе [5] при исследовании фотоэмиссионной зарядки сферических седиментирующих частиц

$$\Psi(Q) = \frac{el_1}{(2m_{o_2} kT_2)^{1/2} \pi^{3/2} \varepsilon_0 r^2} \left(Q^{1/2} - \frac{r \cdot e^{1/2}}{2l} \right)^2, \quad (4)$$

где m_{o_2} — масса иона кислорода, k — постоянная Больцмана, ε_0 — электрическая постоянная.

В работе [10] показано, что внутри кинетической зоны отрицательно заряженной частицы существует потенциальный барьер, обусловленный суперпозицией электростатического поля отталкивания электронов и отрицательных ионов и поля зеркального отображения заряда. Для отрицательного заряда частицы, величина которого удовлетворяет неравенству $0 \leq Q \leq er^2 / 4l_1^2$, результирующим полем вблизи частицы будет поле притяжения. В этом случае $\Psi(Q) = 0$.

Второй член в правой части уравнения (1) определяет величину потока электронов с поверхности частицы, имеющей температуру T_1 . Коэффициент $F(Q)$ определяет ослабление потока электронов с поверхности ВМЧ за счет их упругого рассеяния молекулами азота, при котором часть электронов возвращается на частицу. Этот коэффициент является функцией величины отрицательного заряда частицы. Аналитическое выражение $F(Q)$ получено в работе [10], где, в частности, показано, что $F(Q)$ меняется в пределах от своего минимального значения, равного 0,645, до максимального, равного 1. В дальнейших расчетах будем считать $F(Q) = F$ постоянной величиной, принимающей поочередно эти предельные численные значения. Это дает возможность определить крайние значения искомых величин.

Уменьшение работы выхода электрона с поверхности частицы, несущей отрицательный заряд, определяется эффектом Шоттки [15]. Если предположить, что электростатическое поле в пределах кинетической зоны частицы однородно и его напряженность равна $E = Q / 4\pi\varepsilon_0 r^2$, то в соответствии с данными монографии [15]

$$\Delta A_1 = \frac{Q^{1/2} e^{3/2}}{4\pi \cdot \varepsilon_0 r}. \quad (5)$$

После подстановки значения n_{o_2} (3) в уравнение (1) приведем его к виду

$$\frac{dQ}{dt} = 4\pi \cdot r^2 AT_2^2 \left[1 - \Psi(Q) / \bar{v}_{o_2} \right] \cdot \exp\left(-\frac{A_2}{kT_2}\right) - 4\pi \cdot r^2 FAT_1^2 \exp\left[-\frac{A_1 - \Delta A_1}{kT_1}\right]. \quad (6)$$

Найдем зависимость равновесного заряда металлической частицы от ее температуры T_1 . Условие зарядового равновесия определяется равенством $\frac{dQ}{dt} = 0$. Определим сначала температуру частицы T_{01} , при которой ее равновесный заряд $Q = 0$. При такой температуре термоэмиссионный ток с поверхности частицы компенсируется потоком ионов из КДФ на ее поверхность. Для нейтральной частицы $\Psi(Q) = 0$ и $\Delta A_1 = 0$. С учетом всего сказанного уравнение для определения температуры T_{01} легко получить из уравнения (6)

$$FT_1^2 \exp\left(-\frac{A_1}{kT_1}\right) = T_2^2 \exp\left(-\frac{A_2}{kT_2}\right). \quad (7)$$

Уравнение (7) решалось численно. В частности, для капли расплава меди, окруженной КДФ оксида меди, для числовых значений коэффициента $F=0,645$ и $F=1$, получены соответствующие значения $T_{01}=2345\text{К}$ и $T_{01}=2310\text{К}$. При температуре медной капли $T_1 < T_{01}$, капля будет иметь отрицательный заряд, при температуре $T_1 > T_{01}$, соответственно положительный заряд.

Для области отрицательного заряда металлической частицы, величина которого определяется неравенством $0 \leq Q \leq er^2 / 4I_1^2$, потенциальный барьер внутри граничной сферы отсутствует и $\Psi(Q) = 0$. Условие зарядового равновесия для этой ситуации имеет вид

$$FT_1^2 \exp\left(-\frac{A_1 - \Delta A_1}{kT_1}\right) = T_2^2 \exp\left(-\frac{A_2}{kT_2}\right). \quad (8)$$

Учитывая явный вид ΔA_1 , получим зависимость равновесного отрицательного заряда на сферической металлической частице в указанной выше области от ее температуры T_1

$$Q = \left[\frac{4\pi \cdot \epsilon_0 r}{e^{3/2}} kT_1 \ln \left(\left(\frac{T_2^2}{FT_1^2} \right) \exp\left(\frac{A_1}{kT_1} - \frac{A_2}{kT_2}\right) \right) \right]^2. \quad (9)$$

Для отрицательного заряда частицы, величина которого удовлетворяет

неравенству $Q > er^2 / 4l_1^2$, условие зарядового равновесия частицы с КДФ следует из уравнения (6)

$$T_2^2 \left[1 - \frac{\Psi(Q)}{v_{o_2}} \right] \exp\left(-\frac{A_2}{kT_2}\right) = FT_1^2 \exp\left(-\frac{A_1 - \Delta A_1}{kT_1}\right). \quad (10)$$

Предположим, что $\Delta A_1 = 0$. Учитывая явный вид $\Psi(Q)$ (4) и $v_{o_2} = \left(\frac{8kT_2}{\pi \cdot m_{o_2}}\right)^{1/2}$, получим зависимость величины равновесного отрицательного заряда от температуры T_1 сферической металлической частицы

$$Q = \left[\left[\frac{4\pi \cdot kT_2 \varepsilon_0 r^2}{e l_1} \left(1 - \frac{FT_1^2}{T_2^2} \exp\left(\frac{A_2}{kT_2} - \frac{A_1}{kT_1}\right) \right) \right]^{1/2} + \frac{re^{1/2}}{2l_1} \right]^2. \quad (11)$$

После того, как температура металлической частицы T_1 опустится до значения максимальной предельной температуры образования КДФ T_2 , КДФ образуется непосредственно у поверхности частицы. Уравнение (11) в этом случае упрощается с учетом $T_1 = T_2$

$$Q = \left[\left[\frac{4\pi \cdot kT_1 \varepsilon_0 r^2}{e l_1} \left(1 - F \exp\left(\frac{A_2 - A_1}{kT_1}\right) \right) \right]^{1/2} + \frac{re^{1/2}}{2l_1} \right]^2. \quad (12)$$

Порядок расчетных значений величины отрицательного заряда частиц в наших условиях $Q \approx 10^{-13}$ Кл. Понижение работы выхода в этих условиях, обусловленное эффектом Шоттки, 0,01 эВ. Это меньше ошибки в определении работы выхода электрона с частицы. Так что пренебрежение величиной ΔA_1 в данных условиях вполне обосновано.

Перейдем к рассмотрению термоэлектронной зарядке в области положительного заряда частицы, окруженной КДФ. В том случае, когда температура частицы больше температуры равновесного нулевого заряда $T_1 > T_{01}$, термоэмиссионный ток с частицы превосходит поток ионов кислорода O_2 из КДФ на частицу. При таких условиях частица будет заряжаться положительно. Уравнение термоэлектронной зарядки частицы в этом случае может быть получено по аналогии с (6) с той лишь разницей, что $\Psi(Q) = 0$ при положительном заряде. Работа выхода электрона с поверхности частицы

увеличивается на величину работы кулоновского поля ее положительного заряда $\Delta A_1 = \frac{Qe}{4\pi\epsilon_0 r}$. Следует также отметить, что $F(Q) = F = const$ [5]

$$\frac{dQ}{dt} = 4\pi \cdot r^2 F A T_1^2 \exp\left[-\frac{A_1}{kT_1} - \frac{Qe}{4\pi\epsilon_0 r k T_1}\right] - 4\pi \cdot r^2 A T_2^2 \exp\left(-\frac{A_2}{kT_2}\right). \quad (13)$$

Условие зарядового равновесия частицы с КДФ определяется равенством $\frac{dQ}{dt} = 0$.

$$F T_1^2 \exp\left[-\frac{A_1}{kT_1} - \frac{Qe}{4\pi\epsilon_0 r k T_1}\right] = T_2^2 \exp\left(-\frac{A_2}{kT_2}\right). \quad (14)$$

Решая уравнение (14) относительно величины заряда Q , получим зависимость равновесного положительного заряда частицы от величины ее температуры T при наличии вокруг частицы КДФ

$$Q = \left[\frac{4\pi \cdot \epsilon_0 r}{e} k T_1 \ln\left(\frac{F T_1^2}{T_2^2}\right) \exp\left(\frac{A_2}{k T_2} - \frac{A_1}{k T_1}\right) \right]. \quad (15)$$

При понижении температуры частицы до значения T_2 граница образования КДФ находится у поверхности частицы и выражение (15) принимает вид

$$Q = \left[\frac{4\pi \cdot \epsilon_0 r}{e} k T_1 \left(\ln(F) + \frac{A_2 - A_1}{k T_1} \right) \right]. \quad (16)$$

Экспериментальный метод определения заряда частиц, применённый в данной работе, основывался на отклонении их в электростатическом поле, образованном вертикальными металлическими пластинами. На рис.1 представлены экспериментальные (черные прямоугольники) и расчетные (сплошная линия) зависимости равновесного заряда на сферической частице меди $r=117\mu\text{м}$ от ее температуры. На рис.2 представлены аналогичные зависимости (черные прямоугольники — экспериментальные значения заряда, аппроксимированные гладкой кривой, ломанная линия — расчетные значения) для сферической частицы тантала с $r=185\mu\text{м}$. Работа выхода с поверхности металла $A_1=4,13\text{эВ}$ [4]. Конденсированная дисперсная фаза по предположению состоит из наиболее стабильного оксида Ta_2O_5 , имеющего работу выхода $A_2=4,65\text{эВ}$ [4]. Предельная максимальная температура существования КДФ определялась величиной $T_2=1743\text{К}$, температура плавления ок-

сида с разложением. В данном случае работа выхода с поверхности металлической частицы меньше работы выхода с частицы КДФ. Это способствует накоплению на частице тантала положительного заряда, что подтверждается экспериментально.

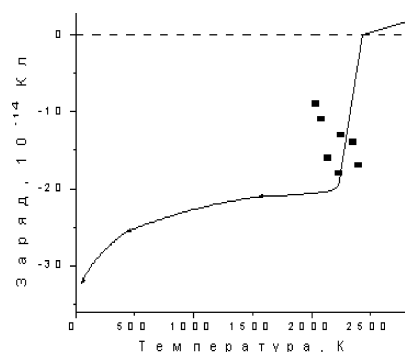


Рис. 1

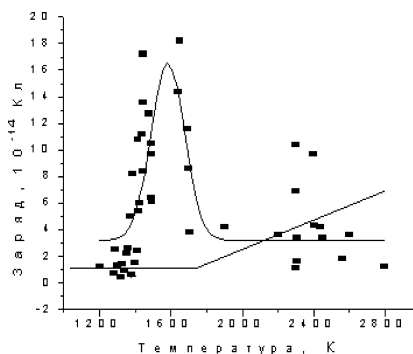


Рис. 2

Расчетная зависимость равновесного положительного заряда на частице от ее температуры определялась выражениями (15),(16). Для $F=1$ выражение (16) упрощается

$$Q = \left[\frac{4\pi \cdot \epsilon_0 r}{e} (A_2 - A_1) \right]. \quad (17)$$

Расчеты, проведенные с использованием уравнений (15)-(17) показывают, что при любых температурах заряд частицы тантала положительный. Для температуры частицы $T_1 > T_2$ зависимость ее равновесного заряда от температуры T_1 практически линейная. При температуре $T_1 \leq T_2$ и $F=1$ заряд частицы не меняется, и его величина определяется выражением (17). Для $F=0,645$ при $T_1 = T_2$ имеется незначительный минимум величины заряда. При понижении температуры частицы ее заряд асимптотически стремится к значению (17). Полученные значения равновесного заряда частиц при $F = 0,645$ и $F = 1$ близки, поэтому расчетные зависимости представленные на рис.1 и рис.2 соответствуют $F = 1$.

К причинам обуславливающим неточности расчетов необходимо отнести следующие: для термоэмиссионной постоянной металлических частиц и КДФ использовалось одно и то же значение $A=1,2 \cdot 10^6 \text{ A/m}^2$ (в справочной литературе соответствующих данных нет); КДФ тантала кроме оксида Ta_2O_5 содержит оксиды TaO_2 и TaO , значения работ выхода с которых в справочной литературе не удалось найти поэтому не представилось возможности учесть их влияние на исследуемый процесс; выбор ширины кинетической

зоны, фигурирующей в выражении (11) и (12) условен. Учитывая многопараметричность рассматриваемой задачи соотношение между экспериментальными и расчетными результатами можно считать удовлетворительным.

Литература

1. Suslov A.V., Semionov K.I. Interaction of High-Temperature Monodispersed Metal Particles with Gases // Abstr. of 14th Annual Meeting of the American Association for Aerosol Research. — Pittsburgh, USA. — 1995. — P.37.
2. Suslov A.V., Lyalin L.A., Semionov K.I. Thermoemissional Charging of Spherical Sedimentary Particle // J. Aerosol Sci., 1995. — V 26. — P.321-322.
3. Суслов А.В. Тепло-электрофизические аспекты монодиспергирования металлов повышенной тугоплавкости. Дис. на соиск. уч. ст. д-ра. физ. — мат. наук. Одесса, 1998.
4. Фоменко В.С. Эмиссионные свойства материалов. Киев.: Наукова думка, 1981. — 338с.
5. Лялин Л.А. Фотоэмиссионная зарядка сферических седиментирующих аэрозольных частиц под воздействием ультрафиолетового излучения.: Дис. на соиск. уч. ст. канд. физ. — мат. наук. Одесса, 1994.
6. Лялин Л.А., Суслов А.В. Фотоэмиссия электронов из положительно заряженной аэрозольной частицы // Труды Моск.энерг.ин-та. — 1987, №149. — С. 110-114.
7. Лялин Л.А., Позигун С.А., Суслов А.В. Влияние газовой среды на фотоэмиссию электронов с аэрозольной частицы, несущей отрицательный заряд // Труды Моск.энерг.ин-та. 1987. — №149. -. 115-121.
8. Лялин Л.А., Суслов А.В. Фотоэмиссия жидких аэрозольных частиц // Труды Моск.энерг.ин-та. 1988. — №185. — С. 63-69.
9. A.V.Suslov, L.A.Lyalin. Exploing the boundary sphere method in modelling photonic emission from a spherical aerosol particle surface // J. aerosol Sci. 2000. V. 31. Supp. 1. — P. 761-762.
10. Лялин Л.А. Метод граничной сферы в теории фотоэмиссионной зарядки сферической седиментирующей аэрозольной частицы. //Физика аэродисперсных систем. 2001. Вып. 38. — С. 36-44.
11. Лялин Л.А., Суслов А.В. Фотоэмиссионная зарядка монодисперсных аэрозольных частиц при атмосферном давлении // Инженерно-физический журнал. 1991. Т.60 № 4. С. 603-610.
12. Лялин Л.А., Семенов К.И. Фотоэмиссионная зарядка коллектива аэрозольных частиц // Инженерно-физический журнал. 2002. Т.75 № 2. С. 196-200.
13. Смирнов В.В. Скорость конденсационного и коагуляционного роста частиц аэрозолей // Труды ЦАО. 1969. Вып. 92. С. 8-105.
14. Верещагин И.П. Левиров В.И., Мирзабекян Г.З., Пашин М.М. Основы электрогазодинамики дисперсных систем. М. : Энергия, 1974. —607 с.

15. Шимони К. Физическая электроника: Пер. с нем. — М.: Энергия, 1977. — 607 с.

К. И. Семенов, Л. А. Лялин, В. В. Калинин, Н. Х. Копит

Термоемісійна зарядка седиментуючих сферичних металевих часток

АНОТАЦІЯ

Наводяться експериментальні дані по вимірі заряду високотемпературних металевих сферичних часток і повний опис розрахункової моделі їхньої термоемісійної зарядки, заснованої на застосуванні методу граничної сфери, з урахуванням обміну зарядом між високотемпературною часткою і конденсованою дисперсною фазою, що утвориться біля її. Порівняння експериментальних і розрахункових результатів показало їхню задовільну відповідність.

Semenov K. I., Ljalin L. A., Kalinchak V. V., Kopit N. H.

Thermoemissional charging of a spherical sedimentary metal particles

SUMMARY

Experimental data on measurement of a charge of high-temperature metal spherical particles and the full description of settlement their model of thermoemission charging, based on application of a method of boundary sphere are resulted, in view of an exchange of a charge between a high-temperature particle and the condensed disperse phase formed about it. Comparison of experimental and settlement results has shown their satisfactory conformity.

В. І. Маренков

Одеський національний університет ім. І. І. Мечникова

“Полідисперсна” іонізація макрочастинок в гетерогенних плазмових системах

Запропоновано модель іонізації гетерогенних плазмових систем (ГПС) засновану на визначенні рівня електрохімічного потенціалу газових електронів. Термічну іонізацію ГПС описано на рівні рівнянь зарядової рівноваги окремих макрочастинок. Врахування параметрів індивідуальної конденсованої частинки (КЧ) ґрунтується на наближенні Томаса-Фермі для її внутрішніх електронів. Детально проаналізовано редуковану систему рівнянь збереження та кінетики дебаєвського плазмозолу та можливості обчислювального експерименту з визначення електрофізичних параметрів ГПС з полідисперсними КЧ.

Фундаментальні дослідження останніх десятиріч мають явно виражену тенденцію щодо переносу центру ваги у напрямках наукових досліджень в область параметрів речовини, у якій суттєві внески в термодинамічні параметри вносять іонізовані компоненти, що виникають як в результаті дії високої температури (термічна іонізація), так і завдяки дії потужних зовнішніх джерел енергії: потужне СВЧ-поле, електронні та іонні пучки, що утворюються в результаті радіоактивного розпаду, тощо [1]. Пов'язано це насамперед з тим, що запити впровадженнь є на сучасному етапі орієнтованими на новітні ресурсо- та енергозберігаючі технології, розвиток яких передбачає використання станів речовини в області високих температур та тисків [2]. В енергетичній галузі підвищення ККД та питомих ентальпійних внесків в робоче тіло є безпосередньо спряженими з використанням якомога вищих температур “нагрівача”, досягнення “high technology” при розробках і впровадженнях у виробництво нових матеріалів завжди лежить поза рамками традиційного інтервалу (P, T)- діаграми (найчастіше в області високих температур $T \geq 1000$ K, у якій вже суттєво проявляються ефекти іонізації речовини). В той же час, опис взаємодії іонізованих компонентів та обміну електричним зарядом між ними, для проблем керування, діагностики та модифікації властивостей робочих середовищ у даному інтервалі діаграми станів речовини є вирішальним, і отже висуваються на передній план та набувають статусу визначальних теоретичні концепції та підходи щодо моделювання електрофізичних характеристик невпорядкованих середовищ з суттєвими внесками кулонівської взаємодії у термодинамічні потенціали [3]. Найчастіше у впровадженнях такі невпорядковані гетерогенні середовища мають плазмові властивості, тобто на часових проміжках, та в об'ємах, які є набагато меншими характерних просторових та

часових масштабів існування системи, зберігають квазінейтральність — характеризуються наявністю електронейтральних областей, існування яких спричинене електромагнітною взаємодією та зумовленими нею кореляціями у русі індивідуальних зарядів системи. Несуче середовище (як правило, газ) зазвичай займає однозв'язну просторову область, у якій в кожний заданий момент часу випадковим чином розподіляються структурні елементи плазмової системи: електрони та іони газової фази, індивідуальні макрочастинки конденсованої дисперсної фази (КДФ), що несуть на собі електричні заряди, а також електрично нейтральні частинки газової та конденсованої фаз. Електрони газової фази, що виникли в результаті термоемісії з частинок КДФ та за рахунок іонізації атомів і іонів газової фази, є, в певному сенсі, об'єднуючим елементом гетерогенної плазмової системи (ГПС), за посередництвом якого здійснюється міжфазний обмін електричним зарядом (обмін електронами) та динамічним чином підтримується певний рівень іонізації системи [4]. Складний баланс об'ємних та поверхневих процесів, за рахунок яких встановлюється термоіонізаційна рівновага в ГПС “окреслюють” коло актуальних і невирішених до цього часу проблем взаємодії підсистеми електронів з ансамблем частинок КДФ у плазмовій системі, одна з яких — “полідисперсна іонізація” ГПС, досліджується у роботі.

1. Параметри функції розподілу макрочастинок за електричним зарядом в плазмі з конденсованою дисперсною фазою

Гетерогенні системи в об'ємі яких в результаті взаємних кореляцій та складного балансу взаємозалежних та взаємообумовлених електрон-іонних процесів, що супроводжують міжфазний обмін електричним зарядом, реалізується квазінейтральність, і за рахунок міжфазного обміну електронами (між газовою і дисперговою конденсованою фазами) існує термоіонізаційна рівновага — динамічний баланс електричного заряду окремих макрочастинок та газової підсистеми, характеризується цілим спектром осереднених зарядових чисел $\{ z_j \}$, кожне з яких визначає електричний заряд макрочастинки сорту “j” та задовольняє відповідному трансцендентному рівнянню термічної іонізації [5]. Систему таких рівнянь для M сортів конденсованих частинок (КЧ) в ГПС з полідисперсною КДФ запишемо :

$$\frac{z_j \cdot e^2}{r_{pj} kT \cdot (c_D \cdot r_{pj} + 1)} + 2 \cdot \ln \left(\frac{c}{c_{sj}} \right) + \frac{z_j \cdot e^2}{\varepsilon_{pj} \cdot r_{pj} kT} \cdot \frac{th(c_{Fj} \cdot r_{pj})}{c_{Fj} \cdot r_{pj} - th(c_{Fj} \cdot r_{pj})} = 0, \quad j = 1, 2, 3, \dots, M \quad (1)$$

$z_j, r_{pj}, c_{Fj}, \epsilon_{pj}$ — відповідно : зарядове число, радіус, фермієвський радіус електронів та діелектрична проникливість речовини індивідуальної макрочастинки сорту “j” ; c_D — інвертований дебаєвський радіус полідисперсного плазмозолу утвореного буферним газом та емітуючими електроні макрочастинками, визначається за формулою:

$$c_D^2 = \frac{4\pi e^2}{kT} \cdot \left[\langle n_e \rangle + \sum_j z_j^2 \cdot \langle n_{pj} \rangle \right]; \quad (2)$$

c — обернений радіус Дебая для електронного компоненту системи

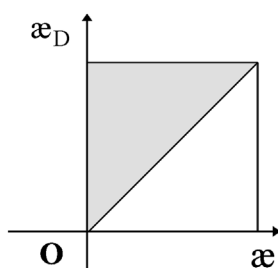
$$c^2 = \frac{4\pi e^2}{kT} \cdot \langle n_e \rangle \quad (2a)$$

У загальному випадку, коли розподіли концентрацій заряджених частинок у самоузгодженому електростатичному полі ГПС, що його визначено в лагранжєвих координатах окремої КЧ, є больцманівськими, густина об’ємного заряду (так званого надлишкового заряду плазмозолу зовні виділеної КЧ) буде

$$\begin{aligned} \rho(r) &= e \cdot \sum_j z_j \cdot n_{pj}(r) - e \cdot n_e(r) = \\ &= e \cdot \sum_j z_j \cdot \langle n_{pj} \rangle \cdot \exp(-z_j \cdot \Phi_j^e(r)) - e \cdot \langle n_e \rangle \cdot \exp \Phi_j^e(r) \cong \\ &\cong e \cdot \sum_j z_j \cdot \langle n_{pj} \rangle \cdot [1 - z_j \cdot \Phi_j^e(r)] - e \cdot \langle n_e \rangle \cdot [1 + \Phi_j^e(r)] = \\ &= e \cdot \left\{ \left[\sum_j z_j \cdot \langle n_{pj} \rangle - \langle n_e \rangle \right] - \left[\sum_j z_j \cdot \langle n_{pj} \rangle + \langle n_e \rangle \right] \right\} \cdot \Phi_j^e(r) = \\ &= - \frac{kT}{4\pi e} \cdot \left\{ \frac{4\pi e^2}{kT} \cdot \left[\sum_j z_j \cdot \langle n_{pj} \rangle + \langle n_e \rangle \right] \right\} \cdot \Phi_j^e(r) \end{aligned} \quad (3)$$

У попередній формулі ми, скориставшись малістю модуля самоузгодженого потенціалу $\Phi_i^e(r)$, що його визначено в системі координат макрочастинки “i”, провели лінеаризацію експонент. Фігурні дужки кінцевого виразу (3) містять квадрат інвертованої довжини Дебая плазмозолу (2) . Згідно із законом збереження електричного заряду для плазмозолу в цілому, інтеграл (3) за всім об’ємом системи, за вилученням власного об’єму і-ї макрочастинки, дає сумарний заряд частинки “i” з протилежним знаком:

$$\int_{V \setminus V_{pi}} \rho(\vec{r}) \cdot d\vec{r} = -e \cdot z_i \quad (4)$$



Мал. 1. Інвертовані довжини Дебая гетерогенної плазми з полідисперсною КДФ у фізичній області параметрів

Отже, для кожної довільно обраної пари значень (c, c_D) у цій області, згідно з M першими рівняннями системи (6), що для фіксованих c та c_D є замкненою, компоненти складової вектора $Y(z)$ у підпросторі зарядів макрочастинок $D = (z_1, z_2, z_3, \dots, z_M)$, а значить і сам вектор $\{z_j\}$, безпосередньо обчислюються прямою підстановкою обраних значень c та до цих рівнянь. Подальша підстановка знайдених компонентів $\{z\}$ у співвідношення (7) оберне їх на тотожності тільки у тому випадку, коли обрані значення (c, c_D) разом з відповідними значеннями компонентів $\{z\} \in D$ співпадатимуть з проєкціями вектор-розв'язку системи (6) на вісі Oc та Oc_D . Функціональний детермінант (якобіан) системи рівнянь є відмінним від нуля, отже визначення її розв'язку можна проводити одним із методів градієнтного спуску. Оскільки, для системи (7) область означення змінних c та c_D відома (див. мал. 1), то уявляється доцільним використати метод Ньютона-Канторовича [5]. Низку послідовних наближень вектора (c, c_D) утворюють окремі його значення $x^{(i)}$, $i = 1, 2, 3, \dots$, що їх відмічено відповідним індексом у круглих дужках вгорі. Алгоритм методу реалізується у рамках наведеного нижче ланцюжка кроків:

1) Для обраного початкового наближення $x^{(0)}$, якщо його підставити в рівняння (7), одержимо

$$\left. \begin{aligned} f_{M+1}(x) &= f_{M+1}(x^{(0)}) + \frac{\partial f_{M+1}}{\partial x} \Big|_0 \cdot z^{(1)} + R_1 \\ f_{M+2}(x) &= f_{M+2}(x^{(0)}) + \frac{\partial f_{M+2}}{\partial x} \Big|_0 \cdot z^{(1)} + R_2 \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Тут використано позначення

$$x = (c, c_D) \equiv (x_1, x_2); \quad z^{(1)} = (x - x^{(0)}) \equiv ((x_1 - x_1^{(0)}), (x_2 - x_2^{(0)})) \quad (9)$$

Відкинувши у (8) залишкові члени R_1 та R_2 , одержимо відносно вектора $z^{(1)}$ лінійну систему сумісних рівнянь, головним визначником якої є якобіан

$$\frac{\partial(f_{M+1}, f_{M+2})}{\partial(x_1, x_2)} > 0 \quad (10)$$

обчислений у точці $x = x^{(0)}$. Отже за відомою теоремою лінійної алгебри модифікована таким чином система матиме єдиний нетривіальний розв'язок $z^{(1)}$.

2) Співвідношення (9) дають змогу обчислити перше наближення для вектора x

$$x^{(1)} = x^{(0)} + z^{(1)} \quad (11)$$

3) Одержана точка $x^{(1)}$ є новою апроксимацією вектора x , і в повній аналогії з попереднім, використовується для визначення $z^{(2)}$ — наступного наближення вектора нев'язок у ланцюжку послідовних наближень. Таким чином, наступне $(i+1)$ -ше наближення для x з використанням попереднього, i -го, буде

$$x^{(i+1)} = x^{(i)} + z^{(i+1)} \quad (12)$$

Низку послідовних кроків 1) — 3) повторюють необхідне число разів, аж поки не буде досягнуто необхідної точності розрахунку (у якості критерія точності, наприклад, можна обрати відносну середньоквадратичну похибку вектора x). Перехід від i -го до $(i+1)$ -го кроку здійснюється для системи (7) за допомогою рівняння (11), куди замість $z^{(i+1)}$ має бути підставлене

$$z^{(i+1)} = \begin{pmatrix} z_1^{(i+1)} \\ z_2^{(i+1)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \left| \begin{array}{cc} f_{M+1}(x^{(i)}) & \frac{\partial f_{M+1}(x^{(i)})}{\partial x_2^{(i)}} \\ f_{M+2}(x^{(i)}) & \frac{\partial f_{M+2}(x^{(i)})}{\partial x_2^{(i)}} \end{array} \right| / \left| \begin{array}{cc} \frac{\partial f_{M+1}(x^{(i)})}{\partial x_1^{(i)}} & \frac{\partial f_{M+1}(x^{(i)})}{\partial x_2^{(i)}} \\ \frac{\partial f_{M+2}(x^{(i)})}{\partial x_1^{(i)}} & \frac{\partial f_{M+2}(x^{(i)})}{\partial x_2^{(i)}} \end{array} \right| \\ \left| \begin{array}{cc} \frac{\partial f_{M+1}(x^{(i)})}{\partial x_1^{(i)}} & f_{M+1}(x^{(i)}) \\ \frac{\partial f_{M+2}(x^{(i)})}{\partial x_1^{(i)}} & f_{M+2}(x^{(i)}) \end{array} \right| / \left| \begin{array}{cc} \frac{\partial f_{M+1}(x^{(i)})}{\partial x_1^{(i)}} & \frac{\partial f_{M+1}(x^{(i)})}{\partial x_2^{(i)}} \\ \frac{\partial f_{M+2}(x^{(i)})}{\partial x_1^{(i)}} & \frac{\partial f_{M+2}(x^{(i)})}{\partial x_2^{(i)}} \end{array} \right| \end{pmatrix} \quad (13)$$

Розглянутий алгоритм метода Ньютона-Канторовича є застосовним та-

кож і для повної системи рівнянь (6) відносно вектора Y . Однак з огляду на можливість у дебаєвському випадку безпосередньо виразити складові вектора зарядових чисел $\{z_j\}$ через компоненти x , необхідність реалізації цього методу для системи (6) в цілому відпадає, і основні обчислення зводяться до редукованого алгоритму (11 — 12). У загальному випадку, нелінійні співвідношення між зарядом та самоузгодженим потенціалом для частинок КДФ у гетерогенній плазмі будуть спряжені з необхідністю визначення розв'язку повної системи рівнянь, що безумовно ускладнює технічну частину задачі, але залишає незмінною головну послідовність кроків викладеного алгоритму. Якщо функціональний детермінант нелінійної системи існує і не обертається до нуля, то, як це впливає з аналітичного підґрунтя методу, низка перелічених дій породжує послідовність апроксимацій (11), яка збігається до точного розв'язку системи нелінійних рівнянь. Програмна реалізація викладеного алгоритму втілена в пакеті плазмового розрахунку MZJSD розробленого на алгоритмічній мові MS — FORTRAN (підпрограми: MZJS.FOR, VZS.FOR TA FUO.FOR), який в режимі інтерактивного спілкування з користувачем дозволяє оперативно здійснювати оптимальний вибір початкового наближення для вектора-розв'язку системи (6), а потім в рамках алгоритмічної послідовності метода Ньютона-Канторовича уточнювати його, аж поки не буде досягнуто обраної точності. Більш детально можливості та принципи функціонування пакету розглянуто в наступному підрозділі.

2. Розмірна залежність електричного заряду мікрочастинок полідисперсного ансамблю в дебаєвській гетерогенній плазмі

Рівняння (1) попереднього розділу пов'язує вектор (c, c_D) із зарядовим числом виділеної макрочастинки, тобто фактично визначає залежність зарядового числа макрочастинки від її геометричного розміру для фіксованого стану термоіонізаційної рівноваги полідисперсного плазмозолу. Однак інвертовані довжини Дебая: для електронів — c , та для системи в цілому — c_D ; самі є функціями зарядових чисел ансамблю частинок КДФ. Отже зарядове число окремої індивідуальної макрочастки в плазмозолі неявно залежить від параметрів всіх інших частинок КДФ, кожна з яких дає свій внесок у загальний рівень іонізації плазмозолу у відповідності до закону збереження електричного заряду

$$n_e = \sum_j z_j \cdot \langle n_{pj} \rangle \quad (14)$$

Заряди “ $j - x$ ” частинок визначають згідно з (2) та (2а) власне самі колективні іонізаційні параметри гетерогенної системи. Індекс “ j ”, взагалі кажучи, нумерує в ансамблі КДФ окремі макрочастинки, кожна з яких є унікальною макроскопічною підсистемою плазмозолу в цілому. В моделі полідис-

першого плазмозолу, утвореного сферичними конденсованими частинками макрочастинки сорту “j”, що їх покладають ідентичними за своїми іонізаційними властивостями і розміри яких лежать в інтервалі (біні) $r_p \in [r_p, r_p + dr_p]$. Розподіл частинок КДФ за розміром характеризується деякою функцією $f(r_p)$, яка визначає густину розподілу зліченної концентрації КЧ поблизу радіуса r_p . Отже середнє за ансамблем число макрочастинок сорту “j” з розмірами у межах біна $[r_p, r_p + dr_p]$ буде

$$N_{pj} = f(r_p) \cdot dr_p \quad (15)$$

Коли КДФ є представленою сукупністю декількох монодисперсних фракцій, що мають значення зліченної концентрації $\langle n_{pj} \rangle$ та розміру r_{pj} , то індекс j визначає належність індивідуальної макрочастинки до певної фракції, що в даному конкретному випадку буде характеризуватися δ — подібною статистикою. Цей окремий випадок найчастіше використовується в фізичному моделюванні, оскільки з самого початку опирається на дискретизацію моделі, а ця обставина завжди використовується при розбудові обчислювальної математичної моделі фізичних процесів в системі, для яких адитивні інтегральні параметри, як правило, апроксимуються відповідними дискретними сумами (так, у випадку для зліченної концентрації частинок КДФ в об’ємі плазмозолу інтеграл $\int_{r_{px}} f(r_p) \cdot dr_p = n_p$ замінюється сумою $\sum_j \langle n_{pj} \rangle = n_p$).

Програма (на MS — FORTRAN) і її реалізація алгоритму та низка кроків її послідовного впровадження, при проведенні конкретних розрахунків для дебаєвської плазми з відомим спектром розмірів макрочастинок у ансамблі КДФ, є предметом подальшого розгляду.

Насамперед, виходячи з аналізу експериментальних даних [6-8], встановлено, що електронна концентрація (середня за об’ємом) у слабкоіонізованих дебаєвських системах обмежена зверху рівноважним значенням n_s для компоненти ПКДФ з найнижчим потенціалом іонізації. Тому в обчислювальному експерименті область можливих значень довжин Дебая плазми (c, c_D) на малюнку 1 буде обмеженою деякими значеннями \bar{c} та \bar{c}_D зверху. Причому, як це легко показати, c_D лімітується значенням

$$\bar{c}_D = \bar{c} \cdot \sqrt{1 + \frac{kT}{4\pi e^2} \cdot \bar{c}^2 / n_p} \quad (16)$$

Прямокутник

$$D = [0, \bar{c}; 0, \bar{c}_D] \quad (17)$$

і є областю визначення для вектор-розв'язку системи іонізаційних рівнянь (7) рівноважної дебаєвської ПКДФ з полідисперсним спектром розмірів ансамблю макрочастинок. Процедура локалізації коренів системи (7) та подальше їх обчислення здійснюється в два етапи:

1) для кожної координатної вісі на мал. 1 обирається дискретна підмножина значень незалежних змінних (c , c_D), тобто вводяться сітки за координатами c та c_D із заданими значеннями кроків h_1 та h_2 , які обираються так, щоб задовольнити вимогам умов початкової точності апроксимації (кожне з h повинно бути меншим ніж EPS за відповідною координатою ($c_l = l \cdot h_l$, $l=1, 2, \dots, L$; $c_{Dm} = m \cdot h_m$, $m=1, 2, \dots, M$); за формулами (7) обчислюються сіткові функції $f_{M+1}^{(l)}$ та $f_{M+2}^{(m)}$, та на дискретній множині прямокутника (17), двовимірній сітці $\{c_l; c_{Dm}\}$, за допомогою функції mesh пакету MATLAB [9], будуються 3D (тривимірні) сіткові аналоги поверхонь f_{M+1} та f_{M+2} . Далі, з використанням функцій MATLAB'у — plot, mesh, contour, axis, hold on, hold off — в інтерактивному режимі взаємодії з користувачем, виходячи з точності EPS сіткової апроксимації, область локалізації коренів системи (7) визначається як околиця точки перетину нульових ліній рівня поверхонь f_{M+1} та $f_{M+2}^{(m)}$. Довільна точка, що лежить у цій околиці, з одного боку є сітковим наближенням для вектора-розв'язку системи, а з іншого — може бути використана як нульова апроксимація в методі Ньютона-Канторовича при подальшому уточненні наближеного розв'язку. Кінцева апроксимація вектор-розв'язок системи (7) досягається в циклі (11) — (13), коли в процесі послідовних наближень чергова апроксимація співпадатиме з попередньою в межах обраної точності, наприклад коли відношення модуля вектора нев'язок системи для чергового наближення до модуля власне вектора-розв'язку вже є меншим ніж обрана відносна точність. Якобіани в (13) для системи рівнянь (6) з огляду на те, що функції f_{M+1} та $f_{M+2}^{(m)}$ є складними функціями незалежних змінних (c , c_D), необхідно обчислювати, користуючись правилами диференціювання складних функцій. В результаті обчислень, для кожної з похідних, що входять у функціональні детермінанти (якобіани) (13), одержимо формули

$$\frac{\partial f_{M+1}}{\partial \tilde{c}} = 2 \cdot \tilde{c} - \sum_j \frac{z_j \cdot \langle n_{pj} \rangle}{2 \cdot \ln(\tilde{c})}$$

$$\frac{\partial f_{M+1}}{\partial \tilde{c}_D} = \frac{e^2}{kT} \cdot \frac{c_s}{2 \ln(\tilde{c})} \cdot \sum_j \frac{z_j^2 \cdot \langle n_{pj} \rangle}{(\tilde{c}_D \cdot \tilde{r}_{pj} + 1)^2}$$

$$\frac{\partial f_{M+2}}{\partial \tilde{c}} = -\frac{1}{2\tilde{c}\ln(\tilde{c})} \cdot \sum_j z_j \cdot (1+2z_j) \cdot \langle n_{pj} \rangle \quad (18)$$

$$\frac{\partial f_{M+2}}{\partial \tilde{c}_D} = 2\tilde{c}_D + \frac{e^2}{kT} \cdot \frac{c_s}{2\ln(\tilde{c})} \cdot \sum_j \frac{z_j^2 \cdot (1+2z_j) \cdot \langle n_{pj} \rangle}{(\tilde{c}_D \cdot r_{pj} + 1)^2}$$

Для спрощення обчислень тут ми використали безрозмірні величини, нормовані на інвертовану довжину Дебая електронів, що знаходяться в термодинамічній рівновазі з плоскою незарядженою поверхнею речовини КДФ у вакуумі — c_s

$$\tilde{c} = c/c_s ; \quad \tilde{c}_D = c_D/c_s ; \quad \tilde{r}_{pj} = r_{pj} \cdot c_s . \quad (19)$$

Тут: $c_s^2 = 4\pi e^2 \cdot n_s / (kT)$, $n_s = 2 \cdot \left(\frac{2\pi m_e kT}{h^2} \right)^{3/2} \cdot \exp\left[-\frac{W}{kT}\right]$; W — робота виходу електронів з речовини КЧ. Одержані формули та розроблені методи алгоритмізації математичних аналогів фізичних моделей покладено в основу багатофункціонального комплексу підпрограм плазмового розрахунку та обчислювального експерименту для ПК Pentium — PKDFM, розробленого на MS FORTRAN'і та призначеного для завдань інтерактивного моделювання функціональних залежностей електрофізичних характеристик гетерогенної плазми від її визначальних термодинамічних параметрів. Гнучкість та легка переналагоджувальність модулів PKDFM дає можливість ефективно застосовувати розроблену модель “полідисперсної” іонізації для завдань моделювання станів ГПС, поляризованої зовнішнім електричним полем [10].

Література

1. **Маренков В.И., Чесноков М.Н.** Физические модели плазмы с конденсированной дисперсной фазой. — Киев: УМК ВО, 1989, 188 с.
2. **Павлов Т. А.** Процессы переноса в плазме с сильным кулоновским взаимодействием. — М.: Энергоатомиздат, 1995. — 192 с.
3. **Marenkov V.I., Naboka E.N.** Nonequilibrium ionization in dense high-temperature plasmasols// J. Aerosol Sci. — 1999, Vol.30, Supp.1.- P. S329 — S330 .
4. **Маренков В.И., Голяк В. А., Ибрагим М. К.** Влияние параметров плазмы с частицами на плотность электрон — ионной компоненты // Физика аэродисперсных систем. Научный сборник. — Одесса: ОГУ. — 1996. — Вып. 1, С. 155 — 163 .
5. **Маренков В.И.** Улектрофизические характеристики плазмы с макрочастицами конденсированной дисперсной фазы и атомами щелочных металлов в газовой фазе//Физика ауродисперсных систем.-Вып. 37, 1998.-С. 128-143.

7. Гундиенков В.А., Яковленко С.И. Взаимодействие заряженных пылинок в облаках термодинамически равновесных зарядов// ЖЭТФ, 2002, Т.122, Вып. 5(11), С.1003 -1018.
8. Смирнов Б.М. Кластерная плазма. — УФН, 2000, Т. 170, № 5, С. 495-534.
9. Hanselman D., Littlefield B.R. Mastering MATLAB 6, 1/e — University of Maine, Copyright 2001, 832 pp.
10. Marenkov V.I. Polarization Influence on the Aerosol Plasma Ionization// Journal of Aerosol Science. — 2001, Vol.32, Suppl. 1, P. S995 — S996.

V. I. Marenkov

**“Полидисперсная” ионизация макрочастиц в гетерогенных
плазменных системах**

АННОТАЦИЯ

Предложена модель ионизации гетерогенных плазменных систем (ГПС), основанная на определении уровня электрохимического потенциала газовых электронов. Термическая ионизация ГПС описывается на уровне уравнений зарядового равновесия отдельных макрочастиц. Учет параметров индивидуальной конденсированной частицы (КЧ) основывается на приближении Томаса-Ферми для ее внутренних электронов. Детально проанализирована редуцированная система уравнений сохранения и кинетики дебаевского плазмозоля и возможности проведения в ее рамках вычислительного эксперимента по определению электрофизических параметров ГПС с полидисперсными КЧ.

Marenkov V. I.

“Polidisperse” ionization in heterogeneous plasma systems

SUMMARY

A model of the heterogeneous plasma systems (HPS) ionization has based on the electrochemical potential level definition of electron gas was proposed and build. Thermal ionization HPS with help of charging equilibrium of individual macro particles equations is described. Account of parameters individual condensed particle (CP) is build on the base of Thomas-Fermi approximation for its inner electrons. The reduced system of conserving law equations and kinetic equations for Debye's plasmasol and possibility of numerical experiment execution in framework of this model for definition of electrophysical parameters HPS with polydispersed CP's was analyzed in details.

Т. В. Народицкая*, **Б. А. Алтоиз***, **Ю. М. Поповский****

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

***Одесская национальная морская академия*

Диэлектрическая проницаемость прослоек нематических жидких кристаллов

Проведено экспериментальное исследование диэлектрической проницаемости плоских прослоек нематического жидкого кристалла 5 ЦБ в зависимости от их толщины. Полученные результаты свидетельствуют о наличии вблизи твердой подложки пристенного слоя с диэлектрической проницаемостью меньшей, чем в объеме. Это, возможно, вызвано образованием вблизи поверхности твердой подложки ассоциатов (димеров) молекул препарата с антипараллельной ориентацией дипольных моментов, что сказывается на диэлектрической проницаемости пристенного слоя.

На физические свойства дисперсных систем — реологические, оптические, электрофизические и др., существенно влияет образование в прослойках некоторых органических жидкостей между твердыми частицами структурированных ориентационно упорядоченных пристенных слоев, имеющих иные, чем объемная фаза, характеристики [1,2].

Ранее, при спектральном исследовании пристенных слоев нематического жидкого кристалла (НЖК) 4-пентил-4'-цианобифенила (5 ЦБ), были отмечены изменения в параметрах электронно-колебательных спектральных полос (сдвиг максимумов поглощения, изменение полуширины полос и др.) по мере уменьшения толщины жидкой прослойки, т.е. при приближении к поверхности твердой подложки [3]. Это позволило предположить, что вблизи твердой поверхности происходит образование простейших ассоциатов 5 ЦБ — димеров, концентрация которых убывает по мере удаления от поверхности подложки, т.е. с убыванием поля поверхностных сил. Эта гипотеза позволяет удовлетворительно описать зависимость концентрации димеров от расстояния до поверхности подложки и, соответственно, экспериментальные спектральные зависимости.

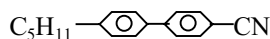
Однако, никаких сведений о типе димеров, их конфигурации — взаимной ориентации молекул в димере, расстояниях между ними, экспериментальные закономерности не давали.

Для НЖК 4-метоксибензилиден-4'-н-бутиланилин (МБА) было установлено [4], что при изменении толщины слоя препарата величина его диэлектрической проницаемости изменяется немонотонно — максимум значений находится в интервале толщин 60-70 мкм. Одной из причин такой зависимо-

сти, по мнению авторов, является переориентация молекул при изменении толщины слоя НЖК. Однако, на расстояниях ~ 50 мкм действие Ван-дер-Ваальсовых сил незначительно и не может обуславливать переориентацию молекул ЖК.

В работе [5] исследовались диэлектрические свойства дисперсной системы нитробензол — силикагель, и было отмечено уменьшение диэлектрической проницаемости с понижением концентрации нитробензола в системе. Авторами высказывалась гипотеза об антипараллельной ориентации молекул нитробензола вблизи поверхности твердой подложки, т.е. о возможности образования вблизи поверхности твердой подложки димеров нитробензола. Это косвенно подтверждает и наблюдаемые [6] изменения спектральных характеристик тонких прослоек той же жидкости.

Целью настоящей работы было исследование диэлектрической проницаемости плоских пристенных слоев 5 ЦБ в зависимости от их толщины. Статическая диэлектрическая проницаемость 5ЦБ $\varepsilon = 9,7$, дипольный момент молекулы $\mu = 5 \text{ Дб}$, структурная формула:



Из стерических соображений следует ожидать, что в димерах 5 ЦБ ориентация бензольных колец молекул близка к компланарной, а взаимное направление дипольных моментов молекул — к антипараллельному, поскольку такая конфигурация является энергетически наиболее выгодной.

Образование димеров такого типа должно сказаться на диэлектрических свойствах пристенных слоев 5 ЦБ, поскольку при такой ориентации молекул их дипольные моменты взаимно компенсируются. Поэтому следует ожидать, что диэлектрическая проницаемость прослойки, содержащей такие слои и объемный ЖК между ними, должна убывать.

Измерения диэлектрической проницаемости проводились на частоте $\nu = 465 \text{ кГц}$. Рабочая ячейка была выполнена из полированных стальных пластин, укрепленных на устройстве микрометрической подачи с шагом 1 мкм, с помощью которого осуществлялось сближение и разведение подложек.

Измеряемое значение емкости C_1 включало в себя, кроме собственной емкости ячейки — C_0 , паразитную емкость (емкость монтажных проводов) — C_n [7]:

$$C_1 = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon S}{d} + C_n,$$

где ε_0 — электрическая постоянная, ε — диэлектрическая проницаемость диэлектрика, заполняющего ячейку, S — площадь электродов конденсатора, d — расстояние между ними. Экспериментально найти абсолютное зна-

чение толщины прослойки d не представлялось возможным из-за неопределенности точки начала отсчета, т.к. при $d \rightarrow 0$ $C \rightarrow \infty$.

Для исключения паразитной емкости предварительно проводились измерения емкости ячейки C при различных расстояниях между пластинами d , а затем по коэффициентам аппроксимации экспериментальных данных определялись значения C_p , S и нулевого отсчета толщины по микрометрической шкале, соответствующего касанию электродов. Такие измерения проводились для двух диэлектриков — для воздуха и для тетрадекана ($C_{13}H_{30}$) — неполярной жидкости, не образующей ориентационно упорядоченных пристенных слоев [1], и диэлектрическая проницаемость которой, в связи с этим, не зависит от толщины прослойки. Зависимости обратной емкости ячейки от толщины зазора, заполненного воздухом (1) и тетрадеканом (2), приведены на рис. 1.

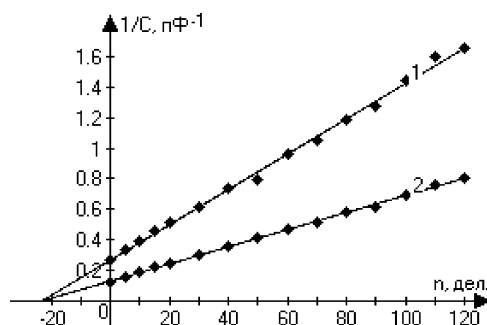


Рис. 1. Экспериментальная зависимость обратной емкости ячейки от толщины прослойки диэлектрика: 1 — воздуха и 2 — тетрадекана

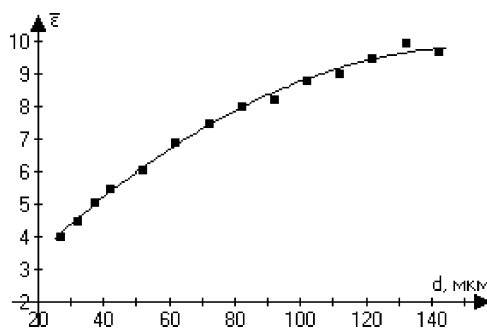


Рис. 2. Экспериментальная зависимость средней диэлектрической проницаемости прослойки 5 ЦБ $\bar{\epsilon}$ от ее толщины d .

Как видно из рис. 1, зависимости $1/C=f(n)$, где n — отсчет по микрометру, линейны, а значения нулевого отсчета (по микрометрической шкале) в обоих случаях совпадают с точностью до 0,1-0,3 мкм.

После промывания ячейки (CCl_4 и эфиром), в нее вводился НЖК 5ЦБ при температуре 18°C (ниже температуры перехода в изотропную фазу), и проводились измерения емкости C_3 . Очевидно, среднее значение диэлектрической проницаемости прослойки 5 ЦБ в ячейке $\varepsilon_{5ЦБ}$ определяется как

$$\varepsilon_{5ЦБ} = \frac{C_3 - C_n}{C_0}. \quad (1)$$

Экспериментальная зависимость диэлектрической проницаемости прослойки 5 ЦБ ε от ее толщины d приведена на рис.2. Видно, что по мере уменьшения расстояния до подложки ее диэлектрическая проницаемость уменьшается.

Если воспользоваться представлением о пристенном слое препарата как об эпитропной жидкокристаллической фазе [1] с некоторым средним значением диэлектрической проницаемости $\bar{\varepsilon}_s$ и толщиной d_s , то очевидно соотношение

$$\frac{d}{\bar{\varepsilon}} = d_s \left(\frac{1}{\bar{\varepsilon}_s} - \frac{1}{\varepsilon_i} \right) + \frac{d}{\varepsilon_i}, \quad (2)$$

где $\bar{\varepsilon}$ — значение, рассчитанное по формуле (1). В переменных $d/\bar{\varepsilon}$ и d зависимость (2) линейна (рис.3), однако она не позволяет найти раздельно диэлектрическую проницаемость ε_s и равновесную толщину слоя d_s . Определенное по углу наклона полученной прямой значение диэлектрической проницаемости “объемного” 5ЦБ совпадает с табличным. Тот факт, что приведенная зависимость не выходит на нуль при $d=0$, свидетельствует о наличии вблизи подложки пристенного слоя с диэлектрической проницаемостью, меньшей, чем в объемной фазе.

Можно обоснованно предполагать, что диэлектрическая проницаемость пристенного слоя НЖК ε_s непостоянна и является функцией расстояния от поверхности подложки, и что значение равновесной толщины d_s несколько условно, поскольку граница между пристенным упорядоченным слоем и объемным ЖК не резкой. Однако оценочные значения $\bar{\varepsilon}_s$ также могут быть полезными.

Согласно [8]:

$$\frac{(\varepsilon - n^2)(2\varepsilon + n^2)}{\varepsilon(n^2 + 2)^2} = \frac{4}{9} \pi n^2 \frac{\mu^2}{kT},$$

где значения ϵ и n известны, и можно рассчитать значение μ — дипольного момента димера. А далее, суммируя векторно дипольные моменты мономеров, определить угол между их осями в димере, т.е. установить конфигурацию димера.

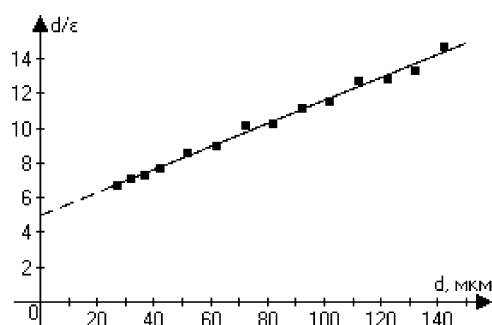


Рис. 3. Экспериментальная зависимость $\bar{\epsilon} = f(d)$, линеаризованная в координатах $d / \bar{\epsilon} = f(d)$, для ячейки, заполненной 5 ЦБ

Литература

1. Алтоиз Б.А., Поповский Ю.М. Физика приповерхностных слоев жидкости. Одесса: Астропринт, 1996. 154 с.
2. Народицкая Т.В., Алтоиз Б.А., Поповский Ю.М., Фуртак Э.С. Прибор для изучения электро- и магнитооптических свойств микронных прослоек жидкости // Сб. Обработка дисперсных материалов и сред. 2002. №10. С117-120.
3. 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.
4. Алтоиз Б.А., Дьяченко А.М., Кринкер М.С., Беляев А.А. Исследование ориентации нематических жидких кристаллов методом определения электрофизических свойств. // Тезисы докладов 1 всесоюзного симпозиума по электрическим свойствам жидких кристаллов. Душанбе. 1979. С19-20.
5. Ушакова В.С., Жиленков И.В. Диэлектрические свойства нитробензола на поверхности активного кремнезема. Сб. Поверхностные силы в тонких пленках и устойчивость коллоидных систем. М.: Наука, 1974. с.107
6. Naroditskaya T.V., Altoiz B.A. Popovskij Yu.M. Spectral researches of molecular association in the mesophase of 5CB. // Abstracts of OV International School-Seminar "Spectroscopy of molecules and crystals". Chernihiv, 2001. P. 181.

7. Ахадов Я.Ю. Диэлектрические свойства чистых жидкостей. М.: Издательство стандартов, 1972. 410 с.
8. Шахпоронов М.И. Введение в современную теорию растворов. М.: Высшая школа, 1976. 296 с.

Т. В. Народицька, Б. А. Алтоіз, Ю. М. Поповський
**Діелектрична проникність прошарків нематичних
рідких кристалів**

АНОТАЦІЯ

Проведено експериментальне дослідження діелектричної проникності плоских прошарків нематичного рідкого кристала 5 ЦБ у залежності від їхньої товщини. Отримані данні свідчать про наявність поблизу від твердої підкладки пристінного шару з діелектричною проникністю, меншою за об'ємну, що, можливо, є наслідком утворення поблизу твердої підкладки асоціатів (дімерів) молекул препарату, що мають антипаралельні дипольні моменти, і саме це викликає зміну діелектричної проникності цього шару.

Naroditskaya T. V., Altoiz B. A., Popovskij Yu. M.
Permittivity of the nematic liquid crystals interlayers.

SUMMARY

The experimental research of permittivity in the flat interlayers of nematic liquid crystals 5 CB as a function of their thickness was carried out. The obtained outcomes testify to existence of wall-adjacent layer near to a firm substrate surface with permittivity smaller, than in bulk. It probably caused by associate (dimer) formation in the liquid crystal near the surface of a firm substrate and mutual antiparallel molecules dipole orientation in dimmer, and it can effect the permittivity of that layer.

*N. S. Loboda**, *A. V. Glushkov**, *V. D. Rusov***

**Odessa State Environmental University*

***Odessa National Polytechnical University*

Multi-fractal modeling of nonlinear hydrological systems: Annual run-off time series and fractal dimension

The problem of studying the fractal specialities for non-linear hydrological systems run-off (on example of two rivers systems) is at first solved. The annual run-off time series data were obtained on the basis of processing the available empirical data and additional complex stochastic and neural networks modelling with the use of the water-heat balance equation and empirical orthogonal function method. Chaotic dynamics of fluctuations of the natural rivers annual run-off is numerically calculated and the fractal dimensions are determined (for two rivers systems). It is indicated on the unity of dynamical evolution physical laws for such systems as a classic turbulent liquid and atmosphere, ocean, hydrological, astrophysical systems.

In last years the fractal structures in hydrodynamics, astrophysics etc. attracts a great interest. Different theoretical models are proposed and experiments in laboratories and nature objects are carried out (c.f. [1—7]). A principal question is in what degree the properties of observed fractal structures are general? Recently it has been found that the similar large scaled fractal structures (with fractal dimension $D \sim 4/3$) may be realized in laboratory turbulence (space scale is 10^{-1} m), in an ocean and the galaxies formations (scale till 10^2 Mps). These structures have the percolation character [2-4].

It is well known that many physical, geophysical, hydrological (etc.) systems (and the dynamics of their key characteristics fluctuations) can be described as a mechanical dissipative multi-body systems, which are fundamentally non-linear [1-11]. General non-linear parameter dependent dynamical dissipative systems very often have parameter ranges, in which the dynamics is chaotic [1]. Chaotic behaviour in the sense of a fully deterministic evolution of the systems in time bounded in phase space with sensitive dependence on initial conditions, might therefore be expected to occur in above cited systems. Dissipative 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. We cannot reconstruct the original attractor that gave rise to the observed time-series. Instead, we seek an attractor where we can reconstruct an attractor from the scalar data that preserves the invariant characteristics of the original attractor. It is well known that an attractor is called strange attractor if its dimension is non-integer, i.e. fractal. Non-linear systems of fractal objects like interfaces or time-series is their scaling property related to invariance under magnification. For uniform

fractals, the scaling is uniquely described by one fractal exponents, the so-called fractal dimension.

In this paper we consider an effective method for treating the non-linear complex hydrological systems, based on the “neural networks” and multi-fractal modelling [12,13]). Approach developed allows to get a possibility of forecasting the evaluation dynamics, including the extreme phenomena in non-linear hydrological systems. We apply these models to treating the chaotic dynamics and fluctuations of the annual run off for natural rivers. Comparison of calculated by us fractal dimensions for some river systems and comparison of these data with analogous data for laboratory turbulence, ocean system and astrophysical ones indicate on the unity of physical nature of the stochastic processes in sufficiently different on their physical operating laws systems (different mechanisms of energy transformation and decay).

Probably the most number of papers regarding the fractal structures is devoted to the turbulence phenomenon. Usual application of the fractal formalism here as follows (c.f.[2,4]). The region, where the turbulent liquid moves is divided on the cubic cells with the characterized Kolmogorov’s scale τ . Можно There is existed a critical concentration of cells with probability $0 < p_c < 1$ when at first unlimited cluster of turbulented cells arises that leads to radical changing in the energy transformation. Before this moment, introduced in motion region energy resulted in the increasing number of cells and dissipation. After appearance of cited cluster the cells concentration will be increase. Its appearance, as it’s well known, is a critical phenomenon. Characterized size of vortex cluster l_B (in region of p_c) [4]: $l_B \sim |P_c - P|^v$. A critical size v is an universal parameter and independent upon the space topological dimension. This parameter (typical value $v \sim 0,9$ [4]) is linked with fractal dimension D_s of the vortex cluster skeleton. Further if the initial filed of large scaled velocity is known (the vortexes of scale l_0 are excited) then a cascade scale dividing process leads to hierarchy of vortexes of the scales $l_n \sim q^{-n} l_0$ (q — the scale division parameter). Process of the energy transfer on scaled cascade is chaotic one. As result, anisotropy and large scaled inhomogeneity of the velocity initial field influences on statistical pulsation regime in less degree during decreasing the scale that is led to scaled invariance and local anisotropy on sufficiently little scales ($l_0 \gg l_n$?). For isotropic pulsation the energy distribution on scales ($l \sim k^{-1}$, k —wave number) is defined by spectral density $E(k)$. Simple physical arguments allow to introduce a characteristic pulsation period [4]: $T_m \sim [E(k)k^3]^{-1/2}$, $k_m \sim l_m^{-1}$. It may be interpreted as time for exciting the vortexes of scale l_{m+1} by the vortexes of scale l_m . A time for exciting the full cascade of vortexes:

$t_\infty \sim \sum_{m=0}^{\infty} T_m$. The more interested value is $(t_\infty - t_m) \sim \sum_{m=M}^{\infty} T_m$. Under sufficiently big values of M it is true a scaled invariance and scaling representation: $E(k) \sim k^{-a}$. After M dividing fractions insist of the single initial vortex it will be $N \sim q^M$ number of vortexes of the scale $l_M \sim q^M l_0$. This system of vortexes will occupy some volume in a space with effective size l_0 , and it can be written: $N \sim l_0^{D_s}$, where D_s is a fractal dimension. Further one can write the following expression: $l(t_M) \sim (t_\infty - t_m)^{2/(a-3)D_s}$. Numeric calculations of

the fractal dimension allowed to obtain the following value for dimension: $1,35 \pm 0,05$. Another interesting example is the fractal specialities in dynamics of ocean system. In fig.1 there are presented data (from ref.[14]) of observations in different points of thermocline at the horizon of 100m. Here there are regions with scaling (parameter "4/3" is indicated by solid lines) in the large scales part of spectra.

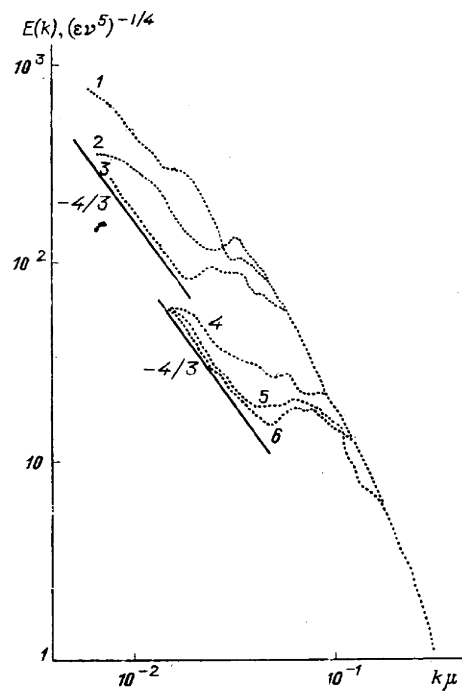


Fig.1. Fractal specialities for in the large scales part of spectra (for ocean system: thermocline at horizon 100m) [14]

Another examples of the fractal structures are the ones in the astrophysical objects. Under supposition that a substance in the universe is in turbulent motion, then the large scaled accumulations (galaxies and clusters) occupy the volume where an active dissipation of energy takes place, i.e. fractal dimension of the turbulent dissipation field coincides with dimension of field of the substance density in the form of galaxies and their accumulations. For these systems there is obtained the following value of the fractal dimension: $1,3 \pm 0,1$ [4], i.e. practically "4/3". In this light especial interest is called by problem of determining the fractal dimension of the other nature objects, namely, the aquifer systems. More exactly, speech is about a search of the fractal properties in the key physical characteristics of the river systems. We will dis-

cover the fractal properties in the time-series of run-off (annual run-off) for some nature aquifer systems. As an example, two rivers systems are considered.

The annual run-off time series data were obtained on the basis of processing the available empirical data and additional complex stochastic and neural networks modelling with the use of the water-heat balance equation and empirical orthogonal functions method. The details of methodical and calculational schemes are presented in ref. [8-13]. All necessary data are taken from references, indicated in [8-11]. In figures 2 and 3 we present calculated by us the time-series of the annual run off fluctuations for two nature hydrological systems (the Pripyate and Southern Bug rivers), received by us on the basis of processing the experimental data and calculating within above cited methods. Let us further consider the annual runoff fluctuations within the multifractal formalism. Non-uniform and multi-fractal objects can be more completely characterized by spectrum of $D(q)$ fractal exponents, where q is a real number, the so-called generalized dimension, where the fractal dimension is equal to $D(0)$ and the function $D(q)$ is generally referred to as multifractal spectrum (c.f. [1-4,8]). Mathematically, the general aim of the multifractal formalism is to determinate the $f(\alpha)$ singularity spectrum of measure μ . It associates the Hausdorff dimension of each point with the singularity exponent α , which gives an idea of the strength of singularity (c.f. refs.[1-4,8]): $N\alpha(\varepsilon) = \varepsilon^{-\alpha}$, where $N\alpha(\varepsilon)$ is the number of boxes needed to cover the measure and ε the size of each box. A partition function Z can be defined from this spectrum:

$$Z(q, \varepsilon) = \sum_{i=1}^{N(\varepsilon)} \mu_i^q(\varepsilon) \approx \varepsilon^{\tau(q)} \text{ for } \varepsilon \rightarrow 0$$

where $\tau(q)$ is a spectrum which arouses by Legendre transforming the $f(\alpha)$ singularity spectrum. The spectrum of generalized fractal dimensions is obtained from the spectrum $\tau(q)$:

$$D_q = \frac{\tau(q)}{(q-1)}.$$

The practical procedure for calculating a multifractal spectrum is carried out with q in range usually from 0 to 30. This range q is suitable for characterizing the river discharge time-series with multifractal exponents (Fig.4). The run off time-series (see figs.2,3) are generally non-linear parameter dependent and have parameter ranges, in which the dynamics is chaotic. Chaotic behaviour, in the sense of a fully deterministic evolution of the system in time, yet erratically looking behaviour, bounded in phase space with sensitive dependence on initial conditions, might therefore be expected to occur also in the run-off time series. We have fulfilled the computational calculation for the fractal dimensions and have received the following estimates of the fractal dimension for hydrological system (the annual run off fluctuations for the Pripyate and Southern Bug rivers): 1,3-1,7. It is very important to note that the data regarding

to the multi-fractal spectra allow restoring and forecasting the run-off behaviour on some necessary temporary interval. We suppose that this is one of the most effective advancements of the multi-fractal formalism to problem of non-linear statistical analysis of run-off time series. Therefore, we see that the same principally representations about large-scaled fractal structures and also the same fractal especialities in the key properties of systems are characteristic for laboratory turbulence, atmosphere and ocean systems, hydrological systems (result of our paper) paper) and for scales which are comparable with boundaries of the universe.

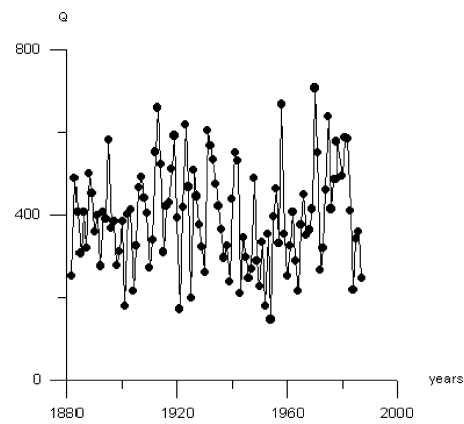


Fig.2. Time-series of the annual run off (Q , m³/s) fluctuations (Pripyate river)

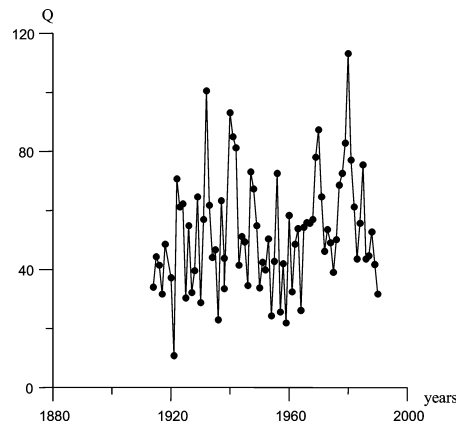


Fig.3. Time-series of the annual run off (Q , m³/s) fluctuations (Southern Bug river)

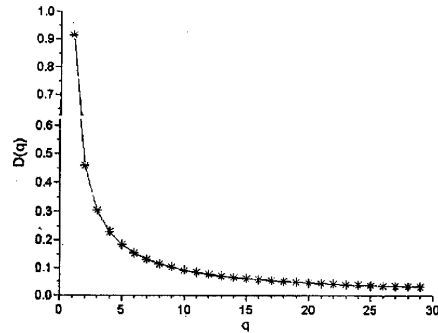


Fig. 4. Multifractal spectrum of original run-off series (the Southern Bug river).

Naturally, a class of the systems with fractal properties is significantly more wide than we considered (many physics, geophysics, biology and chemical disciplines). In any case it is important to underline that the next step in description of dynamical systems considered is in using the unity and scales invariance of the master dynamical equations which describe the evolution of cited systems.

References

1. Likhtenberg A., Liberman M., Regular and Stochastic Dynamics (Mir, M.,1984).
2. Lukkin F., Fractals in Physics (Mir, M., 1988).
3. Schertzer D., Lovejoy S., in Fractals: Physical Origin and Properties. Ed.L.Petronero (Plenum Press, New York, 1990), p.19.
4. Bershadsky A.G., Large-scaled fractal structures in laboratory turbulence , ocean and astrophysics//In: Proc. Intern. Symp. on Generation of large-scale Structures in Continuous Media (Moscow, 1990), p.50.
5. Lifshits E.M., Pitaevsky L.P., Statistical Physics. — M.:Nauka, 1978.
6. Haines Y., Petrakian R., Karlsson P., Mitsopoulos J. "Risk analysis of dam failure and extreme floods: application of the partitioned multiobjective risk method".IR Rep. No. 88-R-1 (S.Army Corps of Engineers,1988).
7. Davis D., "A risk and uncertainty based concept for sizing levee projects. Proc. Hydrol and Hydr. Workshop on Riverine Levee Freeboard SP-24. (US Army Corps of Eng. Davis, Calif., 1991).
8. Loboda N.S. Ecological Effect of changes in Hydrosphere state: Analysis of interaction of the climatic factors & annual runoff with empirical orthogonal functions and memories matrices methods // In: Ecology of Siberia, the Far East and the Arctic. Ed.Zuev V.D. — SD RAN,2001-P.93.
9. Loboda N.S. New Stochastic and Fractal Multi systems models of Non-linear Hydrological Systems & Applications to description of Hydrological processes

- and Environmental preservation// In: Ecology of Siberia, the Far East and the Arctic. Ed.Zuev V.D. — SD RAN, 2001. — P.71.
10. Loboda N.S. Neural Networks and Multi-fractal Modelling of non-linear complex systems// Uzhgorod Univ. Sci. Herald. Ser. Phys. — 2001. — Vol.10. — P.119-122.
 11. Loboda N.S., Gopchenko E.D. Stochastic model of long-term annual flow fluctuations under anthropogenic influences// In: Stochastic models of hydrological processes and their applications to problems of environmental preservation : NATO ARW Series, 1998. — Vol.1. — P.110-113.
 12. Loboda N.S., Chaotic dynamics and fractal properties of non-linear aquifer systems within neural networks modelling // In: Proc. Intern. Conference on Non-linear Dynamics (Advanced information technologies). — Univ. Thessaloniki, Thessaloniki (Greece), 2001. — p.W14.
 13. Loboda N.S., Loboda A.V., Glushkov A.V. Dynamics of polarization of two-level medium in a laser field. Photon Echo and its application in the neural networks theory: New algorithms// Uzhgorod Univ. Sci. Herald. Ser.Phys. — 2000. — Vol.8. — P.113-118.
 14. Oceanology. Physics of ocean., Vol.1. — M.:Nauka, 1978. — p.181.

Н. С. Лобода, А. В. Глушков, В. Д. Русов

Мультифрактальное моделирование нелинейных гидрологических систем: временные ряды годового стока и фрактальная размерность

АНОТАЦИЯ

Решена задача выявления фрактальных особенностей характеристик стока нелинейных гидрологических систем. Временные серии годового стока рассчитаны с использованием эмпирических данных, а также метода стохастического нейросетевого моделирования, уравнения водно-теплового баланса и метода эмпирических ортогональных функций. Вычислены соответствующие фрактальные размерности (для двух речных систем). Указано на единство физических законов динамической эволюции для таких систем как турбулентная жидкость, атмосфера, океан, гидрологические и астрофизические системы.

Н. С. Лобода, О. В. Глушков, В. Д. Русов

**Мультифрактальне моделювання нелінійних гідрологічних систем:
часові ряди річного стоку та фрактальна розмірність**

АНОТАЦІЯ

Розв'язано задачу виявлення фрактальних особливостей характеристик стоку нелінійних гідрологічних систем. Часові серії річного стоку розраховані з використанням емпіричних даних, а також методу стохастичного нейромережкового моделювання, рівняння водно-теплового балансу і методу емпіричних ортогональних функцій. Обчислені відповідні фрактальні розмірності (для двох річкових систем). Вказано на єдність фізичних законів динамічної еволюції для таких систем як турбулентна рідина, атмосфера, океан, гідрологічні, геофізичні та астрофізичні системи.

С. В. Королев

*Государственная летняя академия Украины,
г. Кировоград, ул. Добровольского, 1*

Исследование механизма генерации акустических волн в твердых телах при электроискровом пробое слоя газа

Исследовался и установлен механизм генерации объемных и поверхностных волн в твердых телах при электроискровом пробое приповерхностного слоя газа, описана экспериментальная установка и методика проведения измерений, на основании анализа полученных экспериментальных зависимостей сделан вывод о том, что более чем 90% энергии акустической волны поступает в результате взаимодействия ударной воздушной волны, образовавшейся в результате искрового пробоя газа, с поверхностью твердого тела.

Из экспериментальных данных давно известен тот факт, что при электроискровом пробое приповерхностного слоя газа возникают акустические волны как в самом газе, так и в расположенных вблизи от места пробоя твердых телах или в жидкостях. Хотя само это явление известно очень давно, до последнего времени практически не было работ по изучению собственно механизмов генерации акустических колебаний в твердых телах при электроискровом пробое. Ясно, что физическая картина происходящих процессов далеко не тривиальная. Интересно отметить некоторую аналогию между явлением генерации акустических колебаний при электроискровом пробое и явлением высокотемпературной сверхпроводимости электрического тока, которое тоже давно известно, широко используется, но механизм которого неясен и не существует общепринятой теории, несмотря на сотни публикаций по этой тематике.

В свое время генерация акустических колебаний в объеме жидкости при разных вариантах электроискрового пробоя интенсивно изучалась и по этой проблеме имеется большое число публикаций, а вот по явлению генерации акустических колебаний в твердых телах при электроискровом пробое газа публикаций очень мало, в них только на качественном уровне были намечены возможные механизмы генерации :

1)при пробое на металлический образец в месте протекания разрядного электрического тока за счет выделения Джоулева тепла происходит локальный разогрев небольшого объема образца, вследствие чего в образце возникают механические напряжения, что приведет затем к распространению в объеме и на поверхности образца акустических колебаний ;

2)во время прохождения разрядного тока через слой газа возникают

сильные электрическое и магнитное поля, вызванные разрядным током, которые существуют в течении долей микросекунды, что приводит к взаимодействию между ними и свободными электронами материала образца, если образец металлический, либо со связанными электронами, если образец из диэлектрика, а также с ионами, расположенными в узлах кристаллической решетки образца. Характер этого взаимодействия очень сложный, какая-то часть энергии разряда перейдет в энергию акустических волн в образце.

3) при электроискровом пробое возникает вспышка света значительной интенсивности широкого частотного диапазона, вплоть до ультрафиолетового участка спектра, взаимодействие между поверхностью образца и потоком световой энергии, как и при лазерном методе возбуждения упругих колебаний, приведет к появлению в образце акустических волн.

4) в пробиваемом искрой промежутке температура плазменного канала достигает величины порядка 50 000 градусов К, что приводит к образованию плазменного облака вокруг канала, взаимодействие расширяющегося горячего плазменного облака с образцом приведет, среди других эффектов, и к генерации акустических волн в образце.

5) вследствие высокой температуры плазмы в искровом канале образуется заметное количество высокоэнергетических частиц разной природы, бомбардировка ими поверхности образца будет приводить к генерации акустических волн в образце.

6) после прохождения электрического тока плазменное облако начинает быстро расширяться и вследствие взаимодействия с окружающим воздухом остывать, что приведет к нагреванию окружающего воздуха. При достижении нагретой областью воздуха поверхности образца в результате взаимодействия нагретого воздуха с поверхностью возникнет, среди других эффектов, и акустическая волна.

7) в результате электроискрового пробоя в воздухе возникает ударная волна, которая по мере распространения превращается в акустическую волну, затем в результате взаимодействия ударной волны с поверхностью образца в нем возникают акустические волны.

Существуют также другие механизмы генерации, которые реализуются при дополнительных внешних условиях, как, например, в случае применения образца из пьезополупроводника или же в случае наложения внешнего магнитного поля на образец и электрического пробоя воздуха в магнитном поле, в таких случаях явления существенно усложняются.

С целью выяснения механизма генерации акустических волн была собрана экспериментальная установка, упрощенная схема которой показана на рис.1.

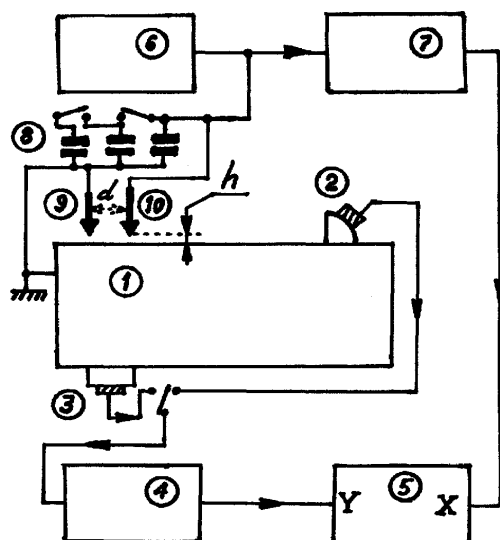


Рис.1.

На этом рисунке цифрами обозначено:

1 — образец, в котором возбуждалась акустическая волна при искровом пробое газа. Образец применялся либо из алюминия высокой степени очистки и тогда пробой осуществлялся на сам образец, либо из свинцового стекла толщиной 60 мм, в этом случае пробой осуществлялся на дополнительный электрод;

2 — датчик из пьезокерамики для приема поверхностных акустических волн;

3 — датчик из пьезокерамики для приема объемных продольных и объемных сдвиговых волн;

4 — предварительный малошумящий усилитель полезного сигнала;

5 — регистрирующий прибор, осциллограф, работающий в режиме запуска развертки по ОХ от внешнего источника;

6 — источник высокого напряжения, в процессе работы его величина менялась от 1 до 4 кВ;

7 — линия задержки, в качестве которой использовался генератор импульсов, выходной сигнал которого служил для запуска развертки регистрирующего прибора;

8 — батарея из высоковольтных конденсаторов, общую емкость батареи можно было менять в пределах от 51 пФ до 10 мкФ;

9 — вспомогательный разрядный электрод Э2, его подача была конст-

руктивно объединена с Э1, электрически от него изолирован, перемещался вместе с Э1, расстояние между Э1 и Э2 d могло меняться в заданных пределах;

10 — основной разрядный электрод Э1, использовался один при пробое на металлический образец и в паре с вспомогательным электродом Э2 для осуществления пробоя при применении образца из стекла, расстояние между Э1 и поверхностью образца h можно было менять микрометрической подачей в пределах от 0 до 5 мм;

При исследовании характеристик направленности электроискрового источника установка модифицировалась — вместо образца прямоугольной формы использовалась полуцилиндрическая форма образца (показано на рис.2), сам образец был из алюминия, в остальном схема установки существенно не менялась.

Применение полуцилиндрического образца позволило измерить характеристики направленности (зависимости амплитуды волны от угла наблюдения Φ) генерируемых волн как при пробое на образец, так и при пробое на дополнительный электрод. Исследовались как сдвиговые, так и продольные волны, а также поверхностные акустические волны. Полученные результаты показывают, что механизм генерации во всех случаях одинаков.

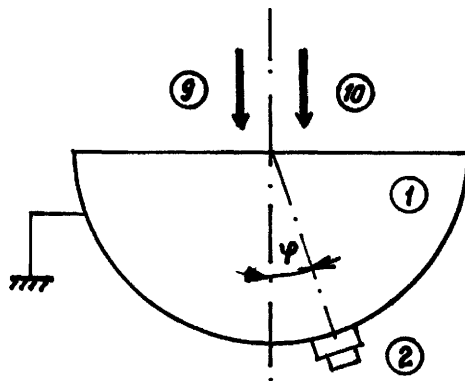


Рис. 2

При исследовании формы фронта ударной волны использовался образец из стекла размерами 200 мм на 90 мм на 40 мм, что было вызвано желанием уменьшить величину помех и тем самым повысить точность измерений.

При проведении измерений основная проблема была связана с весьма нестабильным характером электрического пробоя слоя газа, что приводило к скачкам величины полезного сигнала в 5-6 раз от разряда к разряду при

неизменных параметрах разрядной цепи и неизменной геометрии установки. Для повышения точности полученных результатов усреднение проводилось по нескольким сотням или тысячам отдельных измерений, тем не менее погрешность не удавалось сделать меньше 10%, обычно погрешность в большинстве серий измерений была около 15%.

На рис.3 показаны типичные зависимости величины амплитуды полезного сигнала от величины разрядного промежутка h ;

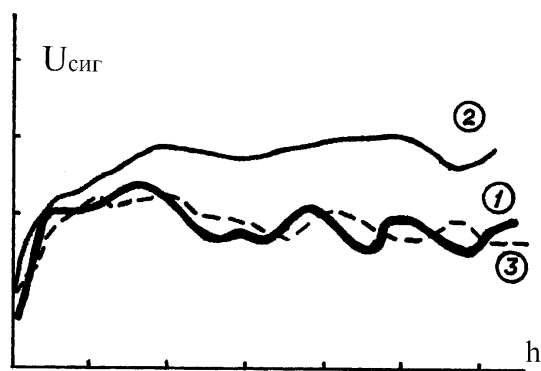


Рис. 3

На рис.3 приняты следующие обозначения :

по оси ОХ масштаб — в 1 делении 0,2 мм;

по оси ОУ масштаб — в 1 делении 20 мВ;

кривая “1” — сигнал поверхностной акустической волны;

кривая “2” — сигнал объемной волны в алюминии;

кривая “3” — сигнал объемной волны в стекле;

Емкость разрядной батареи конденсаторов при проведении всех измерений $C = 2350$ пФ;

На рис.4 показаны типичные зависимости амплитуды полезного сигнала от величины емкости разрядной батареи C при фиксированной величине разрядного промежутка $h = 0,2$ мм.

На рис.4 приняты следующие обозначения:

По оси ОХ масштаб: в 1 делении 10 000 пФ;

По оси ОУ масштаб: в 1 делении 20 мВ;

Кривая “1” — сигнал поверхностной акустической волны;

Кривая “2” — сигнал объемной волны в алюминии;

Кривая “3” — сигнал объемной волны в стекле;

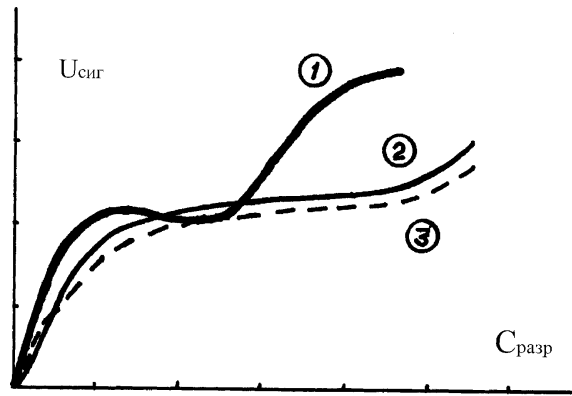


Рис. 4

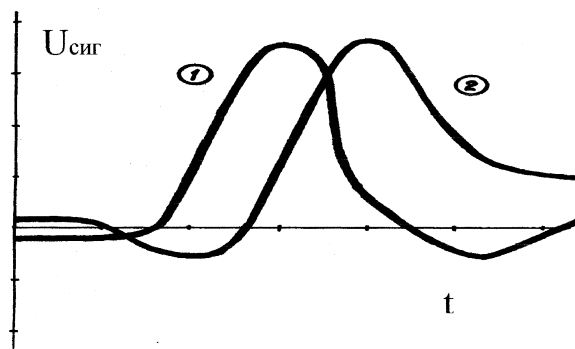


Рис. 5

На рис.5 показаны снятые с экрана осциллографа сигналы, которые характеризуют форму импульсов объемной и поверхностной волн в стекле, генерируемых при искровом пробое приповерхностного слоя газа. На этом рисунке приняты следующие обозначения:

Масштаб по оси ОХ — 50 наносекунд в 1 делении;

Масштаб по оси ОУ — 20 мВ в 1 делении;

Кривая “1” — сигнал объемной волны;

Кривая “2” — сигнал поверхностной волны;

Из анализа этих зависимостей видно, что передний фронт ударной волны в воздухе имеет длительность порядка 100-150 наносекунд, по мере прохождения ударной волны все больших расстояний в воздухе длительность

фронта возрастает, амплитуда волны падает, а сама ударная волна постепенно превращается в акустическую волну и при прохождении волной расстояния в 2-3 мм волна далее становится акустической.

Поскольку погрешность измерений была не менее 10%, то в силу этого факта можно гарантировать, что порядка 90% энергии акустических волн поступает через механизм воздействия ударной волны в воздухе с поверхностью твердого тела.

Проведенные исследования показали возможность генерации в твердых телах посредством электроискрового пробоя и других типов волн, как, например, волны Лэмба, что говорит о неплохих перспективах предлагаемого метода генерации акустических колебаний.

Литература

1. С.В.Королев, В.В.Крылов, В.А.Красильников О механизме возбуждения звука в твердом теле при искровом разряде вблизи поверхности. //Акустич. журнал. — 1987. — Т.33-N4. — С.774-776
2. Васильев А.Н. Разработка бесконтактных ультразвуковых методов исследования твердых тел.// Вестник МГУ. Серия 3.Физ. Астрон. 1987. Т. 28. №4. С. 54-59.
3. Карабутов А.А. Лазерное возбуждение поверхностных акустических волн: новое направление в оптико-акустической спектроскопии твердого тела // УФН.1985.Т. 147. №3. С. 606-620.
4. Уайт Дж.Э. Возбуждение и распространение сейсмических волн. М.: Недра, 1986. 264 с.
5. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных явлений. М.: Наука, 1966. 686 с.

С. В. Корольов

Дослідження механізму генерації акустичних хвиль в твердому тілі при електроіскровому пробитті прошарку газу

АНОТАЦІЯ

Досліджувався та знайдено механізм генерування об'ємних та поверхневих хвиль в твердих тілах при електроіскровому пробитті прошарку газу поблизу поверхні, подається інформація про експериментальне обладнання та методику проведення вимірів, на підставі аналізу отриманих результатів робиться висновок про те, що понад 90% енергії акустичної хвилі надходить через взаємодію ударної повітряної хвилі, яка утворилась в результаті іскрового пробиття газу, з поверхнею твердого тіла.

S. V. Korolyov

The acoustic waves' generation mechanism's exploration in solids under the condition of electric-spark discharge in gas' level spark discharge in gas' level

SUMMARY

In this article the mechanism of generation of the volumetric and surface waves in solids in process of electric-spark punching of gas' surficial level was explored and established. The unit for the experiments and measuring techniques are also described. On the ground of the analysis of received experimental interdependencies the following conclusion was made: more than 90 per cent of acoustic wave's energy comes forward as a result of interaction of a striking aerial wave which has arisen in the result of gas' spark punching with a solid's surface.

ИМЕННОЙ УКАЗАТЕЛЬ

А

Алехин А. Д. 51
Алтоиз Б. А. 158, 281
Альтман И. С. 109
Андреанова И. С. 170
Асланов С. К. 7, 187

Б

Бойчук Л. В. 82
Бобров Р. О. 123
Бровченко В. И. 103

В

Вербинская Г. Н. 34
Влодарчик Л. 100

Г

Гавдзик А. 100
Гайда С. 100
Глушков А. В. 148, 287
Головко В. В. 103
Гоцульский В. Е. 23
Грызунова Т. В. 69, 170
Гулевая О. Н. 138

Д

Дайчман Е. Е. 177
Дараков Д. С. 103
Дзивлик И. 100
Драган Г. С. 249
Дроздов В. А. 55

З

Загородняя О. А. 34
Затовский А. В. 123, 215

Золотко А. Н. 77

И

Иорман А. 100

К

Калинчук В. В. 69, 138, 261
Каримова Ф. Ф. 28, 69
Коваль С. В. 133
Коваль С. С. 133
Ковальчук В. В. 55
Козакова И. Н. 170
Колпаков А. В. 7,
Кондратьев Е. Н. 177
Копейка А. К. 77, 103
Копейка К. М. 77
Копыт Н. Х. 261
Корнилов В. Н. 109
Королев С. В. 295
Кумченко Я. А., 40

Л

Липатов Г. Н. 15, 207
Лобода Н. С. 287
Лялин Л. А. 261

М

Маренков В. И. 270
Медерски Т. 100
Миргород П. И. 15
Моисеев С. В. 55

Н

Народицкая Т. В. 281
Недялков Д. Д. 158
Нужный В. М. 34

О

Орловская С. Г. 69, 138

П

Поповский Ю. М. 281

Р

Розина Е. Ю. 229

Рудников Е. Г. 51

С

Сахненко Е. И. 215

Семенов К. И. 109, 261

Сидоров В. И. 23

Сидоров А. Е. 23, 82

Смагленко Т. Ф. 95

Софронков А. Н. 100

Стручаев А. И. 195

Т

Таволжанский В. М. 207

Трофименко М. Ю. 95

Турецкий А. Е. 15, 207

Ф

Флорко А. В. 87

Флорко И. А. 87

Ч

Чернова Е. А. 15, 207

Чесноков М. Н. 95, 170

Ш

Шевчук В. Г. 82

Швец А. И. 87

Шошин Ю. Л. 109

Я

Яценко В. П. 240

Фізика аеродисперсних систем

Міжвідомчий науковий збірник / Головн. ред. В. В. Калінчак. —
Одеса: Астропринт, 2002. — 308 с.

Укр. та рос. мовами.

Розглянуто питання випаровування, конденсації та коагуляції у водяному аерозолі, а також кинетика 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 при взаємодії заряджених частинок.

Для фізиків, хіміків, метеорологів і інженерів.

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

Наукове видання

**ФІЗИКА
АЕРОДИСПЕРСНИХ
СИСТЕМ**

Випуск 39

Міжвідомчий науковий збірник

*Українською та російською
мовами*

Головний редактор **В. В. Калінчак**

Зав. редакцією *Т. М. Забанова*
Технічний редактор *М. М. Бушин*

Здано у виробництво 20.03.2002. Підписано до друку 18.07.2002. Формат 60x84/16.
Папір офсетний. Гарнітура "Таймс". Друк офсетний. Ум. друк. арк. 17,90.
Тираж 300 прим. Зам. № 456.

Видавництво і друкарня "Астропринт"
(Свідоцтво ДК № 132 від 28.07.2000 р.)
65026, м. Одеса, вул. Преображенська, 24.
Тел.: (0482) 26-98-82, 26-96-82, 37-14-25.
www.astroprint.odessa.ua

Рекомендации редколлегии для авторов статей

Редколлегия журнала просит руководствоваться приведенными ниже правилами. Статьи, оформленные без соблюдения этих правил не принимаются.

Сборник “Физика аэродисперсных систем” печатает статьи, в которых рассматриваются: 1. Вопросы испарения, конденсации, коагуляции, электрической зарядки аэрозолей, а также механизмы их образования и переноса; 2. Процессы горения аэродисперсных систем; 3. Тепломассообмен капель и частиц с газовой фазой при фазовых и химических превращениях; 4. Газодинамические явления в дисперсных системах, ударные волны, детонация; 5. Проблемные вопросы физики низкотемпературной плазмы с конденсированной дисперсной фазой.

Общие требования

Материалы, поданные в журнал, должны содержать новые результаты исследований. Рукопись должна быть отредактирована, вычитана и подписана авторами (автором) и сопровождаться разрешением на опубликование в открытой печати. На отдельном листе указать, с кем вести переписку, а также фамилию, имя, отчество, место работы, должность, контактные телефоны каждого автора.

Текст статей 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 с переводом фамилий авторов и заголовка статьи. Все указанные материалы необходимо также подать в виде единого файла на дискете (3 дюйма), которая возвращается.

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:

- а) номер УДК, б) фамилии и инициалы авторов,
- в) название организации (й), представляющей (их) статью (если организаций больше, чем одна, после фамилии каждого автора ставится знак сноски, а ниже указываются все организации, например: Иванов А.И.*, Сидоров Л.К.**
- г) название статьи,

*Институт проблем энергосбережения НАН Украины, г. Киев
**Физико-технический институт низких температур, г. Харьков),

- д) название города,
- е) аннотация ,
- ж) текст статьи,
- з) литература,
- и) 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, сверху 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 одним абзацем с **10 позиции** строки размером букв 10 pt, объемом 6-10 строк.

Таблицы. Таблицы нумеруют только в том случае, если их больше одной. Отступ до таблицы и после нее — 2 интервала. При необходимости таблицы могут иметь заголовки и примечание.

Иллюстрации. Иллюстрации выполняются по ходу изложения текста статьи по мере их упоминания в тексте. Под рисунком печатается соответствующая подпись. Надписи, загромождающие рисунок, заменять цифровыми или буквенными обозначениями и переносить в текст статьи или в подписи под рисунком. Все обозначения на рисунке должны соответствовать обозначениям в тексте. Нумерацию кривых на рисунке вести сверху вниз, слева направо. Размер рисунка должен быть не менее 50×50 мм и не более 100×100 мм.

Литература. После текста статьи через 2 интервала печатается список литературных источников, используемых в статье.

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.

Файл. Для подготовки статьи к печати необходимо кроме напечатанных 2-х экземпляров статьи предоставить электронную копию статьи на дискете формата “1.44М — 3.5”. Файл статьи должен быть подготовлен при помощи редакторов Word-6, Word-97. Статья, аннотации и рисунки должны быть в едином файле и иметь название, образованное от фамилии первого автора — author.doc.

Если в статье имеются рисунки, необходимо представить иллюстрационный материал в виде графических файлов, выполненных в РСХ — формате. Файлы рисунков называть следующим образом ris1.pcx и т.д.

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