

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

Физика
аэродисперсных
систем

ВЫПУСК 43

МЕЖВЕДОМСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ СБОРНИК

Основан в 1969 г.

Одесса

” АСТРОПРИНТ ”

2006

УДК 532 + 533.9 + 536 + 537.5 + 622.61

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

Редакционная коллегия:

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

Адрес редакционной коллегии:

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

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

СОДЕРЖАНИЕ

ФИЗИКА АЭРОЗОЛЕЙ

Бойко Ю.И., Копыт Н.Х.

Диспергирование сплошной среды (как выделение частей системы)
в ее модели по Эйлеру.....5

Обвинцев Ю.И., Минашкин В.М., Нужный В. М.

Испарение капли в атмосфере, содержащей химически активные
добавки9

ТЕПЛОМАССОБМЕН

Орловская С.Г., Калинин В.В., Зуй О.Н., Чесноков М.Н.

Тепломассообмен и кинетика химических превращений
монодисперсной газозвеси пористых углеродных частиц
с учетом стефановского течения.....19

Каримова Ф.Ф., Орловская С.Г., Грызунова Т.В.

Влияние окисной пленки на излучательную способность
вольфрамового проводника.....30

Орловская С. Г., Грызунова Т.В., Каримова Ф.Ф.

Экспериментальное исследование высокотемпературного окисления
металлических проводников, нагреваемых электрическим током
в воздухе.....34

Каримова Ф.Ф., Орловская С.Г., Калинин В.В., Шкоропато М.С.

Исследование температурных полей излучающих объектов.....39

Поповский А. Ю., Кириян С.В., Алтоиз Б. А., Бутенко А. Ф.

Методика исследования оптической анизотропии
неоднородных микронных прослоек.....45

Алехин А.Д., Булавин Л.А.

Свойства нанофлуктуационных дисперсных систем вблизи
критической точки.....55

Альо́хін О.Д., Рудніков Є.Г.

Поведінка теплоємності неоднорідних речовин у гравітаційному
полі поблизу критичної точки67

ФИЗИКА ГОРЕНИЯ

Кондратьев Е. Н., Мартынова Е. А.

Анализ динамики поведения реактора идеального смешения вблизи
особой точки типа фокус.....75

Калинчак В.В., Черненко А.С.

Критические условия гетерогенного воспламенения нагретой
частицы магния в холодном воздухе.....82

*Обвинцева Л.А., Кучаев В.Д., Аветисов А.К., Чибирова Ф.Х.,
Оксенгойт-Грузман Е.А., Дмитриева М.П., Курилкина С.В.*

Взаимодействие хлористого водорода с полупроводниковыми
оксидами металлов.....90

ГАЗОДИНАМИКА

Кузнецов А.А., Конопасов Н.Г.

Экспериментальные исследования кольцевых вихрей продуктов
сгорания в свободной атмосфере.....100

Стручаев А. И.

Связь кинематических и геометрических характеристик вихревых
колец с параметрами генерирующего устройства при
самоорганизации струйного течения.....106

ЭЛЕКТРОФИЗИКА

Вишняков В. И., Драган Г. С.

Нелинейные взаимодействия конденсированных частиц в дымовой
плазме.....120

Кузнецов А.А., Фуров Л.В.

Генерация и исследование шароидов электромагнитной природы
в свободной атмосфере.....131

Терлецкая Л.Л., Копыт Н.Х., Чернова Е.А., Голубцов В.В.

Влияние электрического поля на динамические процессы в
гетерогенных системах с проводящими неоднородностями.....137

Именной указатель.....141

Ю.И. Бойко, Н.Х. Копыт

Одесский национальный университет им. И. И. Мечникова

Диспергирование сплошной среды (как выделение частей системы) в ее модели по Эйлеру

Составлена последовательность возможных реализаций принципа локального равновесия в возмущенной среде. В ней указано место для солитонной стадии диспергирования. Отмечена возможность связи двух форм принципа локального равновесия соотношением, аналогичным соотношению неопределенностей Гейзенберга.

Конечным результатом физического диспергирования сплошной среды есть пространственное перемещение выделившихся частей этой среды. Выделение частей наиболее общим образом представимо как следствие развития возмущенной системы к состоянию равновесия в соответствии с принципом неполных (локальных) равновесий [1]. Локальность области неполного равновесия может быть определена по термодинамической методологии, как возможность описания ее состояния некоторой макрохарактеристикой. Для термодинамической системы такой характеристической функцией является термодинамический потенциал [2], а различимость ее частей – термодинамических подсистем (в термодинамическом аспекте выделения) можно отражать значением дифференциала такого потенциала. Статистически это значит, что подсистема описывается функцией распределения, причем идентификация ее определяется центром распределения (средним значением, макропараметром), а степень локализации, как области описания – дисперсией функции распределения. Имея в виду представление модели сплошной среды по Эйлеру [3], используем соответствующий ее термодинамическим параметрам p (давление), s (энтропия) изобарно-изоэнтروпийный потенциал – энтальпию h . Поскольку известно [3], что в термодинамическом аспекте развития процесса по модели Эйлера

$$dh = dp / \rho \quad (1)$$

где ρ - плотность среды, то в гидродинамическом аспекте модели уравнение переноса импульса в лагранжевых координатах дает для скорости \vec{v} лагранжевой «частицы»

$$\text{rot } \vec{v} = \text{const}, \quad (2)$$

т.е. показывает лишь сохраняемость возможного вращения таковой, без ее пространственного (геометрического) выделения (по крайней мере, без оформления его детерминированной замкнутой поверхностью). Ограничение гидродинамической формы развития поступательным движением частей среды, при

$\text{const} = 0$, приводит к волновому типу развития ее возмущения, с характеристикой состояния среды гидродинамическим потенциалом φ так что

$$\vec{v} = \vec{\nabla}\varphi. \quad (3)$$

Хотя (3), при указанном условии для const в (2), можно понимать как известную формулу из теории векторного поля [4]

$$[\vec{\nabla}\vec{\nabla}\varphi] = 0, \quad (4)$$

степень локализации описательного элемента такой среды в физическом пространстве еще далека от представления геометрической точкой (как другой крайности в представлении элемента без использования для него понятия поверхности), как-то имеет место в полном векторном пространстве [5]. Оценить ее на этом этапе описания возмущения можно, используя известное соотношение для плоской, бегущей в направлении x со скоростью c , акустической волны [3]

$$v = \frac{d\varphi}{dx} = \frac{\Delta p/c}{\rho} \sim \frac{dp}{\rho} \quad \text{или} \quad d\varphi \sim dx dh. \quad (5)$$

Оценка (5) показывает, что в сравнении с термодинамическим представлением гидродинамическое представление описательного элемента в линейном приближении модели Эйлера дает линейное усиление его локализации.

Предельный случай элементного представления возмущения среды геометрической точкой связан с оптико-механической аналогией Гамильтона-Якоби, когда характеристической функцией, обеспечивающей такой вариант локально равновесной подсистемы, есть эйконал ψ , причем [3]

$$d\psi \sim \frac{1}{\varphi} d\varphi. \quad (6)$$

Заметим, что и здесь локализация рассматривается не в физическом пространстве, а в таком, где для определяемых φ, ψ помимо физических координат x, y, z содержится координата $-ict$ (i -мнимая единица, c -характерная скорость возмущения, t -время). Однако, в рамках недиссипативной модели среды по Эйлеру мнимая часть комплексного волнового вектора, как коэффициент поглощения [3], есть величина незначимая, а существенна лишь действительная часть, как определяющая изменение фазы волны с расстоянием, и проводимое далее сопоставление имеет смысл.

Для (5) и (6) оно показывает, что переходу от пространственно не определенному элементу системы к точке соответствует существенно нелинейный переход в локализации (оценках дисперсий) описывающих их функций. Методологически обосновано провести сглаживание перехода введением этапа описания элемента как локально протяженной структуры со свойством поверхности как геометрически не детерминированной области разграничения частей (элементов) системы. Опыт показывает, что на этом этапе он приобретает физическую реальность, как солитон [6], причем рассматриваемая здесь локализация через поверхность сохраняет его волновые признаки, тогда как ранее использованная характеристика солитона скоростью [6,7] более приближала его к телу в механике, с отнесением вектора скорости к центру масс. В соответствии с из-

ложенным, описывающая его функция состояния χ входит в последовательность

$$h \rightarrow \varphi \rightarrow \chi \rightarrow \psi, \quad (7)$$

причем для ее дифференциала тем самым получается и рамочная оценка, через дифференциалы уже известных функций состояния φ и ψ

$$d\varphi > d\chi > d\psi \sim \frac{1}{\varphi} d\varphi. \quad (8)$$

В принципе такая задача решается и через поиск решений уравнений солитонного типа [8], но с неизмеримо большей сложностью рассмотрения.

Последовательности (7), выстроенной по типу неполного равновесия обуславливаемого степенью локализации части системы, можно поставить в соответствие последовательность

$$c_1 \rightarrow c_2 \rightarrow c_3 \rightarrow c_4, \quad (9)$$

как отражающую неполные равновесия, обусловленные различием соответствующих характерных скоростей возмущения для системы в целом. Здесь c_1 – модальное значение соответствующей функции распределения скоростей (теплового движения молекул), c_2 – характерная скорость развития волнового процесса, как переноса состояния (скорость звука), c_3 – скорость «звука» в системе, где поверхности выделившихся частей еще не детерминированы на макроуровне (солитонная стадия, предлагается оценивать скоростью «звука» в пузырьково-жидкостных системах), c_4 – скорость центра масс элемента дисперсной системы. Подстановка известных экспериментальных данных показывает, что это последовательность спадающих значений. Если понимать характерные скорости как отношение характерных масштабов для подсистем к характерным временам определяющего их установления локального равновесия, то это значит, что при переходах между рассмотренными представлениями подсистем темп убывания характерных времен релаксации меньше темпа убывания масштабов их проявления. Возможно, что связь этих времен с энергетическими оценками типа (8), как связь двух форм принципа локального равновесия на макроуровне, может быть представлена соотношением, аналогичным соотношению неопределенностей Гейзенберга, как принципу локализации (квантования) на микроуровне.

Литература

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика.- М.: Наука. –1964.- 568с.
2. Яворский Б.М., Детлаф А.А. Справочник по физике.-М.: Наука. –1977.- 944с.
3. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика.- М.: Наука, 1986.- 736с.
4. Романовский П.И. Ряды Фурье. Теория поля. Аналитические и специальные функции. Преобразование Лапласа.- М.: Наука. – 1964.- 304с.
5. Корн Г. и Корн Т. Справочник по математике.- М.: Наука. – 1973.- 832с.

6. Бойко Ю.И., Копыт Н.Х. О подобии диспергирования жидкости под действием инерционных и гравитационных сил // Физика аэродисперсных систем.- 2003.- Вып. 40.- С. 23-29.
7. Бойко Ю.І., Копит М.Х. Розпад суцільного середовища як процес автономності другого роду //Фізика в Україні. Всеукраїнський з'їзд. – Одеса. – 3-6 жовтня, 2005.- С.87.
8. Ньюэлл А. Солитоны в математике и физике. М.: Мир. – 1989.- 326с.

Бойко Ю.І., Копит М.Х.

**Диспергування суцільного середовища (як виділення частин системи)
в його моделі по Ейлеру**

АНОТАЦІЯ

Побудовано послідовність можливих реалізацій принципу локальної рівноваги в збуреному середовищі. В ній вказано місце для солітонної стадії диспергування. Відзначено можливість зв'язку двох форм принципу локальної рівноваги співвідношенням, аналогічним співвідношенню невизначеностей.

Yu. I. Boyko, N. Kh. Kopyt

**Disperse of the continuous environment (as allocation of parts of system)
in its model on Euler.**

SUMMARY

The sequence of possible realizations of a principle of local balance in the indignant environment is made. In it the place for a soliton stage of disperses is specified. The opportunity of communication of two forms of a principle of local balance is noted by correlation similar to a correlation uncertainty of Heisenberg.

Ю.И. Обвинцев,* В.М. Минашкин,* В. М. Нужный.**

* ГНЦ НИФХИ им. Л.Я. Карпова, Москва,

** КГУ им. Т.Г. Шевченко, Киев

Испарение капли в атмосфере, содержащей химически активные добавки

Рассмотрен диффузионный механизм квазистационарного испарения одиночной сферической капли в реагирующей среде. Получены аналитические выражения, позволяющие установить профиль концентрации и температуры от поверхности капли до зоны реакции и от зоны реакции в окружающую среду. Выведены выражения для времени испарения капли, температуры и радиуса зоны химической реакции в зависимости от концентрации реагента в газовой фазе. Получены выражения для скорости испарения капли и её температуры в зависимости от физико – химических свойств вещества капли и концентрации примеси в газовой фазе. Однако, скорость испарения, полученная по квазистационарному диффузионному механизму, примерно в 1,5 ÷ 2 раза ниже, чем полученная экспериментально, что говорит о необходимости учета конвективного теплообмена в подобном рода процессах.

Интерес к изучению испарения капель не ослабевает на протяжении многих лет, и это естественно, поскольку процессы, связанные с ростом и испарением капель, находят применение во многих областях промышленности, ракетной технике, тесно связаны с формированием климата планеты. В настоящее время имеется много статей по теории испарения и горения одиночной капли, основы которой заложены в работах [1 – 5]. В данной работе рассматривается процесс испарения капли, осложненный протеканием химической реакции в газовой фазе. Цель работы заключается в рассмотрении процесса и нахождении уравнений, которые позволили бы достаточно точно описывать поведение капли.

С этой целью был проведён ряд экспериментальных работ по испарению капель SiCl_4 , SnCl_4 и TiCl_4 в атмосфере, содержащей пары воды [6-8]. В процессе испарения капли измерялась её масса и температура, а в объёме камеры регистрировалось давление и температура. Влажность варьировалась от 0 до 100 % при температуре окружающей среды 20°C. Методика проведения экспериментов опубликована в работах [6-8].

На рис. 1 приведено изменение массы капли в относительных единицах m/m_0 в процессе испарения капли TiCl_4 в среде с различной влажностью. Здесь, m_0 и m – начальное и текущее значения массы капли, соответственно.

Эксперимент показал, что после небольшого начального участка, скорость испарения и температура капли выходят на квазистационарный режим испарения. При этом скорость испарения и температура капли зависят от концентрации вещества в газовой фазе. При небольших концентрациях вещества в газовой фазе продукты реакции конденсируются и выводятся из зоны реакции за счёт седиментации, при больших концентрациях и умеренной концентрации

паров может происходить капсулирование капли продуктами реакции. После

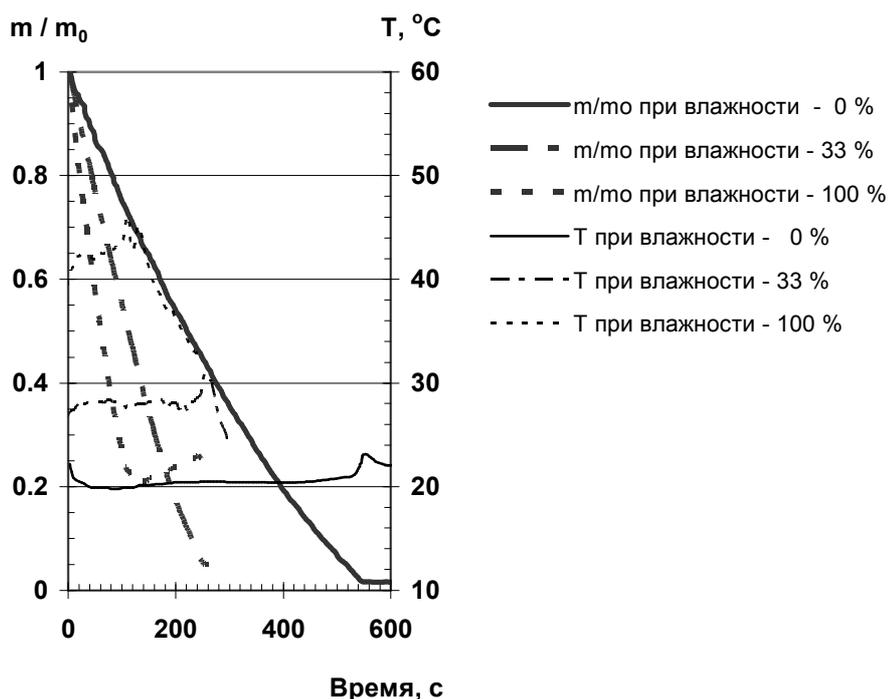


Рис.1. Изменение относительной массы капли $TiCl_4$ при испарении во влажной среде.

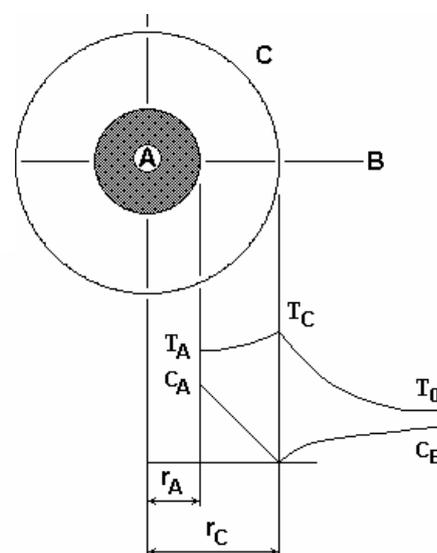


Рис 2. Схематичное изображение процесса испарения

окончания испарения на датчике оставались продукты реакции, масса которых не превышала 10-15 % от первоначальной массы капли. Представляет интерес рассмотреть такие вопросы, как температура испаряющейся капли, профиль концентрации и температуры, а также скорость испарения в зависимости от концентрации химически активного компонента в газовой фазе.

Механизм испарения капли в реагирующей среде

Рассмотрим сферическую каплю **A**, помещённую в неограниченную среду газа, содержащего химически активное вещество **B**. При взаимодействии паров с веществом **B** (добавки) вокруг капли формируется зона химической реакции **C**. Тепло, выделяющееся в зоне химической реакции, идёт на формирование двух тепловых потоков: к капле и в окружающую среду. Тепловой поток, идущий к капле, расходуется на испарение вещества капли и разогрев паров от температуры капли T_A до температуры зоны химической реакции T_C . В результате получается самосогласованная система, в которой количество выделяющегося в зоне химической реакции тепла определяет концентрацию паров, в свою очередь, от концентрации паров зависит количество выделяющегося тепла.

В рассматриваемом механизме испарения делаются следующие предположения.

Считаем скорость химической реакции быстрой, что позволяет рассматривать зону химической реакции как поверхность сферы. Концентрация паров c_A

и вещества добавки c_B в зоне реакции равны нулю. Коэффициент диффузии D и теплопроводности λ считаем неизменными. Скачки концентрации и температуры на границе жидкость - газ, а также свободная конвекция, вызванная неоднородностью температурного поля, не учитывались. Процесс испарения считается квазистационарным.

Исходя из рассмотренного механизма испарения, можно написать следующую систему уравнений:

$$\left\{ \begin{array}{l} D_A \left(\frac{d^2 c_A}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{dc_A}{dr} \right) = 0 \end{array} \right. \quad (1)$$

$$D_B \left(\frac{d^2 c_B}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{dc_B}{dr} \right) = 0 \quad (2)$$

$$\lambda \left(\frac{d^2 T}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{dT}{dr} \right) = 0 \quad (3)$$

$$Q_p \cdot 4\pi r_C^2 D_A \frac{dc_A}{dr} \Big|_{r=r_C} = -\lambda \cdot 4\pi r_C^2 \frac{dT_{AC}}{dr} \Big|_{r=r_C} + \lambda \cdot 4\pi r_C^2 \frac{dT_{BC}}{dr} \Big|_{r=r_C} \quad (4)$$

$$\frac{4}{3} \pi r_A^3 \rho c_p \frac{dT}{dt} = -\lambda \cdot 4\pi r_C^2 \frac{dT_{AC}}{dr} \Big|_{r=r_C} + c_p (T_C - T_A) \cdot 4\pi r_C^2 \cdot D_A \frac{dc_{A(r)}}{dr} \Big|_{r=r_C} + \Delta H \cdot 4\pi r_C^2 \cdot D_A \frac{dc_{A(r)}}{dr} \Big|_{r=r_C} \quad (5)$$

где r - радиальная координата сферической системы координат с началом в центре капли; D_A и D_B - коэффициенты диффузии веществ A и B ; λ - коэффициент теплопроводности воздуха; ρ - плотность вещества капли;

$\lambda \cdot 4\pi r_C^2 \frac{dT_{AC}}{dr} \Big|_{r=r_C}$ - тепловой поток от зоны реакции к капле; $\lambda \cdot 4\pi r_C^2 \frac{dT_{BC}}{dr} \Big|_{r=r_C}$ - тепловой поток от зоны реакции в окружающую среду; Q_p - тепловой эффект реакции; ΔH - теплота испарения вещества капли.

Уравнения (1) и (2) описывают распределение концентрации компонентов A и B до зоны реакции, уравнение (3) профиль температуры, а уравнения (4) и (5) является уравнениями теплового баланса для зоны химической реакции и испаряющейся капли.

Распределение концентрации пара от капли до зоны химической реакции и вещества добавки вблизи зоны химической реакции

Решение уравнения (1) с граничными условиями

$$c_{A(r)} = c_{A_0} \quad \text{при} \quad r = r_A$$

$$c_{A(r)} = 0 \quad \text{при} \quad r = r_C$$

приводит к виду:

$$c_{A(r)} = \frac{c_{A_0} r_C r_A}{(r_C - r_A)r} - \frac{c_{A_0} r_A}{r_C - r_A} = \frac{c_{A_0} r_A}{r_C - r_A} \left(\frac{r_C}{r} - 1 \right) \quad (6)$$

где $c_{A(r)}$ - распределение концентрации паров от поверхности капли до зоны химической реакции.

Из уравнения (2), с граничными условиями

$$c_{B(r)} = 0 \quad \text{при} \quad r = r_C$$

$$c_{B(r)} = c_{B_0} \quad \text{при} \quad r \rightarrow \infty$$

находим зависимость концентрации вещества **B** от r

$$c_{B(r)} = c_{B_0} \left(1 - \frac{r_C}{r} \right), \quad (7)$$

где $c_{B(r)}$ - распределение концентрации вещества добавки от зоны химической реакции до бесконечности.

Поскольку $\left. \frac{dc_{A(r)}}{dr} \right|_{r=r_C} = - \left. \frac{dc_{B(r)}}{dr} \right|_{r=r_C}$ получаем:

$$D_A \frac{c_{A_0} r_A}{(r_C - r_A)} = D_B c_{B_0}. \quad (8)$$

Считая, что $D_A \cong D_B$, находим выражение для радиуса зоны реакции

$$r_C = r_A \left(1 + \frac{c_{A_0}}{c_{B_0}} \right) = r_A \left(\frac{c_{A_0} + c_{B_0}}{c_{B_0}} \right) \quad (9)$$

Уравнение (8) можно записать как:

$$r_C - r_A = r_A \frac{c_{A_0}}{c_{B_0}}$$

Заменив в уравнение (6) r_C и $r_C - r_A$ на найденные значения, получаем окончательное выражение для распределения концентрации вещества **A** в зоне **AC**

$$c_{A(r)} = \frac{r_A}{r} (c_{A_0} + c_{B_0}) - c_{B_0}. \quad (10)$$

Подставляя значения r_C в уравнение (7) получаем выражение для распределения концентрации вещества **B** от зоны химической реакции в окружающую среду.

$$c_{B(r)} = c_{B_0} - \frac{r_A}{r} (c_{A_0} + c_{B_0}) \quad (11)$$

Скорость и время испарения капли в реагирующей среде

Плотность потока массы вещества **A** из капли за счёт молекулярной диффузии определяется законом Фика:

$$j = -4\pi r^2 D_A \frac{dc_{A(r)}}{dr}. \quad (12)$$

Подставив в это выражение значение градиента концентрации $\frac{dc_{A(r)}}{dr}$, получим:

$$j = 4\pi r_A D_A (c_{A_0} + c_{B_0}) \quad (13)$$

Так как $j = -\frac{dm}{d\tau}$, где τ - время, а m - масса капли, формулу (13) можно представить в виде

$$-\frac{dr^2}{d\tau} = \frac{2D}{\rho} (c_{A_0} + c_{B_0}) \quad (14)$$

или

$$-\frac{dS}{d\tau} = \frac{8\pi D}{\rho} (c_{A_0} + c_{B_0}) \quad (15)$$

где S - поверхность капли.

Из уравнений (14 и 15) получаем

$$r_0^2 - r^2 = \frac{2D}{\rho} (c_{A_0} + c_{B_0}) \tau \quad (16)$$

$$S_0 - S = \frac{8\pi D}{\rho} (c_{A_0} + c_{B_0}) \tau \quad (17)$$

где r_0 и S_0 - радиус и поверхность капли в начальный момент.

Таким образом, поверхность капли остаётся линейной функцией времени как при испарении капли в инертной среде [5], так и в реагирующей среде.

Распределение температуры вблизи зоны химической реакции

Схематическое распределение температуры вблизи зоны химической реакции изображено на рис 2.

Профиль температуры в области **АС**, т.е. от зоны реакции к капле, находится из уравнения (3) с граничными условиями:

$$T_{A(r)} = T_A \quad \text{при} \quad r = r_A;$$

$$T_{A(r)} = T_C \quad \text{при} \quad r = r_C;$$

где T_A - температура капли, а T_C - температура зоны химической реакции.

Получаем:

$$T_{AC(r)} = \frac{c_{A_0} + c_{B_0}}{c_{A_0}} \left[T_C - \frac{c_{B_0}}{c_{A_0} + c_{B_0}} T_A - \frac{r_A}{r} (T_C - T_A) \right]. \quad (18)$$

Профиль температуры для области **СВ** от зоны химической реакции в окружающую среду находится при граничных условиях

$$T_{B(r)} = T_C \quad \text{при} \quad r = r_C;$$

$$T_{B(r)} = T_0 \quad \text{при} \quad r \rightarrow \infty;$$

где T_0 - температура окружающей среды.

$$T_{BC(r)} = T_0 + \frac{r_A}{rc_{B_0}} (c_{A_0} + c_{B_0}) (T_C - T_0) \quad (19)$$

Уравнение теплового баланса.

Предположив, что теплота, выделяющаяся в зоне химической реакции, идёт на формирования двух тепловых потоков - к капле и в окружающую среду, получаем уравнение (4), решение которого приводит к выражению для теплового эффекта реакции:

$$Q_p = \frac{\lambda}{c_{A_0} D_A} (T_C - T_A) + \frac{\lambda}{c_{B_0} D_A} (T_C - T_0) \quad (20)$$

или температуре в зоне химической реакции

$$T_C = \frac{Q_p + \frac{\lambda}{c_{A_0} D_A} T_A + \frac{\lambda}{c_{B_0} D_A} T_0}{\frac{\lambda}{c_{A_0} D_A} + \frac{\lambda}{c_{B_0} D_A}} \quad (21)$$

В уравнении (4), тепловой поток идущий от зоны химической реакции к капле выражается уравнением:

$$q = \lambda \cdot 4\pi r_C^2 \left. \frac{dT_{AC}}{dr} \right|_{r=r_C} = \lambda \cdot 4\pi \frac{r_A}{c_{A_0}} (c_{A_0} + c_{B_0}) (T_C - T_A) \quad (22)$$

Отметим, что он тратится на испарение жидкости и нагрев паров от температуры капли до температуры зоны реакции

$$-\lambda \cdot 4\pi r_C^2 \left. \frac{dT_{AC}}{dr} \right|_{r=r_C} = \Delta H \cdot 4\pi r_C^2 \left. \frac{dc_A}{dr} \right|_{r=r_C} + c_p (T_C - T_A) \cdot D_A 4\pi r_C^2 \left. \frac{dc_A}{dr} \right|_{r=r_C}, \quad (23)$$

где ΔH - теплота испарения, а c_p - теплоемкость жидкости капли.

Из уравнения (23) тоже можно найти температуру в зоне химической реакции:

$$T_C = T_A + \frac{\Delta H}{\frac{\lambda}{c_{A_0} D_A} - c_p} \quad (24)$$

и, если из экспериментальных данных известна температура испаряющейся капли, то это уравнение позволяет достаточно просто найти температуру в зоне реакции.

Если в уравнении (4) заменить тепловой поток идущий к капле на выражение (23) то получим выражение для теплового эффекта реакции и температуры в зоне химической реакции не содержащие c_{A_0} .

$$Q_p = \Delta H + c_p (T_C - T_A) + \frac{\lambda}{c_{B_0} D_A} (T_C - T_0) \quad (25)$$

и

$$T_C = \frac{Q_p - \Delta H + c_p T_A + \frac{\lambda}{c_{B_0} D_A} T_0}{c_p + \frac{\lambda}{c_{B_0} D_A}} \quad (26)$$

Запишем, тепловой поток, пришедший к капле с учетом потери на нагрев паров от температуры капли до температуры зоны химической реакции как:

$$\begin{aligned} -4\pi r_C^2 \lambda \frac{dT_{AC}}{dr} \Big|_{r=r_C} = & -Q_p 4\pi r_C^2 D_A \frac{dc_{A(r)}}{dr} \Big|_{r=r_C} + 4\pi r_C^2 \lambda \frac{dT_{BC}}{dr} \Big|_{r=r_C} + \\ & + 4\pi r_C^2 D_A c_p (T_C - T_A) \frac{dc_{A(r)}}{dr} \Big|_{r=r_C} \end{aligned} \quad (27)$$

Заменив в уравнении (5) тепловой поток, идущий к капле на его значение по уравнению (27), получаем уравнение теплового баланса испаряющейся капли:

$$\begin{aligned} \frac{4}{3} \pi r_A^3 \rho c_p \frac{dT}{dt} = & Q_p 4\pi r_C^2 D_A \frac{dc_{A(r)}}{dr} \Big|_{r_C} - 4\pi r_C^2 \lambda \frac{dT_{BC}}{dr} \Big|_{r_C} - 4\pi r_C^2 D_A c_p (T_C - T_A) \frac{dc_{A(r)}}{dr} \Big|_{r_C} - \\ & - \Delta H \cdot 4\pi r_C^2 D_A \frac{dc_{A(r)}}{dr} \Big|_{r_C} \end{aligned} \quad (28)$$

Преобразование этого уравнения приводит к виду:

$$\frac{r_A^2 \rho c_p}{3 D_A (c_{A_0} + c_{B_0})} \frac{dT}{dt} = Q_p - \frac{\lambda}{c_{B_0} D_A} (T_C - T_0) - c_p (T_C - T_A) - \Delta H \quad (29)$$

Теперь, решая систему из двух дифференциальных уравнений, можно определять изменение скорости испарения и температуры капли с начального момента времени.

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{dr}{dt} = & -\frac{D_A}{\rho r_A} (c_{A_0} + c_{B_0}) \end{aligned} \right. \quad (30)$$

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{r_A^2 \rho c_p}{3 D_A (c_{A_0} + c_{B_0})} \frac{dT}{dt} = & Q_p - \frac{\lambda}{c_{B_0} D_A} (T_C - T_0) - c_p (T_C - T_A) - \Delta H \end{aligned} \right. \quad (31)$$

Для сравнения экспериментальных и расчётных данных мы провели расчет испарения капли $TiCl_4$ в атмосфере с влажностью 75 %. Результаты представлены на рис 3,4.

Экспериментальные кривые обозначены сплошными линиями и представляют - скорость испарения, температуру капли (верхняя горизонтальная кривая) и среды (нижняя горизонтальная прямая) в процессе испарения капли. Расчетные кривые обозначены пунктирными линиями и представляют – скорость испарения, температуру в зоне химической реакции (верхняя горизонтальная кривая) и температуру капли (нижняя горизонтальная кривая).

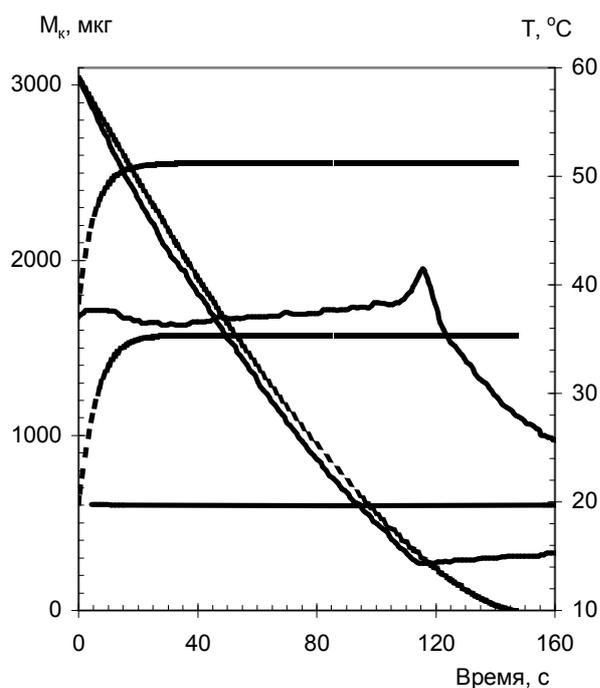


Рис 3 Сравнение экспериментальных и расчетных кривых. Расчетные кривые обозначены пунктирными линиями.

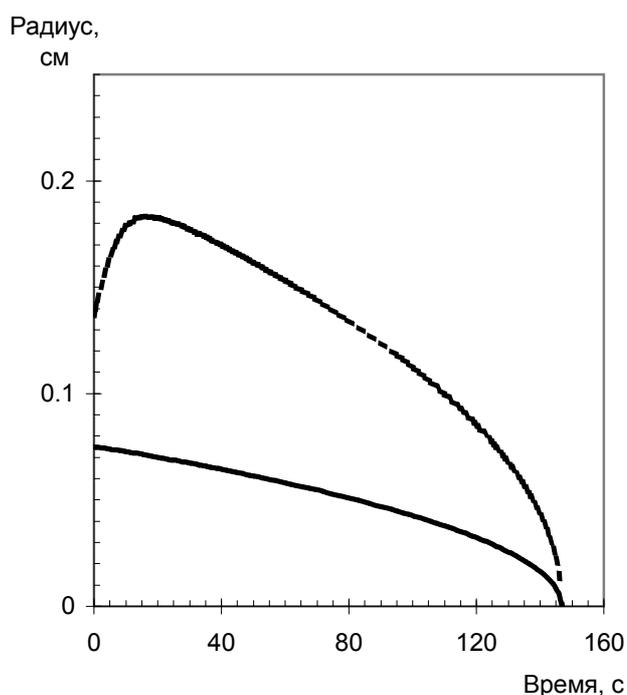


Рис 4 Расчетные значения изменения радиуса капли и радиуса зоны химической реакции. Радиус зоны химической реакции обозначен пунктирной кривой.

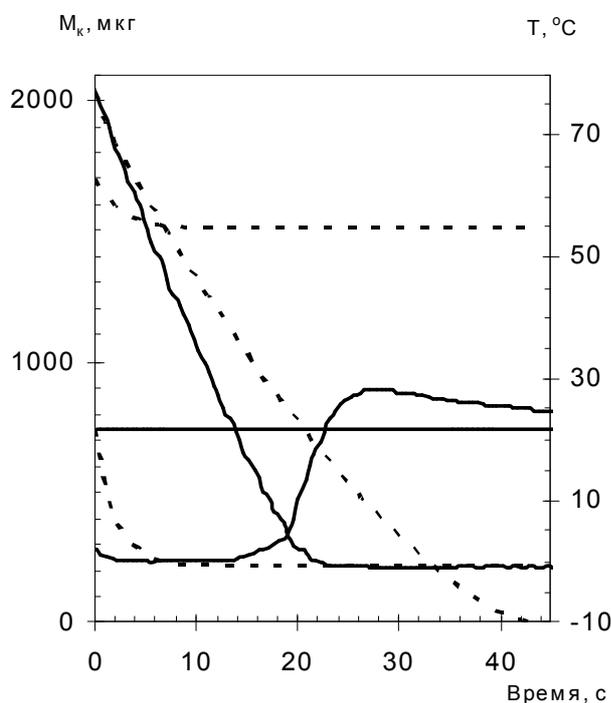


Рис 5 Расчетные и экспериментальные значения изменения массы и температуры капли SiCl_4 при испарении в атмосфере с влажностью 75 %. Расчетные значения обозначены пунктирными кривыми.

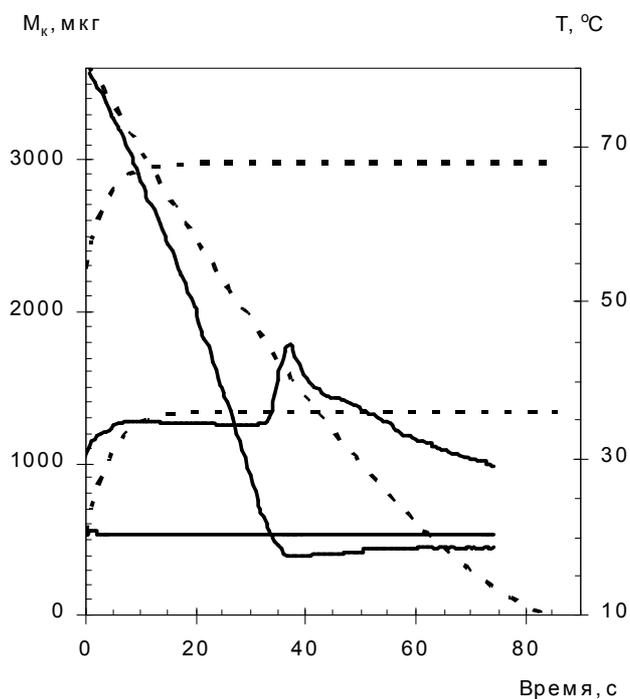


Рис 6 Расчетные и экспериментальные значения изменения массы и температуры капли TiCl_4 при испарении в атмосфере с влажностью 75 %. Расчетные значения обозначены пунктирными кривыми.

На рис. 3 видно, что численные значения скорости испарения и температуры капли достаточно хорошо совпадают с экспериментально полученными.

На рис. 4 показано, что в начальный момент времени происходит увеличение радиуса зоны химической реакции, связанное с увеличением концентрации паров капли при ее разогреве. Увеличение радиуса самой капли за счет разогрева не происходит (уменьшение радиуса за счет испарения происходит быстрее, чем увеличение вследствие разогрева).

Хорошее совпадение расчетных и экспериментальных значений происходит для $TiCl_4$ во всем диапазоне рассмотренной влажности, а для $SnCl_4$ при значениях влажности меньших 33 %. Расчетная скорость испарения $SnCl_4$ при значениях влажности больших 33 % и $SiCl_4$ в 1,5 ÷ 2 раза меньше экспериментально полученной (см рис 5 - 6). Мы считаем, что увеличение скорости испарения происходит за счет возникновения в зоне химической реакции конвективных потоков, которые уменьшают радиус зоны и увеличивают скорость испарения.

Самосогласованность системы

Самосогласованность системы, то есть взаимосвязь температуры в зоне химической реакции с температурами капли, среды, концентрацией добавки и тепловым эффектом реакции, осуществляется за счёт парциального давления паров капли. Чем выше температура в зоне реакции, тем выше и парциальное давления паров, которые, в свою очередь, связаны с радиусом зоны химической реакции. Благодаря этой взаимосогласованности процесс испарения с начального уровня всегда выходит на стационарное состояние, которое и поддерживается до конца процесса. Это можно видеть на экспериментальных кривых. Вследствие взаимосогласованности мы считаем этот процесс квазистационарным и пользуемся стационарными уравнениями тепло- и массопереноса. В последующей публикации мы собираемся более подробно рассмотреть вопрос об обосновании квазистационарности процесса испарения капли в реагирующей среде.

ВЫВОДЫ

1. На основе простой модели, основанной на уравнениях тепло- и массообмена, определены параметры зоны химической реакции (её температура и радиус). Выведены выражения для профилей концентрации и температуры в зависимости от концентрации вещества добавки в газовой фазе.
2. Предложена система уравнений, позволяющая рассчитать скорость испарения и температуру капли с начального момента времени, при заданных условиях: начальной температуре капли, температуре среды и концентрации вещества добавки.
3. Сравнение экспериментальных значений с расчетными позволяет сделать вывод, что рассмотренный механизм испарения имеет место в тех случаях, когда зона химической реакции не сильно изменена конвективным потоком.
4. На основе рассмотренных механизмов испарения возможно дальнейшее изучение процессов, происходящих при испарении капли в реагирующей среде.

Литература

1. Варшавский Г.А. // Тр. НИИ-1. – 1945. – № 6.
2. Франк – Каменецкий Д.А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. – М.: Наука. – 1967. – 491с.
3. Godsave G.A.E. // Proc. 4th Sympos. (Intern.) on Combustion. Baltimore, Md.: Williams and Wilkins Co. – 1953. – P. 818.
4. Spalding D.B. // Proc. 4th Sympos. (Intern.) on Combustion. Baltimore, Md.: Williams and Wilkins Co. – 1953. – P. 847.
5. Фукс Н.А. Испарение и рост капель в газообразной среде. – А.Н. СССР. М. – 1958.
6. Нужный В.М., Курлянд В.М., Пачина Т.В., Минашкин В.М. Колл. журнал. Исследование скорости испарения и конденсационного роста капель в реагирующих газовых средах – 1989 г. – Т. 51, № 2. – С. 163.

Ю.І. Обвінцев, В.М. Мінашкін, В. М. Нужний.

Випаровування краплі в атмосфері, що містить хімічно активні добавки

АНОТАЦІЯ

Розглянутий дифузійний механізм квазістаціонарного випаровування одичної сферичної краплі в реагуючому середовищі. Одержані аналітичні вирази, що дозволяють встановити профіль концентрації і температури від поверхні краплі до зони реакції і від зони реакції в навколишнє середовище. Виведені вирази для часу випаровування краплі, температури і радіусу зони хімічної реакції залежно від концентрації реагенту в газовій фазі. Одержані вирази для швидкості випаровування краплі і її температури залежно від фізико-хімічних властивостей речовини краплі і концентрації домішки в газовій фазі. Проте, швидкість випаровування, одержана по квазістаціонарному дифузійному механізму, приблизно в $1,5 \div 2$ рази нижче, ніж одержана експериментально, що говорить про необхідність обліку конвективного теплообміну в подібного роду процесах.

Ju.I. Obvintsev, V.M. Minashkin, V.M. Nuzhny.

Evaporation of a drop in an atmosphere containing the chemically active additives

SUMMARY

A diffuse quasistationary model of evaporation of a single spherical drop in reactive medium was considered. Analytical dependencies of time of evaporation of a drop and of temperature and radius of chemical reaction zone on concentration of a reagent in the gas phase were deducted. Dependencies of the rate of evaporation of a drop and of temperature of a drop on physicochemical properties of the substance of a drop and on concentration of impurity in gas phase were obtained.

ТЕПЛОМАССОБМЕН

УДК 536.46:662.612

С.Г. Орловская, В.В. Калинин, О.Н. Зуй, М.Н. Чесноков

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

Тепломассообмен и кинетика химических превращений монодисперсной газозвеси пористых углеродных частиц с учетом стефановского течения

Исследованы нестационарный тепломассообмен и кинетика химических превращений монодисперсной газозвеси пористых углеродных частиц с учетом стефановского течения. Приведен анализ влияния внутрипористого реагирования на характеристики высокотемпературной стадии (время горения, максимальная температура частиц), период индукции и критические параметры самопроизвольного потухания частиц в газозвеси (критические диаметр и плотность углеродной частицы).

Исследование устойчивых режимов высокотемпературного тепломассообмена (ТМО) и кинетики химических превращений частиц углерода и металлов в условиях газозвеси является актуальной задачей, что связано с необходимостью разработки эффективных методов использования дисперсных систем в различных технологических процессах. Важной задачей есть управление процессом горения диспергированного топлива с помощью изменения режимных параметров с целью создания ресурсосберегающих и экологически чистых технологий переработки топлив. В связи с этим очень важным, с точки зрения охраны окружающей среды, есть исследование критических режимов самопроизвольного потухания, которые определяют полноту преобразования топлив в реакционных камерах, так как не переработанные частицы угля выбрасываются в атмосферу и создают экологически опасную ситуацию.

Углеродная частица прорезана огромным количеством микротрещин и пор, которые, соединяясь между собой, образуют большую внутреннюю поверхность [1 – 4]. Кислород проникает в поры и при определенных температурах вступает в химическую реакцию с углеродом. Поэтому горение углеродных частиц обусловлено химическим реагированием, как на внешней поверхности частицы, так и внутри – на поверхности пор.

Целью работы является исследование влияния внутреннего реагирования на характеристики высокотемпературного тепломассообмена, критические режимы воспламенения и потухания газозвесей углеродных частиц при различных массовых концентрациях топлив.

В условиях газозвеси нестационарный тепломассообмен и химическое превращение частиц происходят при изменяющихся с течением времени температуры газа и концентрации кислорода. Химическое взаимодействие углеродной

частицы с кислородом сухого воздуха можно представить в виде двух параллельных гетерогенных реакций [1]:



Процессы, происходящие в пограничном слое вблизи горячей поверхности, наиболее просто учитываются в пределах теории приведенной пленки. Считается, что в пределах условной пограничной пленки осуществляется только молекулярный перенос. В связи с этим основной газовой поток однороден и в областях, близких к приведенной пленке, отсутствуют градиенты температуры и парциальных давлений. Пользуясь понятием приведенной пленки, определим критерий Нуссельта, задающий условия теплообмена между частицей и газом, с учетом стесненности газозвеси:

$$Nu = 2 \left(1 - \frac{d}{d_{cell}} \right)^{-1}, \quad d_{cell} = \left(\frac{6}{\pi C_N} \right)^{1/3}, \quad C_N = \frac{N}{V_g},$$

где d_{cell} - диаметр газовой ячейки, окружающей каждую отдельную частицу, м; d - диаметр частицы, м; V_g - объем газозвеси, м³; N - число частиц, C_N - численная концентрация частиц в газозвеси, м⁻³ при $d_{cell} \gg d$, $Nu = 2$.

При $Bi \ll 1$ уравнение нестационарной теплопроводности для углеродной частицы, на поверхности которой протекают параллельные экзотермические химические реакции (I) и (II) и осуществляется конвективно-молекулярный теплообмен с газовой фазой и излучением со стенками реакционной установки, принимает вид:

$$\frac{c\rho d}{6} \frac{\partial T}{\partial t} = q_{ch} - q_{\lambda, sf} - q_w, \quad T(t=0) = T_b, \quad (1)$$

где c - удельная теплоемкость частицы, Дж/кг К; ρ - плотность частицы, кг/м³; T , T_b - соответственно, текущая и начальная температуры частицы, К; t - время, с; q_{ch} - суммарная плотность химического тепловыделения на поверхности и в порах частицы, Вт/м²; $q_{\lambda, sf}$ - плотность теплового потока, молекулярно-конвективным путем и стефановским течением, Вт/м²; q_w - плотность теплового потока излучением от частицы к стенкам реакционной установки, Вт/м².

Суммарная плотность химического тепловыделения состоит из плотностей тепловыделения за счет химических реакций на внешней $q_{ch,s}$ и внутренней $q_{ch,v}$ поверхностях частицы:

$$q_{ch} = q_{ch,s} + q_{ch,v}. \quad (2)$$

Плотности химического тепловыделения в результате поверхностного и внутреннего реагирования определяются концентрациями кислорода на поверхности и в объеме частицы:

$$q_{ch,s} = (Q_1 k_1 + Q_2 k_2) \rho_g C_{O_2,s}, \quad q_{ch,v} = (Q_1 k_1 + Q_2 k_2) \rho_g \langle C_{O_2} \rangle_v \frac{F_v d}{6}, \quad (3)$$

$$k_1 = k_{01} \exp\left(-\frac{E_1}{RT}\right), \quad k_2 = k_{02} \exp\left(-\frac{E_2}{RT}\right),$$

$$\rho_g = \rho_{g0} \frac{T_0}{T_*}, \quad T_* = \frac{T + T_g}{2},$$

где Q_1, Q_2 – тепловые эффекты химических реакций (I) и (II), рассчитанные на единицу массы кислорода, Дж/кг O_2 ; k_1, k_2 – константы скоростей химических реакций (I) и (II), м/с; ρ_g – плотность газовой смеси, кг/м³; ρ_{g0} – плотность газовой смеси при T_0 ; $C_{O_2,s}$ – относительная массовая концентрация кислорода на поверхности углеродной частицы; $\langle C_{O_2} \rangle_v$ – среднее по объему частицы значение концентрации кислорода; F_v – удельная поверхность пор, м⁻¹; k_{01}, k_{02} – предэкспоненциальные множители для (I) и (II) реакций, м/с; E_1, E_2 – энергии активации для (I) и (II) реакций, Дж/моль; $R = 8,31$ – универсальная газовая постоянная, Дж/моль К; T_g – температура газа, К.

В [5, 6] показано, что средняя по объему относительная концентрация кислорода определяется через значение концентрации окислителя на поверхности частицы

$$\langle C_{O_2} \rangle_v = C_{O_2,s} \frac{k_v}{(k_1 + k_2) F_v d} \frac{6}{r_s}, \quad k_v = \frac{D_v}{r_s} (Se_v \text{cth} Se_v - 1), \quad Se_v = \sqrt{\frac{(k_1 + k_2) d^2 F_v}{4D_v}}, \quad (4)$$

где k_v – эффективная константа внутреннего реагирования, м/с; Se_v – критерий Семенова; D_v – коэффициент внутренней диффузии, м/с².

Подставив (4) в (3) и учитывая (2), получим

$$q_{ch,v} = \rho_g C_{O_2,s} (k_1 Q_1 + k_2 Q_2) P_v, \\ q_{ch} = (k_1 Q_1 + k_2 Q_2) (P_v + 1) \rho_g C_{O_2,s}, \quad P_v = \frac{k_v}{k_1 + k_2}, \quad (5)$$

где P_v – величина, которая учитывает внутреннее реагирование.

С появлением на поверхности углеродной частицы новых масс газообразных продуктов химических реакций (I) и (II), возникает стефановское течение, которое приводит к появлению дополнительного массового и теплового потоков, направленных от поверхности частицы. В работах [6 – 8] показано, что высокотемпературный теплообмен и химическое превращение углеродных частиц в воздухе нужно рассматривать с учетом стефановского течения на их поверхностях.

При химических реакциях на поверхности частицы потоки исходных веществ к поверхности и потоки продуктов реакции от поверхности связаны стехиометрическим соотношением. Инертные газообразные вещества, которые не участвуют в процессе, не должны перемещаться в направлении, нормальном к поверхности, на которой протекает процесс. В этом направлении суммарное давление компонент должно сохраняться неизменным. При этих условиях могут быть найдены направление и скорость стефановского течения.

Концентрация кислорода на поверхности частицы $C_{O_2,s}$ находится из равенства плотности массового потока кислорода суммарной скорости внешнего и внутреннего реагирования по кислороду

$$C_{O_2,s} = \frac{\beta}{\beta + (k_1 + k_2 + U_{sf})(P_v + 1)} C_{O_2,\infty}, \quad U_{sf} = \frac{M_C}{M_{O_2}} (k_1 + 2k_2) C_{O_2,\infty}, \quad (6)$$

где U_{sf} - скорость стефановского течения при протекании химических реакций в кинетической области для сплошной частицы, м/с; $C_{O_2,\infty}$ - относительная массовая концентрация кислорода в газе, окружающем частицу; M_C , M_{O_2} - молярные массы углерода и кислорода, кг/моль; β - коэффициент массообмена неподвижной частицы, м/с.

Подставив (6) в (5), определим суммарную плотность химического тепловыделения

$$q_{ch} = (Q_1 k_1 + Q_2 k_2) \rho_g C_{O_2,\infty} (P_v + 1) \left(\frac{(k_1 + k_2 + U_{sf})(P_v + 1)}{\beta} + 1 \right)^{-1}. \quad (7)$$

В [6] получено выражение для плотности теплового потока на поверхности частицы $q_{\lambda, sf}$, которая определяется молекулярно-конвективным механизмом переноса тепла q_λ и переноса тепла стефановским потоком q_{sf} :

$$q_{\lambda, sf} = \alpha \left[(T - T_g) + \frac{\xi_{sf}}{2} (T + T_g) \right], \quad \alpha = \frac{Nu \lambda_g}{d}, \quad (8)$$

$$\xi_{sf} = \frac{U_{sf} (P_v + 1)}{\beta + (k_1 + 2k_2 + U_{sf})(P_v + 1)}, \quad \lambda_g = \lambda_{g0} \left(\frac{T_*}{T_0} \right)^{0.75},$$

где λ_g - коэффициент теплопроводности газа, Вт/м К; λ_{g0} - коэффициент теплопроводности при T_0 ; ξ_{sf} - безразмерная скорость стефановского течения на поверхности частицы; α - коэффициент теплообмена частицы, Вт/м²К.

Проведем оценку роли теплопередачи излучением от частиц к стенкам реакционной установки так, как это сделано в [9]:

$$\alpha_w \sim \sigma T^3 \frac{\ell}{L},$$

где α_w - эффективный коэффициент теплоотдачи излучением, Вт/м² К; $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8}$ Вт/м² К⁴ - постоянная Стефана - Больцмана; L - характерный размер сосуда (в данном случае это диаметр газозвеси $L = dg$); ℓ - длина свободного пробега излучения зависит от диаметра и массовой концентрации частиц:

$$\ell \sim d \left(\frac{\rho}{\rho_g} \right) (B^{-1} - 1), \quad B = \frac{Nm}{Nm + m_g},$$

где B - относительная массовая концентрация топлива; m - масса частицы, кг; m_g - масса газа в объеме газозвеси, кг.

Если $\ell \leq d_g$, то теплообмен излучением каждой отдельной частицы со стенками необходимо учитывать в следующем виде:

$$q_w = \varepsilon_{ef} \sigma (T^4 - T_w^4), \quad \varepsilon_{ef} = \varepsilon (1 - \exp(-\ell/d_g)),$$

где q_w – плотность теплового потока излучением на поверхности частицы, Вт/м²; ε_{ef} – эффективный коэффициент интегральной излучательной способности; ε – коэффициент черноты углерода; T_w – температура стенок реакционной установки, К; d_g – диаметр газозвеси, м.

Проведенные оценки показали, что для исследуемых размеров газозвеси ($d_g = 0.1$ м) и относительных массовых концентраций углеродного топлива, рассматриваемых нами, $B = 1.4 \cdot 10^{-3} \div 0.23$, отношение $\frac{\ell}{d_g}$ лежит в пределах

1000 ÷ 30. Следовательно, тепловой поток излучением с единицы поверхности частицы к стенкам реакционной установки определим в виде:

$$q_w = \varepsilon \sigma (T^4 - T_w^4). \quad (9)$$

Временные зависимости диаметра и плотности пористой частицы представим в виде [6]:

$$-\frac{1}{2} \frac{\partial(d)}{\partial t} = \frac{M_c}{M_{O_2}} (k_1 + 2k_2) C_{O_2,s} \rho_g, \quad d(t=0) = d_b, \quad (10)$$

$$-\frac{1}{6} d \frac{\partial(\rho)}{\partial t} = \frac{M_c}{M_{O_2}} (k_1 + 2k_2) C_{O_2,s} P_v \rho_g, \quad \rho(t=0) = \rho_b, \quad (11)$$

где d_b – начальный диаметр частицы, м; ρ_b – начальная плотность частицы, кг/м³.

Дифференциальное уравнение, задающее временную зависимость температуры газа, записывается с учетом теплообмена газа с частицами и окружающей средой:

$$c_g \rho_g \frac{\partial T_g}{\partial t} = \alpha S C_N \left[(T - T_g) + \frac{\xi_{sf}}{2} (T + T_g) \right] - \alpha_g F_g (T_g - T_{g\infty}), \quad T_g(t=0) = T_{g\infty}, \quad (12)$$

$$\alpha_g = \frac{Nu_g \lambda_g}{d_g}, \quad F_g = \frac{S_g}{V_g},$$

где c_g – удельная теплоемкость газа, Дж/кг К; $T_{g\infty}$ – температура газовой среды, окружающей газозвесь, К; α_g – коэффициент теплообмена газозвеси с окружающей средой, Вт/м²·К; Nu_g – критерий Нуссельта, задающий теплообмен газозвеси с окружающей средой; (для неподвижной газозвеси $Nu_g = 2$); F_g – удельная поверхность газозвеси, м⁻¹; S, S_g – поверхность частицы и газозвеси, м².

Масса кислорода в объеме газозвеси уменьшается в результате потребления его в химических превращениях на поверхности частиц. Для открытой газозвеси, при наличии внешнего массообмена между ее поверхностью и окружающей средой, уравнение временной зависимости концентрации кислорода можно записать в виде:

$$-\frac{\partial C_{O_2}}{\partial t} = C_N S C_{O_2,s} (k_1 + k_2 + k_v) - F_g \beta_g (C_{O_2,\infty} - C_{O_2}), \quad C_{O_2}(t=0) = C_{O_2,\infty}, \quad (13)$$

$$\beta_g = \frac{\text{Nu}_g D_g}{d_g}, \quad D_g = \frac{\lambda_g}{c_g \rho_g},$$

где β_g - коэффициент массообмена газовой взвеси с окружающей средой, м/с.

Уравнения (1), (4), (6) – (13) описывают нестационарный высокотемпературный теплообмен и кинетику химического превращения в монодисперсной газовой взвеси пористых углеродных частиц с учетом внутреннего реагирования и стефановского течения на их поверхности. Решение представленной физико-математической модели позволяет проанализировать влияние внутрипористого реагирования, скорости стефановского течения, температуры газа и стенок реакционной установки на характеристики высокотемпературного теплообмена газовой взвеси частиц, определить критические параметры газовой взвеси, при которых происходит ее воспламенение и самопроизвольное потухание.

Рассмотрим монодисперсную газовую взвесь углеродных частиц заданной массовой концентрации. Массовая концентрация зависит от диаметра частиц и их численной концентрации.

$$C_m = \frac{1}{6} \pi \cdot d^3 \cdot \rho \cdot C_N.$$

Проанализируем влияние внутрипористого реагирования на характеристики высокотемпературного ТМО газовой взвеси углеродных частиц.

Расчеты проводились для антрацита марки АШ при следующих параметрах: $Q_1 = 12.34375 \times 10^6$, $Q_2 = 6.843750 \times 10^6$ Дж/кгO₂; $k_{01} = 1.3 \times 10^5$, $k_{02} = 4.5 \times 10^4$ м/с; $E_1 = 140030$, $E_2 = 154000$ Дж/моль; $F_v = 3 \times 10^7$ м⁻¹, $D_v = 7.5 \times 10^{-8}$ м²/с. Постоянные значения $\rho_{g0} = 0.277$ кг/м³; $\lambda_{g0} = 8.19 \times 10^{-2}$ Вт/(м·К) определялись для $T_0 = 1273$ К.

На рис. 1 изображены временные зависимости температуры, диаметра, производной температуры и плотности пористой и сплошной частиц, а также температура газа и концентрация окислителя на их поверхности для газовой взвеси с коэффициентом избытка кислорода в воздухе $\eta = 2.75$, указывающим на то, что кислорода в воздухе достаточно для полного сгорания углерода. Экстремумы на временных зависимостях производной от температуры частиц указывают на изменение режимов ТМО и кинетики химических реакций и определяют моменты воспламенения и потухания частиц. Когда производная dT/dt (рис. 1, в) достигает максимального значения (t_1) происходит воспламенение частиц, а время от момента ее нагрева до момента воспламенения определяется как период индукции, t_{ind} . После воспламенения температура частицы увеличивается, достигает максимального значения, а потом уменьшается вследствие перехода химической реакции в диффузионный режим протекания и увеличения теплового потока. Последний случай является причиной потухания частиц при достижении ими критического диаметра потухания d_E (рис. 1, б). В момент потухания теплотери от частицы максимально превышают теплоприход вследствие экзотермических химических реакций, поэтому в этот момент на-

блюдается минимум производной в области отрицательных значений (точка Е – точка потухания, рис. 1, в). Время от момента воспламенения (точка I) до момента потухания (точка Е) есть время горения частицы (рис. 1, в).

Из зависимости плотности частицы от времени, мы наблюдаем, что для пористой частицы в процессе горения уменьшается ее плотность, и в момент потухания возникает изгиб (точка Е) вследствие уменьшения скорости химической реакции. Но т.к. в данном случае внутренняя поверхность пор ($F_v = 3 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$) достаточно большая и температура частиц высокая, то протекание химической реакции в порах приводит к выгоранию углерода и дальнейшему уменьшению плотности. Для меньших значений F_v после потухания плотность уменьшается очень медленно. Таким образом, самопроизвольное потухание пористых частиц происходит вследствие достижения ее диаметром, плотностью, а, следовательно, и массой критических значений.

Из рис. 1, д видно, что температура газа в начальный момент на стадии воспламенения немного уменьшается из-за отдачи энергии холодным частицам газозвеси, а потом увеличивается в результате нагрева его химически реагирующими частицами.

Сравнивая зависимости для газозвеси пористых (кривые 1) и сплошных (кривые 2) частиц, мы видим, что период индукции газозвеси пористых частиц меньше в 1,5 раза периода индукции газозвеси сплошных частиц (рис. 1, а). Из зависимости $C_{O_2,s}(t)$ видно, что концентрация кислорода на поверхности частиц на стадии высокотемпературного ТМО уменьшается сильнее, вследствие выгорания его в порах (рис. 1, е).

Внутреннее реагирование приводит также к уменьшению диаметра частиц при потухании. Газозвесь пористых частиц с заданной F_v , в отличие от газозвеси сплошных, после момента потухания, выгорает больше вследствие уменьшения их плотности.

Проанализируем влияние начального диаметра частиц на период индукции и время горения газозвеси (рис. 2). Зависимость $t_{ind}(d)$ носит немонотонный характер (рис. 2, а). При уменьшении диаметра частиц период индукции уменьшается, достигает минимального значения, а затем увеличивается и при некотором критическом диаметре d_1 (критический диаметр воспламенения) стремится к бесконечности. Увеличение периода индукции слева от точки минимума связано с увеличением теплотерь молекулярно-конвективным путем при уменьшении диаметра частиц, справа – объясняется ростом теплотерь излучением и уменьшением коэффициента массообмена при увеличении диаметра частиц.

Сравнение представленных зависимостей для газозвесей пористых и сплошных частиц показывает, что период индукции с учетом внутреннего реагирования намного меньше. Газозвеси пористых частиц воспламеняются в 2 раза быстрее, чем соответствующие газозвеси сплошных частиц.

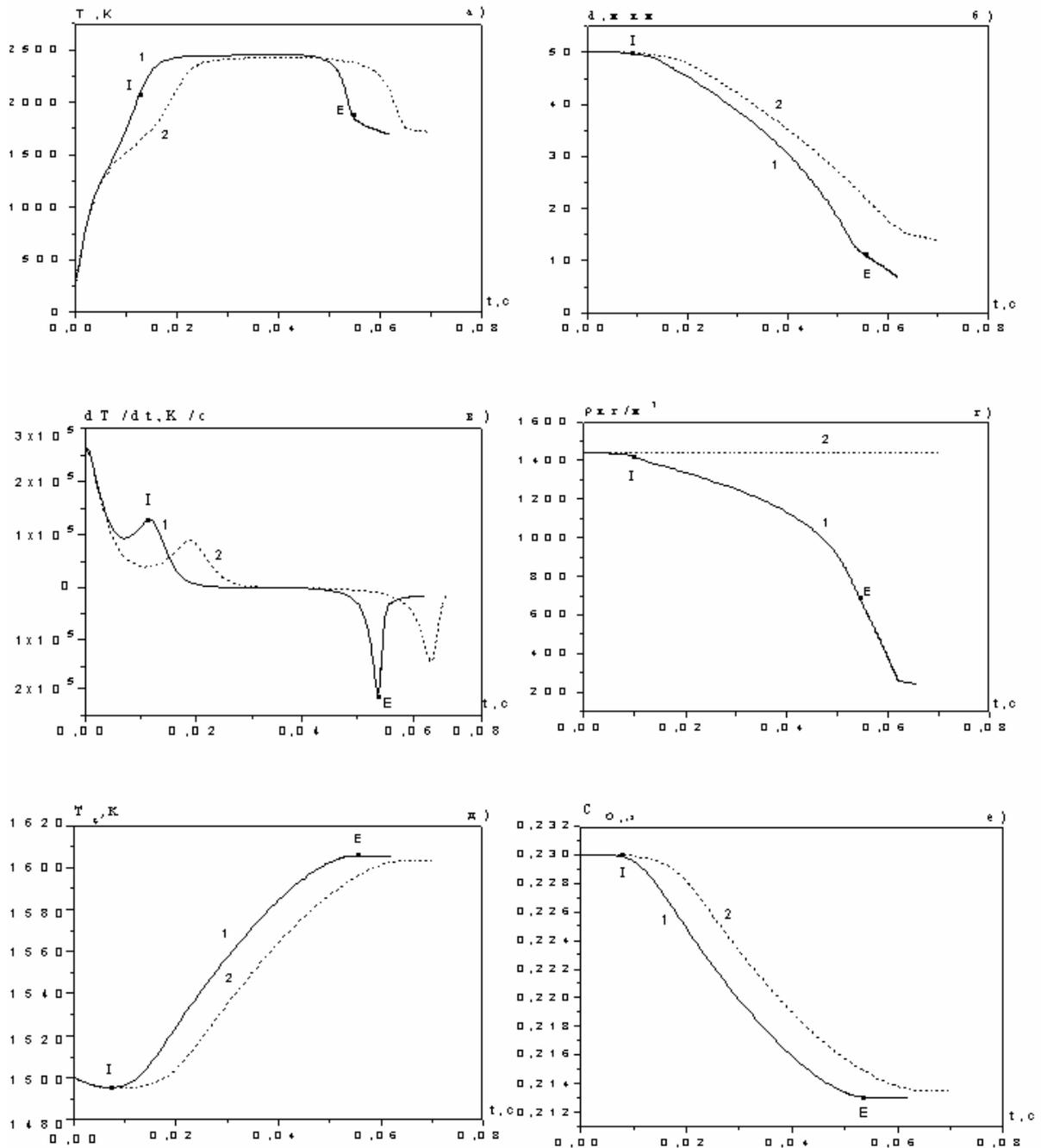


Рис. 1 Зависимости T , d , ρ , dT/dt , T_g , C_{O_2s} от времени, $d_b=50$ мкм, $T_{g\infty}=T_w=1500$ К, $C_N=1,9\cdot 10^7$ м⁻³, $C_{mb}=0,0144$ кг/м³, $F_v=3\cdot 10^7$ м⁻¹. 1 - газозвесь пористых частиц, 2 - газозвесь сплошных частиц.

Это объясняется влиянием дополнительного тепловыделения в порах, что приводит к увеличению суммарной плотности химического тепловыделения и в результате температуры частицы. По этой же причине критический диаметр воспламенения для газозвесей пористых частиц в 2 раза меньше, чем для сплошных.

Немонотонность наблюдается и на зависимостях времени горения от диаметра частиц (рис. 2, б). С ростом диаметра частиц (массовой концентрации) время горения увеличивается, достигает максимального значения, затем резко падает. Уменьшение времени горения после точки максимума связано с ростом крити-

ческого диаметра и критической массы, определяющих потухание частиц плотных газозвесей.

Время горения газозвесей пористых частиц всех начальных диаметров меньше времени горения газозвесей сплошных частиц. Данный результат является следствием увеличения суммарной плотности химического тепловыделения за счет химических реакций в порах на всех стадиях ТМО и химического реагирования частиц углерода. По этой же причине критический диаметр и масса пористых частиц при потухании меньше, чем сплошных (табл.).

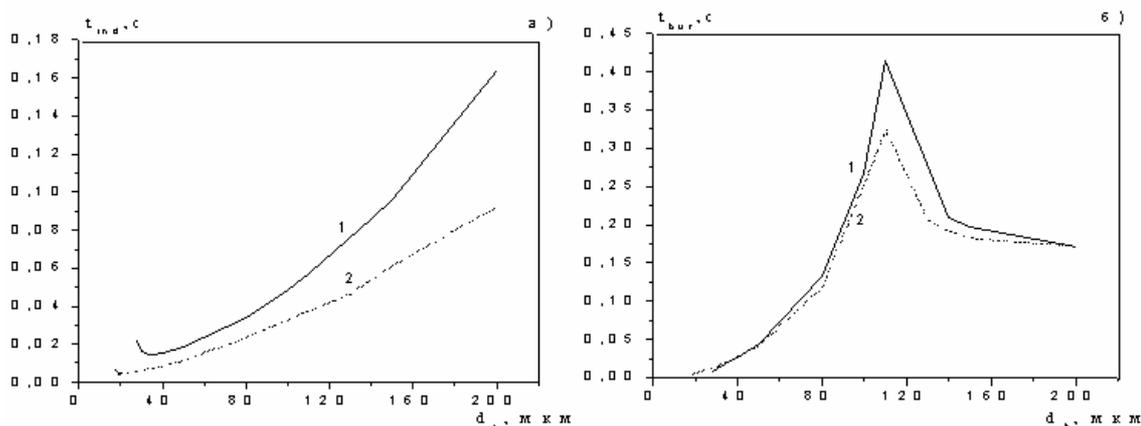


Рис. 2. Зависимость t_{ind} и t_{bur} от начального диаметра частиц газозвесей. $T_g = T_w = 1500$ К,

$$C_N = 1.9 \cdot 10^7 \text{ м}^{-3}, F_v = 3 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1},$$

1 – газозвесь сплошных частиц, 2 – газозвесь пористых частиц.

Таблица

Влияние внутрипористого реагирования на T_m , d_E и ρ_E газозвесей углеродных частиц при различных начальных массовых концентрациях (C_{mb}) для

$$T_{g\infty} = 1500 \text{ К}, F_v = 3 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}.$$

d_b , мкм		50	80	100
C_{mb} , кг/м ³		0.0019	0.0077	0.0150
T_m , К	пористые частицы	2459	2482	2451
	сплошные частицы	2425	2458	2441
d_E , мкм	пористые частицы	12.5	9.1	3.7
	сплошные частицы	15.6	11.4	6.5
ρ_E , кг/м ³	пористые частицы	725	525	301

Таким образом, показано, что внутрипористое реагирование приводит к существенному уменьшению периода индукции, времени горения, критического значения диаметра, ниже которого воспламенение газозвесей не происходит. Это объясняется увеличением суммарной плотности химического тепловыделения за счет дополнительного выделения тепла при протекании химических реакций в порах частиц. Установлено, что дополнительное тепловыделение в результате внутрипористого реагирования не приводит к существенному уве-

личению температуры горения (T_m) (рис 1 а, табл.). Это объясняется тем, что горение протекает во внешнем диффузионном режиме, в котором стефановское течение тормозит доступ кислорода к поверхности частицы и уменьшает внутреннюю энергию частицы.

Литература

1. Основы практической теории горения // Под. ред. Померанцева В.В. – Л.: Энергия, 1973. – 263 с.
2. Головина Е.С. Высокотемпературное горение и газификация углерода. – М.: Энергоатомиздат, 1983. – 173 с.
3. Виленский Т.В., Хзмалян Д.М. Динамика горения пылевидного топлива. – М.: Энергия, 1978. – 246 с.
4. Бабий В.И., Куваев Ю.Ф. Горение углеродной пыли и расчет пылеугольного факела. – М.: Энергоатомиздат, 1986. – 205 с.
5. Калинин В.В., Орловская С.Г., Гулеватая О.Н. Высокотемпературный теплообмен и самопроизвольное потухание пористой углеродной частицы в воздухе // Физика аэродисперсных систем. – 2002. – Вып. 39. – С. 138 – 146.
6. 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 -2001.- Вып.38. – С.158-169.
7. Калинин В.В., Орловская С.Г., Калинин А.И., Дубинский А.В. Теплообмен углеродной частицы с воздухом при учете стефановского течения и теплопотерь излучением // Теплофизика высоких температур. – 1996. – Т.34, №1. – С. 83 – 91.
8. Калинин В.В., Зуй О.Н., Орловская С.Г. Влияние температуры и диаметра пористых углеродных частиц на кинетику химических реакций и теплообмен с воздухом // Теплофизика высоких температур. – 2005. – Т.43, №5. – С.780 – 788.
9. Лисицын В.И., Руманов Э.Н., Хайкин Б.И. О периоде индукции при воспламенении совокупности частиц // Физика горения и взрыва. – 1971. – Т.7, №1. – С. 3 – 9.

С.Г. Орловська, В.В. Калінчак, О.М. Зуй, М.М. Чесноков

Тепломасообмін та кінетика хімічних перетворень монодисперсної газозависі поруватих вуглецевих часток з урахуванням стефанівської течії

АНОТАЦІЯ

Досліджені нестационарний тепломасообмін та кінетика хімічних перетворень монодисперсної газозависі поруватих вуглецевих часток з урахуванням стефанівської течії. Приведений аналіз впливу внутрішнього реагування на характеристики високотемпературної стадії (час горіння, максимальна температура частинок), період індукції та критичні параметри самовільного потухання частинок у газозависі (критичний діаметр та густину вуглецевої частинки).

S.G. Orlovskaya, V.V. Kalinchak, O.N. Zuj, M.N. Chesnokov

Heat- and mass- transfer and kinetics of chemical transformations of mono-disperse porous carbon particles gas mixture with account Stefan flow.

SUMMARY

Non – stationary heat- and mass- transfer at burning of porous carbon particles gas mixture was investigated. The ignition induction time, critical spontaneous extinction parameters and temperature of particles in carbon toreh were analysed. Stefan flow was taken into consideration.

Ф.Ф. Каримова, С.Г. Орловская, Т.В. Грызунова

Одесский национальный университет им. И. И. Мечникова

Влияние окисной пленки на излучательную способность вольфрамового проводника

Разработан метод определения цветовой температуры металлического проводника с использованием компьютерной обработки цифровых изображений. Определен коэффициент излучательной способности вольфрамового проводника на квазистационарной стадии окисления. Установлено, что оксидная пленка существенно меняет излучательные характеристики проводника.

На поверхности вольфрамового проводника, нагреваемого электрическим током, образуются оксиды со сложной структурой (иглы, дендриты, плоские кристаллиты, пористая оксидная пленка), причем в процессе окисления изменяется не только толщина оксидной пленки, но и ее структура. В ряде случаев можно говорить о существовании на поверхности проводника дисперсной фазы оксида, которая характеризуется фрактальной структурой и пространственной анизотропией, что существенно влияет на физико-химические свойства (в том числе оптические) окисленной поверхности металла. В настоящее время такие системы активно изучаются в качестве оптически селективных материалов для солнечных коллекторов и в системах энергосбережения («умные окна») [1]. Данные по спектральному коэффициенту излучательной способности в видимом диапазоне оксидов вольфрама и молибдена малочисленны и неоднозначны [2,3]. Поскольку излучательная способность тел в видимом диапазоне существенно зависит от состояния поверхности, она заметно изменяется в процессе окисления. Поэтому при исследовании высокотемпературного окисления металлических проводников необходимо определять $\epsilon(\lambda)$ in situ. Для решения этой задачи был использован метод оценки спектрального коэффициента излучательной способности по соотношению яркостной и цветовой температуры излучающей поверхности. Яркостную температуру в центральной зоне проводника измеряли с помощью яркостного пирометра ЭОП-68. Значение цветовой температуры определяли по отношению спектральных интенсивностей на длинах волн $\lambda_1 = 0.77$ мкм и $\lambda_2 = 0.59$ мкм. Выбор данного интервала спектра продиктован диапазоном измеряемых температур (от 1000°К до 1500°К). С помощью формулы Вина была рассчитана температурная зависимость отношения интенсивностей излучения на данных длинах волн: $R_0(T) = \lg[I(\lambda_1, T)/I(\lambda_2, T)]$. Она оказалась близкой к линейной в указанном диапазоне (Рис.1) и, следовательно, может быть использована для определения цветовой температуры по отношению интенсивностей.

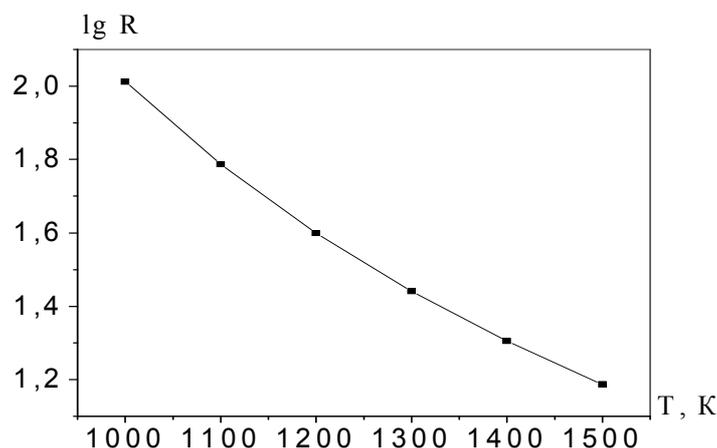


Рис. Температурная зависимость отношения спектральных интенсивностей (длины волн 0.77 мкм, 0.59 мкм)

Была разработана методика определения цветовой температуры излучателя с помощью компьютерной обработки цифровых изображений. Градуировочный график $R = f(T)$ был построен с использованием калиброванного источника излучения - пирометрической лампы. При фиксированном значении силы тока нить накала фотографировалась последовательно через красный и желтый светофильтр. Полученные изображения обрабатывали (медианная фильтрация и исключение теплового шума), и находили отношение сигналов. Полученная экспериментальная зависимость также близка к линейной.

Излучение проводника, нагреваемого током, регистрировалось с помощью камеры OLYMPUS 2500L, обработка кадров выполнялась в пакете MatLab 7.0. Для определения цветовой температуры проводника, окисляющегося в квазистационарном режиме, его последовательно фотографировали через узкополосные фильтры (красный и желтый), полученные изображения обрабатывали и определяли величину спектрального отношения R_{ex} . Затем по градуировочному графику находили соответствующее значение цветовой температуры. Если излучатель в рабочем интервале спектра можно считать серым, то есть $\epsilon(\lambda) \approx const$, то можно предположить, что цветová температура равна действительной, и оценить ϵ по следующей формуле:

$$\ln \epsilon(\lambda) = C_2 / \lambda \cdot (T_d^{-1} - T_{ярк}^{-1}).$$

Измерения яркостной и цветовой температуры были выполнены для квазистационарного режима окисления вольфрамового и молибденового проводников. Полученные данные приведены в таблице.

Таблица.

Соединение	$h_{ок}$, А	Диаметр, мкм	$T_{ярк}$, К	$T_{цв}$, К	ϵ
WO ₂	5.5	250	1238	1440	0.08
MoO ₂	6.7	300	1160	1315	0.11

Таким образом, на квазистационарной стадии окисления окисная пленка существенно уменьшает излучательную способность металлического проводника в видимом диапазоне. В момент образования сплошной пленки оксида, который соответствует выходу на квазистационарный режим окисления, яркостная температура проводника резко уменьшается примерно на 50°K , при этом электрическое сопротивление проводника, и, следовательно, его действительная температура остаются постоянными: $T=1320^{\circ}\text{K}$ для указанных в таблице условий. Мы использовали для неокисленного вольфрамового проводника табличное значение $\varepsilon(0.65) = 0.44$ и выполнили оценку изменения коэффициента излучательной способности в этот момент: $\varepsilon_{\text{ок}}(0.65) \approx 0.24$. При дальнейшем росте оксидного слоя коэффициент излучательной способности снижается до значения $\varepsilon_{\text{ок}}^{\text{к}}(0.65) \approx 0.08$. При столь малых значениях коэффициента излучательной способности метод яркостной пирометрии дает значительную погрешность, поэтому для определения действительной температуры окисленного проводника необходимо одновременно определять $\varepsilon(\lambda)$. Как известно, цветовая температура в общем случае ближе к действительной, поэтому можно измерять цветовую температуру проводника. Необходимо отметить, что интегральный коэффициент излучательной способности возрастает при образовании оксидного слоя и достигает значения $\varepsilon = 0.8$, соответственно возрастают теплотери излучением.

Таким образом установлено, что образование оксидного слоя на поверхности вольфрамового проводника резко меняет его излучательные характеристики: коэффициент излучательной способности в видимом спектре $\varepsilon(\lambda)$ резко уменьшается – от 0.44 до 0.08, в то время как интегральный коэффициент излучательной способности возрастает от 0.16 до 0.8. Данный факт необходимо учитывать при диагностике процесса окисления и расчете теплотерь излучением.

Литература

1. Niloy Mukherjee and Maggie Paulose. M. Fabrication of nanoporous tungsten oxide by galvanostatic anodization //J. Mater. Res. – Vol. 18 – №. 10. – Oct 2003
2. Jair Scarminio, Mário A. Bica de Moraes, Rafael C. E. Dias and oth.. Tungsten Oxide Films of High Electrochromic Efficiencies Obtained by Deposition// Electrochem. Solid-State Lett.– 2003 – V. 6. – Issue 6. – P. H9-H12
3. H. Oertel, W. Bauer. Spectral and total emissivities of bright and oxidized metals// Gerhard-Mercator-Universität Gesamthochschule Duisburg

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

**Вплив оксидної плівки на випромінюючу властивість
вольфрамового дротику.**

АНОТАЦІЯ

Розроблено метод визначення кольорової температури металевого дротику з використанням комп'ютерної обробки цифрового зображення. Визначено коефіцієнт випромінюючій властивості вольфрамового дротику на квазістаціонарній стадії окислення. Встановлено суттєвий вплив оксидної плівки на випромінюючі властивості вольфрамового дротику.

F.F. Karimova, S.G. Orlovskaya, T.V. Grizunova

Oxide film influence on emissivity of tungsten filament.

SUMMARY

Method of spectral ratio pyrometry was elaborated by use of digital imaging. Spectral emissivity of tungsten filament was defined on quasi-stationary oxidation stage. It was established that oxide film affected emissivity of filament dramatically.

С. Г. Орловская, Т.В. Грызунова, Ф.Ф. Каримова

Одесский национальный университет им. И. И. Мечникова

Экспериментальное исследование высокотемпературного окисления металлических проводников, нагреваемых электрическим током в воздухе

Электротермографическим методом изучен высокотемпературный тепломассообмен вольфрамовых и молибденовых проводников с воздухом. Установлена стадийность реализации высокотемпературных состояний исследуемых образцов. Определены критические значения силы тока, определяющие зажигание проводников различных геометрических размеров. Предложена методика определения градиента температуры по длине нагреваемых электрическим током проводников.

Оксиды вольфрама и молибдена обладают уникальными свойствами (электрохромизм, газохромизм), и являются перспективными материалами для микроэлектроники, солнечной энергетики, катализа. Для получения пленок оксидов тугоплавких металлов с регулируемыми свойствами используют, в частности, метод «горячей нити»: металлический проводник нагревается электрическим током в окислительной среде, образующиеся при этом оксиды испаряются с поверхности проводника и осаждаются на подложке.

В данной работе изучены закономерности высокотемпературного окисления вольфрамовых и молибденовых проводников электротермографическим методом. Сущность данного метода заключается в программированном нагреве металлических нитей электрическим током в газообразном окислителе [1, 2]. Полученные экспериментальные термограммы позволили проанализировать механизм последовательных стадий тепломассообмена и высокотемпературного окисления металлических проводников в воздухе при атмосферном давлении $P_{\text{атм}}=10^5$ Па. На рисунке 1 представлена термограмма нагрева вольфрамового проводника диаметром $d=70$ мкм, длиной $L=52$ мм, температура воздуха T_g в опытах достигала 292 К.

После включения источника тока температура проводника резко возрастает и достигает квазистационарного значения в т. А, которое определяется равенством джоулева тепловыделения и теплопотерь. Затем следует вторая относительно продолжительная стадия высокотемпературного тепломассообмена и окисления вольфрамового проводника до достижения температуры плавления его оксидов (точка В). На второй стадии температура проволоочки медленно возрастает, на поверхности проводника интенсифицируется химическая реакция окисления вольфрама. С ростом температуры скорость окисления увеличивается, что также ведет к постепенному возрастанию температуры проводника.

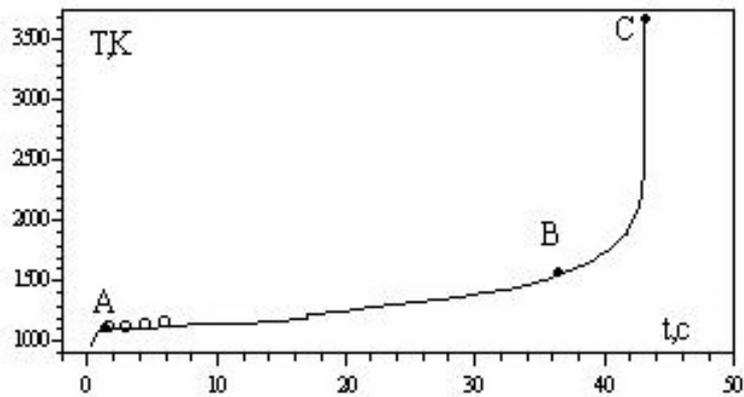


Рис.1. Временная зависимость температуры вольфрамового проводника.
 $d=70$ мкм, $L=52$ мм, $I=1.1$ А, $T_g=292$ К.
 _____ - электротермографический метод; ооо- пирометрический метод.

Процесс сублимации оксидов приводит к некоторому уменьшению толщины окисной пленки и, как следствие, возрастанию скорости окисления. Стадия II ограничивается температурой плавления оксида WO_2 (точка В). На последующей III стадии (кривая выше т.В) происходят процессы плавления и интенсивного испарения оксидной пленки с поверхности проводника. Толщина оксидной пленки уменьшается, возрастает поступление кислорода к поверхности металла, скорость окисления и температура проводника резко возрастают. Разрушение проводника связано с плавлением и испарением оксида, рекристаллизацией и, возможно, с плавлением самого металла.

Таким образом, нестационарный теплообмен и кинетику окисления вольфрамового проводника, нагреваемого электрическим током, можно представить в виде 3-х последовательных стадий: I – быстрый нагрев проводника до квазистационарной температуры; II – высокотемпературное окисление вольфрама до температуры плавления оксидной пленки; III – плавление и интенсивное испарение оксидной пленки, резкое увеличение скорости окисления и перегорание проводника.

Кружочками на зависимости $T(t)$ обозначена температура проводника, определенная с помощью яркостного пирометра. Наблюдается хорошее согласие результатов, полученных указанными двумя методами.

Анализ термограмм нагрева молибденового проводника показал, что высокотемпературное окисление и теплообмен вольфрамовых и молибденовых проводников протекает по разным механизмам, что связано с различием температур плавления и летучести оксидов данных металлов [2, 3]. Для молибдена первая стадия включает быстрый разогрев проволоочки электрическим током до квазистационарной температуры, образования оксидной пленки MoO_3 и ее плавление (рис.2). На второй, самой продолжительной стадии происходит медленное испарение оксидной пленки и достигается температура кипения оксида ($T_{кип} = 1553$ К). Третья стадия характеризуется быстрым разогревом про-

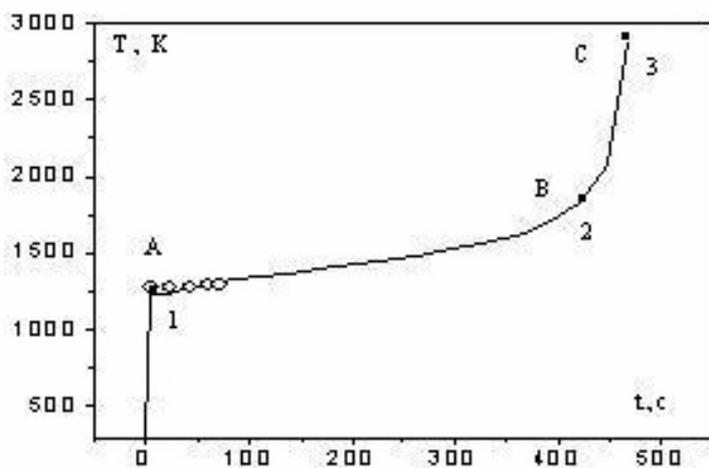


Рис.2. Временная зависимость температуры молибденового проводника.
 $d=300$ мкм, $L=100$ мм, $I=7$ А, температура воздуха $T_g=293$ К.
 _____ - электротермографический метод; ооо- пирометрический метод.

водника и его перегоранием.

В работе также исследованы стационарные режимы теплообмена молибденовых и вольфрамовых образцов с воздухом. В результате определены критические значения силы тока, при которых осуществляются высокотемпературные состояния проводников различных геометрических размеров. На рис. 3 представлены зависимости температуры T от значения силы тока I для молибденовой проволоки.

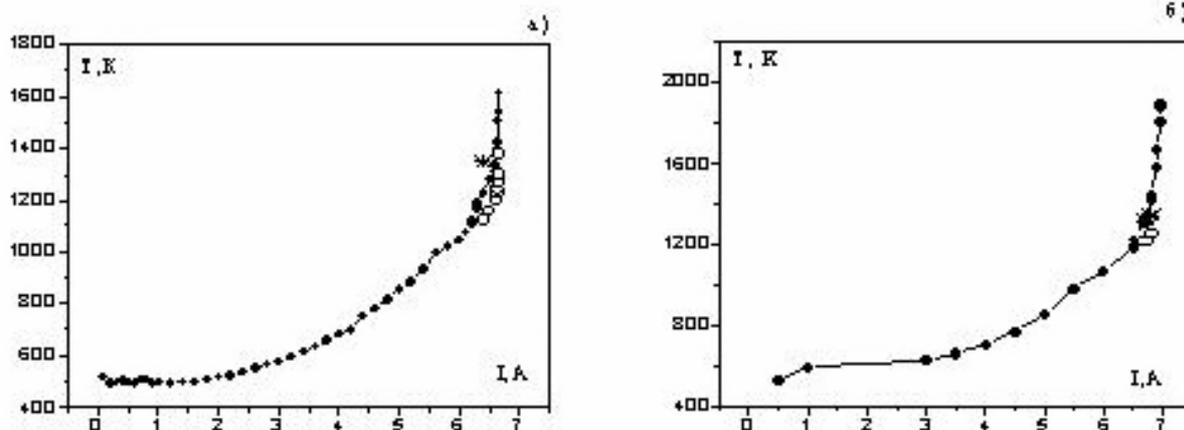


Рис.3. Зависимость стационарной температуры молибденового проводника ($d=300$ мкм) от силы тока,
 а) $L=60$ мм; б) $L=100$ мм. $T_g=292$ К. _____-электротермографический метод, ооо- яркостная пирометрия, *- цветовая пирометрия

Критическое значение силы тока, при котором еще не осуществляется переход на высокотемпературный режим для молибденового проводника ($d=300$ мкм, $L=60$ мм) равно 6.66 А (рис.3, а). Увеличение длины проводника приводит к возрастанию критического значения силы тока и для проводника диаметром $d=300$ мкм, длиной $L=100$ мм $I_{кр} = 7$ А (рис.3, б).

Для вольфрамовой проволоки диаметром $d=70$ мкм, длиной $L=52$ мм экспериментально найденное критическое значение силы тока, при котором еще не наблюдается переход в высокотемпературный режим, равно $1,02$ А, для проводника длиной $L=10,6$ см – $I_{кр} = 4,5$ А.

Методом относительной яркостной пирометрии получены распределения температуры по длине проводника при разных значениях силы тока (Рис.4). Для несветящихся участков проводника вблизи холодных контактов использована линейная аппроксимация. Установлено, что центральная часть проводника (около 50% длины) играет основную роль в высокотемпературном теплообмене. В этой области происходит интенсивное окисление и последующее испарение оксида, завершающееся перегоранием проводника.

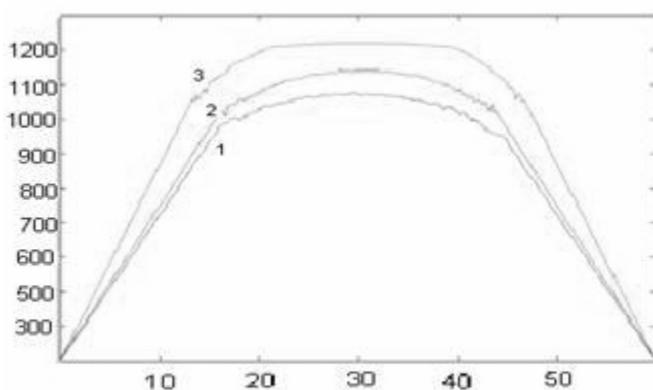


Рис.4. Распределение температуры по длине молибденового проводника $d=300$ мкм, $L=60$ мм, $T_g = 291$ К. 1- $I=6.3$ А, 2- $I=6.4$ А, 3- $I=6$.

Таким образом, экспериментально исследовано высокотемпературное окисление металлических проводников, нагреваемых электрическим током. Определены последовательные стадии процесса окисления. Выполнен анализ высокотемпературных режимов теплообмена. Найдены критические значения силы тока для проводников разных размеров.

Литература.

1. Kharatyan S.L., Chatilyan H.A.// Intern. J. of SHS. – 1999 – Vol. 8, №1. – P. 31.
2. Харатян, Чатилян. Закономерности тепловыделения при силицировании вольфрама в волне безгазового горения. // ФГВ. – 2000. – Т.36, №3. – С.65-71.
3. Самсонов Г.В. Физико-химические свойства окислов. Справочник. – М.: Металлургия, 1978. – 471 с.

4. Биркс Н, Майер Дж. Введение в высокотемпературное окисление металлов. – М.: Металлургия. – 1987. –90 с.

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

Експериментальне дослідження високотемпературного окислення металевих провідників, що нагріваються електричним струмом у повітрі.

АНОТАЦІЯ

Електротермографічним методом вивчено високотемпературний тепломасообмін вольфрамових і молібденових провідників з повітрям. Визначена стадійність в здійсненні високотемпературних станів досліджуваних зразків. Визначені критичні значення сили струму, що визначають запалення провідників різних геометричних розмірів. Знайдено градієнти температури по довжині провідників для різних значень електричного струму.

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

Experimental study of high-temperature oxidation of tungsten and molybdenum filaments..

SUMMARY

High-temperature heat and mass transfer during tungsten and molybdenum filaments oxidation was studied by electrothermography. It was established that the oxidation went by stages. DC critical values were defined for some filament dimensions. The method of temperature gradient determination was elaborated.

Ф.Ф. Каримова, С.Г. Орловская, В.В. Калинин, М.С. Шкороподо
Одесский национальный университет им. И.И. Мечникова

Исследование температурных полей излучающих объектов

Выполнен обзор современных методов диагностики температурных полей нагретых объектов. С помощью метода относительной яркостной пирометрии найдено распределение температуры по длине молибденового проводника, нагреваемого электрическим током. С помощью экспериментально найденной зависимости $T(x)$ удалось повысить точность электротермографического метода и оценить значение спектрального коэффициента излучательной способности ϵ_λ окисленной поверхности молибденового проводника.

Традиционные методы пирометрии дают возможность определять локальную температуру объекта (квасимонохроматический пирометр с исчезающей нитью) либо температуру, усредненную по области визирования (широкополосный пирометр) [1]. Чтобы получить распределение температуры по поверхности объекта необходимо последовательно сканировать ее, что возможно только в стационарном режиме.

В последнее десятилетие появились новые приемники излучения (ПЗС, КМОП), использование которых обеспечило качественно новый уровень диагностики, отличающийся быстродействием и высокой информативностью. Отметим следующие преимущества ПЗС матриц (линеек) по сравнению с традиционными приемниками излучения:

1. Высокая квантовая эффективность, достигающая 80% в видимом диапазоне.
2. Чрезвычайно широкий рабочий интервал длин волн $10 \text{ нм} \leq \lambda \leq 1000 \text{ нм}$.
3. Линейность отклика в широком диапазоне экспозиций.
4. Большой динамический диапазон, ограниченный, как правило, разрядностью АЦП.

Следует отметить основной недостаток приборов с зарядовой связью — это высокий уровень тепловых шумов, поэтому при регистрации удаленных и слабых источников матрицу необходимо охлаждать.

Современные ПЗС приемники излучения реализуются в виде линеек либо матриц, что позволяет регистрировать пространственное распределение яркости объекта. Чтобы осуществить переход от распределения яркости излучения по поверхности объекта к полю температур, требуется, во-первых, калибровка системы, а во-вторых, необходимы данные об излучательной способности ϵ_λ объекта. Конкретный метод расчета температуры по сигналу матрицы в каждом элементе изображения (пикселе) диктуется условиями и требованиями поставленной задачи. Рассмотрим конкретные примеры экспериментального определения температурных полей.

В работе [2] авторы находили температурный профиль по поверхности больших катодов (диаметром 6.5 и 8 дюймов), используемых в электронных пушках мощных рентгеновских источников. При рабочей температуре катода 1320°K плотность тока эмиссии, достигающая 10 А/см², ограничена пространственным зарядом и не зависит от небольших флуктуаций температуры (режим пространственного заряда). Однако при снижении локальной температуры плотность тока в данном месте будет определяться локальной температурой (температурный режим электронной эмиссии). Как известно, время жизни катода существенно зависит от его рабочей температуры – повышение средней температуры на 50° сокращает его в 4 раза. Поэтому важно обеспечить однородный фон температуры для реализации режима пространственного заряда по всей поверхности катода. Для контроля пространственной однородности температуры необходимо регистрировать малые перепады $\delta T \sim 15\text{K}$ при средней температуре поверхности $T=1320\text{K}$. Чтобы обеспечить высокую точность измерения температуры $\delta T/T \sim 1\%$, авторы использовали метод мультиспектральной пирометрии изображения на базе цифровой камеры Photometrics Star CCD и набора интерференционных фильтров: $\lambda=0.4; 0.45; 0.5$ мкм. Камера была прокалибрована по абсолютно черному телу и проверена линейность характеристики в полосе пропускания фильтра. Для достижения максимальной чувствительности измерений использовался коротковолновый фильтр $\lambda=0.4$ мкм. При компьютерной обработке кадров использовали формулу Планка и следующее соотношение между сигналом матрицы и яркостью объекта:

$$\text{NCS}(T) = \varepsilon \cdot K \cdot \int I(T, \lambda) \cdot R(\lambda) d\lambda, \quad (1)$$

где $\text{NCS}(T)$ – нормированный сигнал матрицы, отсчет/сек, K – постоянная калибровки, $I(T, \lambda)$ – интенсивность излучения по формуле Планка, $R(\lambda)$ – спектральная чувствительность камеры с фильтром.

Контроль методики производился с помощью двух яркостных пирометров (инфракрасного и оптического с исчезающей нитью). Разность температур, измеренных яркостным и инфракрасным пирометрами, не превышала 5°. Авторы также оценили погрешность, вызванную сферической абберацией и рассеянием излучения. Для этого регистрировали изменение сигнала камеры при небольшом смещении выходного отверстия черного тела относительно оптической оси системы. Было установлено, что соответствующая ошибка измерения температуры вблизи краев катода составляет +2° для шестидюймового катода и +3° для восьмидюймового.

Для практической оценки погрешности предложенного метода был построен профиль температуры с помощью яркостного пирометра. Было установлено, что расхождения между показаниями яркостного пирометра и температурой, рассчитанной по формуле (1), лежали в пределах +/- 8°. Таким образом, относительная погрешность метода не превышает 1%.

Kavner и Panego [3] решали задачу определения температурного профиля в алмазной ячейке, нагреваемой лазерным излучением. Градиент температуры при лазерном нагреве достигает 100° K/мкм: температура падает от максимального значения 3000°K на оси пучка до 1500°K на его периферии на расстоянии всего 15 мкм. Следовательно, для корректной диагностики требовалось, в пер-

вую очередь, высокое пространственное разрешение. Чтобы оценить методическую погрешность при определении радиального профиля температуры, авторы моделировали искажения исходного профиля за счет фонового излучения, хроматической аберрации, неточности юстировки. Был сделан вывод, что методическая погрешность минимальна при использовании метода относительной яркостной пирометрии, когда локальная температура определяется по отношению к максимальному значению в фокусе пучка.

В работе [4] описан метод пирометрии тонкой проволоочки (TFP – thin filament pyrometry) с использованием CCD приемника излучения для исследования температурного поля нестационарного диффузионного метановоздушного факела. Тонкую проволоочку карбида кремния ($d = 15$ мкм) помещали в различные зоны факела и регистрировали ее свечение с помощью цифровой камеры. При этом предполагалось, что проволоочка не искажает температурное поле факела, и ее излучение можно считать серым. В качестве реперной точки использовался сигнал матрицы, соответствующий наиболее горячей части факела с температурой 2000°K . Температуру в других зонах факела определяли методом относительных интенсивностей с использованием формулы Вина. Найденное таким образом распределение температуры было в хорошем согласии с данными, полученными с помощью термодатчика при учете теплопотерь излучением. Использование 16-разрядного АЦП и охлаждаемой матрицы позволило охватить диапазон температур от 1200°K до 2000°K при высокой точности измерений $\delta T \sim 1.5^\circ\text{K}$. Пространственное разрешение составило 100 мкм (что соответствует тепловому масштабу используемой нити), постоянная времени не превышала одной миллисекунды. Учет фонового излучения позволяет использовать данный метод при объемной доле частиц сажи не выше $1.8 \cdot 10^{-6}$. В работе приведены радиальные профили температур по высоте метановоздушного факела.

Приведенные примеры демонстрируют возможность реализации различных измерительных схем на базе ПЗС матриц в зависимости от конкретных требований к точности определения температуры, пространственному и временному разрешению.

Для получения оксидов тугоплавких металлов (W, Mo) в лабораторных условиях используют метод «горячей нити». Свойства получаемых оксидных пленок зависят от теплового режима и временных характеристик процесса. Исследование механизмов высокотемпературного теплообмена при окислении металлических проводников требует расчета следующих тепловых потоков: молекулярно-конвективного, радиационного, теплоотдачу через токоподводящие контакты, а также расчет плотности джоулевого тепловыделения. Для корректного расчета тепловых и временных параметров процесса окисления необходимо учитывать неоднородность температурного профиля по длине проводника. Отметим, что в условиях химической реакции зависимость $T(x)$ можно определить только экспериментально.

Высокотемпературное окисление молибденовых проводников (длина 60 или 100 мм, начальный диаметр от 100 до 300 мкм) контролировали электротермографическим методом [5]. Для определения зависимости $T(x)$ мы исполь-

зовали метод относительной яркостной пирометрии как наиболее точный и достаточно простой в реализации. Данный метод основан на прецизионном измерении температуры в центре проводника T_0 яркостным пирометром ЭОП 68 с одновременной регистрацией излучения проводника цифровой камерой OLYMPUS 2500L через интерференционный фильтр $\lambda=0.77$ мкм. Данная камера обладает хорошей чувствительностью в ближнем ИК-диапазоне, что позволяет регистрировать излучение при относительно невысоких температурах. Основная трудность заключалась в ограниченном динамическом диапазоне используемой камеры – глубина цвета 8 бит соответствует динамическому диапазону:

$$D = \lg (S_{\max}/S_n) = \lg (256/3) = 1.9 \text{ (дБ)},$$

что существенно ограничивает диапазон измерения температуры: $\Delta T \sim 150\text{K}$. Время экспозиции подбиралось таким образом, чтобы сигнал матрицы находился в области линейности. Полученные кадры обрабатывались в пакете MatLab 7.0.

Соотношение между сигналом матрицы в произвольной точке $S(x)$ и температурой $T(x)$ получено из формулы Вина:

$$1/T(x) = 1/T_0 + \lambda/C_2 \cdot \ln(S_0/S) \quad (2)$$

Таким образом, было получено распределение яркостной температуры $T(x)$ для светящейся части проводника. На концевых участках спад температуры аппроксимировали линейной зависимостью. Типичный профиль температуры приведен на рисунке. Температура в центральной зоне максимальна и достигает 1100-1400K в зависимости от силы тока и времени нагрева. Температуру вблизи медных контактов измеряли с помощью термопары, она близка к комнатной $T_{\min} \sim 300\text{K}$. Мы видим, что в центральной зоне проводника на зависимости $T(x)$ наблюдается плато. Выравнивание профиля происходит благодаря тому, что выше 1000K основную роль играют теплотери излучением: температура поверхности проводника лежит в пределах ($T_{\max} - 150\text{K}$, T_{\max}) почти на 90% его длины (Рис.1).

Погрешность метода можно оценить по следующей формуле:

$$\frac{\delta T_x}{T_x} = \sqrt{\left(\frac{\delta T_0 \cdot T_x}{T_0^2}\right)^2 + \left(\frac{\lambda \cdot k}{h \cdot c} \cdot \frac{T_x}{\sqrt{S_x}}\right)^2} \quad (3)$$

Высокая точность метода обеспечивается прецизионностью измерения максимальной температуры T_0 пирометром с исчезающей нитью и сильной зависимостью интенсивности излучения от температуры.

Для расчета действительной температуры необходимо знать спектральный коэффициент излучательной способности ϵ_λ . Однако в процессе окисления металлических проводников величина ϵ_λ в видимом диапазоне существенно меняется [4], так как существенно зависит от толщины оксидной пленки и стехиометрии оксида.

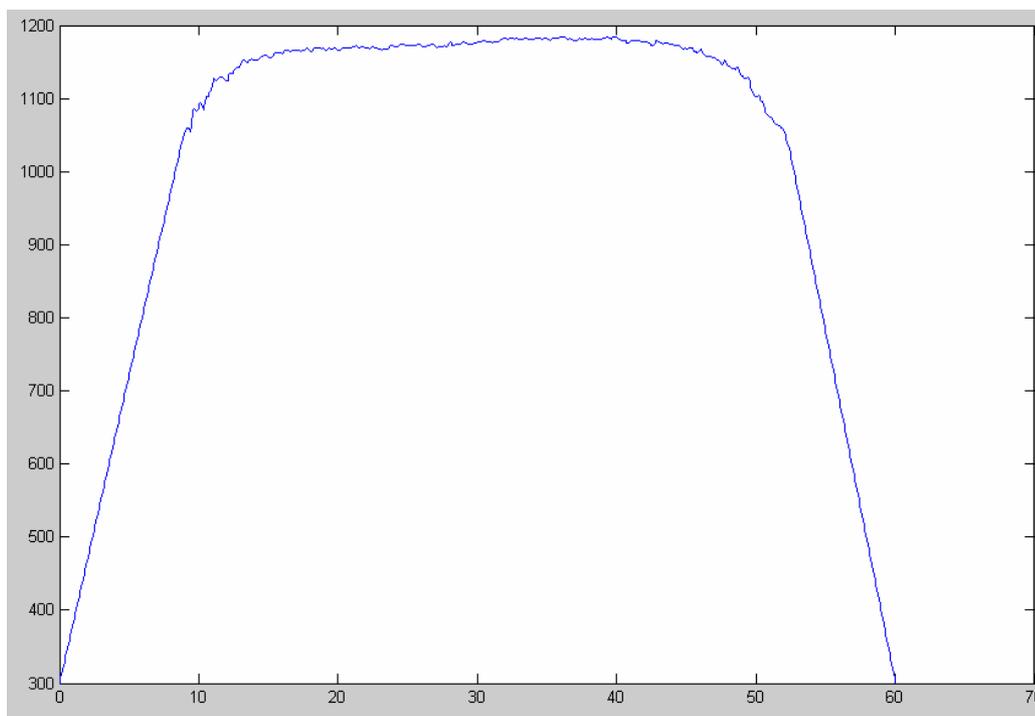


Рис.1. Распределение температуры вдоль вольфрамового проводника (L=60 мм, d=70 мкм)

Нам удалось оценить ε_λ по формуле

$$\ln \varepsilon = \frac{C_2}{\lambda} \cdot \left(\frac{1}{T_{el}} - \frac{1}{T_0} \right) \quad (4)$$

Установлено, что величина ε_λ (655 нм) снижается в процессе окисления проводника от 0.24 на начальной стадии до 0.08 для сильноокисленного проводника.

Литература

1. Температурные измерения. Справочник / Геращенко О.А., Гордов А.Н., Еремина А.К. и др. – Киев: Наук. Думка, 1989. –704 с.
2. David F. Simmons, Clifford M. Fortgang, David B. Holtkamp. Using Multispectral Imaging to Measure Temperature Profiles and Emissivity of Large Thermionic Dispenser Cathodes //DOE/ NV/11718—572.
3. Abby Kavner, Wendy R. Panero. Temperature gradients and evaluation of thermoelastic properties in the synchrotron-based laser-heated diamond cell//Physics of the Earth and Planetary Interiors. –2004. V143-144.– P. 527–539.
4. William M. Pitts. Thin filament pyrometry in flickering laminar diffusion flames//XXIV Symp. (Int.) on Combustion. The Combustion Institute, – 1996, – P.1171-1179.

Ф.Ф. Карімова, С.Г. Орловська, В.В. Калінчак, М.С. Шкороподо

Дослідження розподілу температури по поверхні випромінюючих тіл.

АНОТАЦІЯ

Проведено огляд сучасних методів діагностики розподілу температури по поверхні випромінюючих тіл. За допомогою методу відносної яркісної пірометрії визначено розподіл температури вздовж молібденового провідника. Одноразове споживання оптичного та електротермографічного методів дало змогу визначити ε_λ для окисленої поверхні молібденового дротику.

F.F. Karimova, S.G. Orlovskaya, V.V. Kalinchak, M.S. Shkoropado

Determination of temperature surface distribution of emitting objects.

SUMMARY

Methods of imaging pyrometry were reviewed. Temperature distribution $T(x)$ along electrically heated molybdenum filament was found by relative radiance pyrometry method. Accuracy of electrotermography was significantly improved by use of experimentally defined $T(x)$ dependence. Simultaneous use of relative radiance pyrometry and electrotermography made it possible to define ε_λ of oxidized molybdenum filament.

*А. Ю. Поповский**, *С.В. Кириян**, *Б.А. Алтоиз***, *А.Ф. Бутенко***

*Одесская национальная морская академия **,
*Одесский национальный университет***

Методика исследования оптической анизотропии неоднородных микронных прослоек

Описана методика исследования «щелевым световодом переменной толщины» двулучепреломления в микронных прослойках жидкости, содержащих оптически анизотропные слои. Проанализированы основные факторы, определяющие погрешности измерений.

В ряде случаев на фазовых границах немезогенных органических жидкостей возникают полимолекулярные ориентационно упорядоченные (как и в термотропных мезофазах) эпитропные жидкокристаллические (ЭЖК) слои [1], влияющие на процессы тепло- и массообмена в дисперсных системах [2]. В микронных прослойках смазки эти же слои играют существенную - антифрикционную роль в процессах граничного и полусухого трения [3] в триадах трения. В последнее время (например, введением сурфактантных добавок) свойствами ЭЖК слоев позволяет влиять на противоизносную способность смазочного материала. Поэтому установление наличия ЭЖК слоев и определение их параметров актуальны для решения прикладных задач в физике дисперсных систем и для анализа работы узлов трения [4]. Из экспериментальных методик исследования ЭЖК отметим калориметрические [5], реологические [3], а также наиболее информативные - спектральные [6] (измерение дихроизма электронных полос - собственных или «гостя»). Однако, упомянутые методики непригодны для экспресс анализа ввиду сложности в аппаратном обеспечении и трудоемкости.

Выгодно отличаются в этом отношении методы анализа двулучепреломления. Так, об ориентации анизотропных элементов в поверхностных слоях полимеров и об особенностях организации там пространственно ограниченного ориентационно упорядоченного состояния можно судить методом анализа характеристик поляризованного света, проходящего через пленку под углом [7]. Нормальная геометрия падения света позволяет получать информацию о структуре пристенных слоев методом «щелевого световода переменной толщины», что подробно описано в [8]. Роль «световода» в поляриметрической установке выполняет прослойка с ЭЖК слоями, которая вследствие ориентационной молекулярной упорядоченности последних, оптически анизотропная. Структурные свойства ЭЖК определяются по изменению величины двулучепреломления (ДЛП) Δn с толщиной прослоек. Измерение ДЛП для изучения структурных свойств материалов благодаря высокой чувствительности в настоящее время широко применяется [9]. Однако, стандартные поляриметрические устройства непригодны для изучения характеристик анизотропии неоднородных микрон-

ных прослоек влияния на них различных факторов. Поэтому вопрос о методической обеспеченности и, в частности, погрешностей измерений «щелевым световодом» достаточно актуален.

Описание микрополяриметрической установки. Метод основан на том, что с толщиной прослойки препарата изменяется относительная доля содержащихся в прослойке ЭЖК слоев общей толщиной d_s и, соответственно, величина Δn . Последняя определяется функцией пространственного распределения параметра порядка $S(z)$. С точностью до постоянного множителя, связанного с эффектом анизотропии локального поля на длине волны тестирующего светового зонда λ , можно записать:

$$\Delta n \sim \frac{1}{d_s} \cdot \int_0^{d_s} S(z) dz,$$

где ось z предполагается ориентированной перпендикулярно подложке.

Для экспериментального измерения ДЛП образец в микрополяриметрической установке ориентируется так, что его оптическая ось составляет некоторый угол с направлением светового вектора. Препарат освещается плоско поляризованным светом, который, после прохождения через исследуемую прослойку, преобразуется в эллиптически поляризованный. При этом степень эллиптичности (сдвиг фаз $\delta\psi$ между обыкновенным и необыкновенным световыми лучами) прямо пропорциональна величине оптической анизотропии. В случае если главная оптическая ось (ГОО) образца перпендикулярна направлению светового вектора (что обычно и реализуется в экспериментальных условиях) справедливо соотношение:

$$\Delta n = \frac{\lambda}{2\pi d_s} \cdot \delta\psi.$$

Из него следует, что метод позволяет установить такую структурную характеристику ЭЖК слоя как комплекс $\Delta n d_s$. Величина сдвига фаз $\delta\psi$ может быть с большой точностью измерена методом вращающегося компенсатора Сенармона (пластинки $\frac{1}{4} \lambda$).

Модель прослойки с двумя пристенными анизотропными слоями в ней толщиной d_s каждый и схема метода измерения оптической анизотропии, вносимая ими, представлена на рис.1. Как видно из рисунка, оптическая система состоит из «скрещенных» анализатора и поляризатора (расположенных под углом 90°). Между ними размещаются вращающийся компенсатор Сенармона (вносящий сдвиг фаз в $\delta\psi = \pi/4$) и анизотропный препарат. Им является симметрично ограниченная двумя твердыми подложками (из диэлектрика с проницаемостью ϵ^* или металла) прослойка жидкости (с проницаемостью ϵ) и анизотропными (с тензором ϵ_{ik}) ЭЖК слоями d_s , образованными на поверхностях подложек. Существующий в прослойке сдвиг фаз $\delta\psi$ зависит не только свойств ЭЖК слоя (ϵ_{ik} и d_s), но также от толщины прослойки и ее размера l в направлении луча. Препарат ориентирован так, что направление его ГОО должно составлять угол $\varphi = \pi/4$ с направлениями пропускания компенсатора и анализатора.

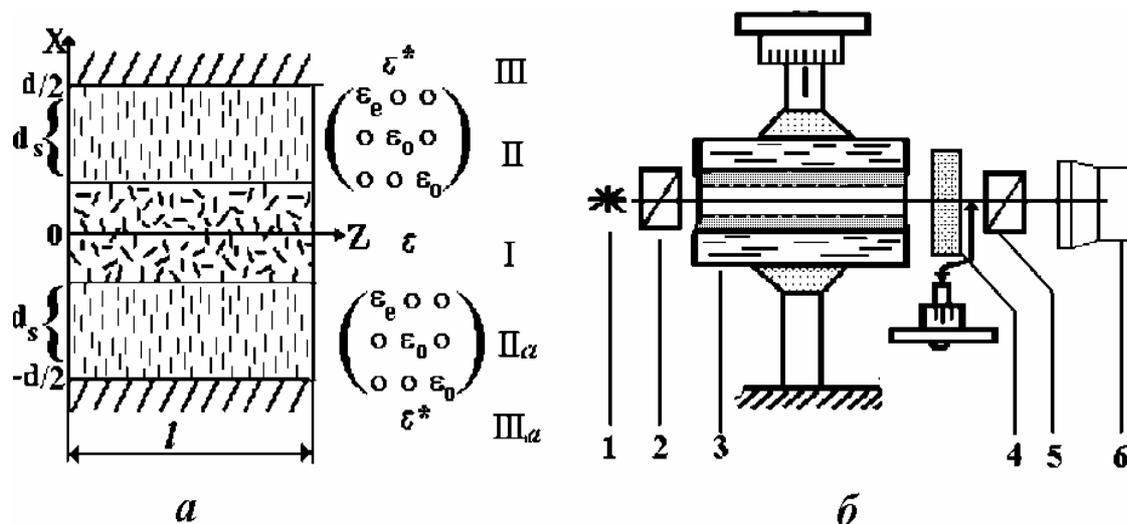


Рис.1. Схема структуры исследуемой анизотропной прослойки (а) и микрополяризметрической установки (б) по измерению индуцированной подложкой оптической анизотропии. 1 – источник света, 2 – поляризатор, 3- прослойка в щелевом световоде, 4 – компенсатор Сенармона с гониометром, 5 – анализатор, 6 – ФЭУ.

Стандартные компенсаторы Сенармона рассчитаны на проведение поляризметрических измерений на длинах волн D-линии натрия (589 нм) или на зеленой линии ртути (534 нм). Вносимая им величина сдвига фаз в $\pi/2$ определяется его толщиной, которая для компенсаторов – пластинок слюды, предназначенных для работы на D-линии натрия, составляет $h_k = 36$ мкм. Недостатком применяемого ранее [8] в описанном поляриметре в качестве источника осветителя (ртутная лампа со светофильтром) являлось то, что, начиная с толщины прослойки менее 10 мкм, интенсивность прошедшего через препарат света недостаточна для получения надежных результатов. Использование лазера приводит к необходимости изготовления нестандартного компенсатора. Например, для лазера с длиной волны света $\lambda = 640$ нм, соответствующая толщина слюдяной пластинки должна составлять $h_k = 39,1$ мкм [10].

Использование компенсатора толщиной $h = h_k + \Delta h$ или освещении исследуемого образца монохроматическим светом другой длины волны обуславливает наличие систематической погрешности в расчете величины сдвига фаз в образце по формуле.

Из других факторов, влияющих на систематическую погрешность определения степени эллиптичности проходящего света, отметим погрешности, обусловленные «позиционированием» исследуемого образца, а также погрешности, возникающие при измерениях как сдвига фаз вращающимся компенсатором, так и угла азимута гашения. Рассмотрим более подробно эти элементы.

Поляризованный свет попадает на компенсатор Сенармона, ГОО которого расположена под произвольным углом φ (см. рис.2а) к плоскости световой волны (вектор E). После прохождения компенсатора свет разбивается на два луча – обыкновенный – E' и необыкновенный E'' . Первый луч с модулем напряженности $E' = E \cdot \sin(\varphi)$ совершает колебания в направлении ГОО компенса-

тора (К) и фаза его не изменяется. У второго же луча с модулем $E'' = E \cdot \cos(\varphi)$ колебания происходят в плоскости перпендикулярной направлению ГОО компенсатора ($\perp K$) и потому эта волна приобретает дополнительный сдвиг фаз $-\pi/2$. Здесь и далее одним штрихом будем обозначать о-компоненту световой волны, а двумя штрихами её е-компоненту.

Каждый из двух лучей, направления колебаний светового вектора в которых происходит вдоль E' и E'' , испытывает двулучепреломление в исследуемом анизотропном объекте (рис.2б). Вследствие этого оба луча разбиваются на два луча – обыкновенные (E'_1 и E'_2) и необыкновенные (E''_1 и E''_2), колебания в которых совершаются вдоль направлений вдоль ГОО объекта (Об) и перпендикулярно этому направлению ($\perp Об$). При этом волна, соответствующая необыкновенным лучам, приобретает дополнительный сдвиг фаз $\delta\psi$.

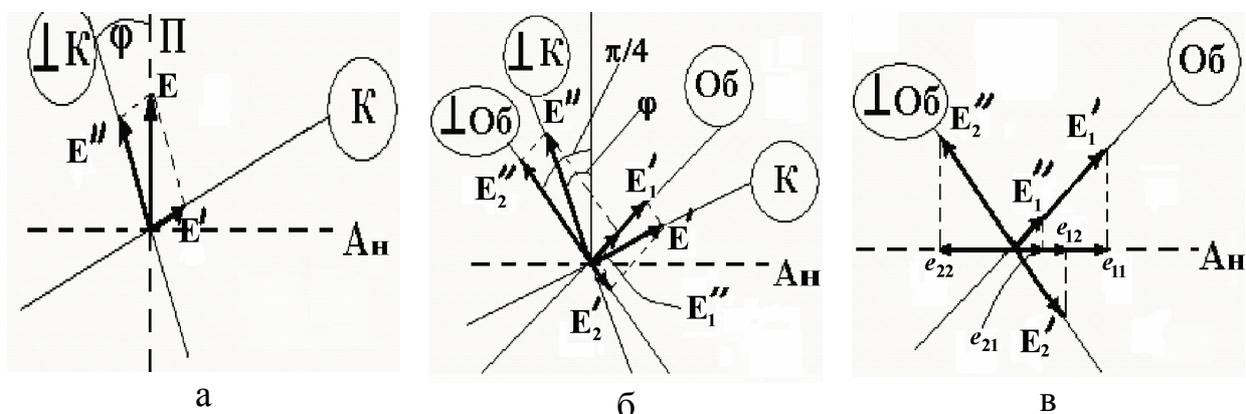


Рис. 2. К расчету амплитуд и фаз компонентов светового вектора при расположении исследуемого объекта и компенсатора между скрещенными николями.

Далее световая волна проходит через анализатор, действие которого соответствует проецированию всех четырех векторов (E'_1, E'_2, E''_1 и E''_2) на его направление пропускания (A_n), как это показано на рис. 2в. При этом колебания представленные каждым из этих четырех векторов сохраняют свою фазу, кроме вектора e_{22} , для которого (как это видно из рис. 2в) соответствующее колебание характеризуется появлением дополнительного сдвига фаз в π .

Интенсивность световой волны, прошедшей через образец, определяется как:

$$I(\varphi, \psi) = (e_{11x} + e_{12x} + e_{21x} + e_{22x})^2 + (e_{11y} + e_{12y} + e_{21y} + e_{22y})^2, \quad (1)$$

где значения соответствующих x- и y-компонентов вычисляются на основе выражений для модулей и фаз векторов, сведенных в таблице.

Процедура измерений предусматривает нахождение угла поворота φ_1 компенсатора, которое соответствует минимуму интенсивности проходящего света (т.н. азимут гашения). Для такого положения, очевидно, выполняется условие

$$\left. \frac{dI(\varphi, \psi)}{d\varphi} \right|_{\varphi=\varphi_1} = 0, \quad (2)$$

соответствующее тригонометрическому уравнению, решение которого устанавливает взаимосвязь углов φ_1 и ψ .

Таблица. Модули и фазы световых векторов на выходе исследуемой системы

Модуль		Фаза
$\begin{bmatrix} e_{11} \\ e_{12} \\ e_{21} \\ e_{22} \end{bmatrix} = E \cos\left(\frac{\pi}{4}\right) \cdot$	$\begin{bmatrix} \sin(\varphi) \cdot \cos\left(\frac{\pi}{4} - \varphi\right) \\ \sin(\varphi) \cdot \sin\left(\frac{\pi}{4} - \varphi\right) \\ \cos(\varphi) \cdot \sin\left(\frac{\pi}{4} - \varphi\right) \\ \cos(\varphi) \cdot \cos\left(\frac{\pi}{4} - \varphi\right) \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 0 \\ \psi \\ \pi/2 \\ \pi/2 + \pi + \psi \end{bmatrix}$

Для рассмотренного случая это решение может быть получено в простой аналитической форме:

$$\psi = \arctg(2 \sin(2\varphi_1)), \quad (3)$$

что отвечает (для малых углов азимута гашения) практически линейной зависимости, график которой представлен на рис. 3.

Очевидно, что величина абсолютной погрешности величины φ_1 определяет (при малых φ_1) учетверенную погрешность величины ψ . Статистическая оценка величины $\Delta\varphi_1$, связанная с ошибкой отсчета по градусному лимбу гониометра микрополяриметрической установки, снабженной нониусом, совместно со статистической оценкой погрешности случайного разброса составляет $\sim \pm 0,1^0$. Поэтому оценка величины $\Delta\psi$ составляет $\sim \pm 0,4^0$.

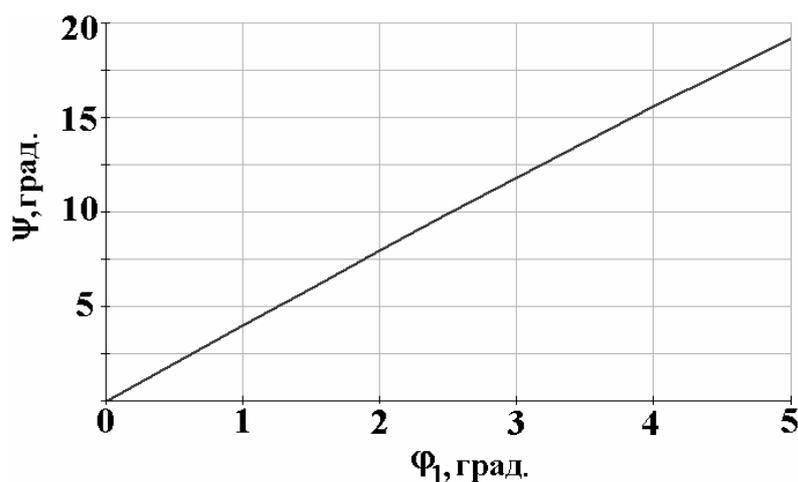


Рис. 3. Зависимость сдвига фаз от азимута гашения.

Оценим факторы, влияющие на систематическую погрешность определения степени эллиптичности проходящего света.

Учет отклонения реального сдвига фаз, вносимого компенсатором от номинального. Величина систематической погрешности определения степени эллиптичности проходящего света может быть оценена на основании следующих соображений:

Выражение для интенсивности световой волны, прошедшей через образец рассчитывается по формуле (1), однако выражения для фаз компонентов световых векторов s_1 и s_2 изменяются, сравнительно с исходным случаем и составляют теперь значения $\nu(h)=\pi/2 \cdot (h/h_k)$ для e_{11} и $\nu(h) + \pi + \psi$ для e_{12} . В этом случае уравнение (2) допускает лишь численное решение.

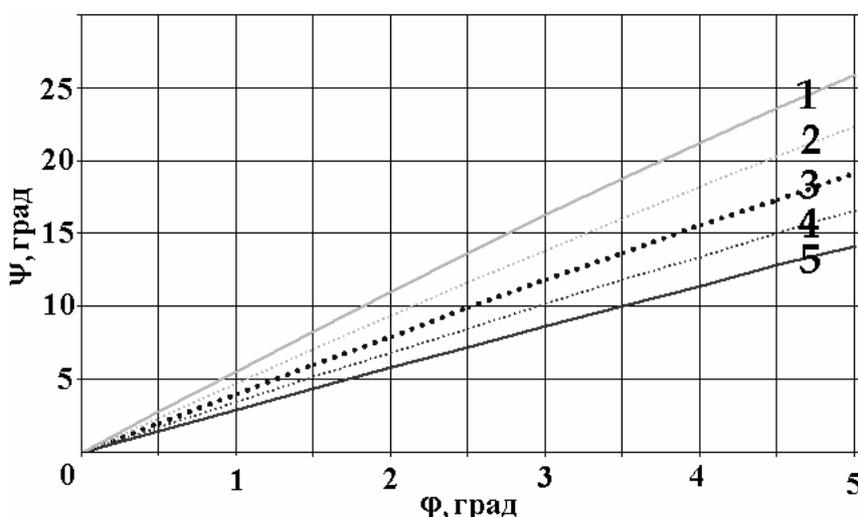


Рис.4. Зависимость величины индуцированного сдвига фаз ψ от азимута гашения для различных значений толщины пластинки компенсатора d при измерениях на длине волны 640 нм. d , мкм = 1 – 46; 2 – 43,3; 3 – 39,3; 4 – 35,3; 5 – 31,3.

На рис. 4 представлены графики этого решения, полученные в предположении различной толщины компенсатора. Очевидно, что величина абсолютной погрешности определения угла сдвига фаз ψ зависит от экспериментально определенного угла азимута гашения и толщины пластинки компенсатора. Эту зависимость в виде графика трехмерной поверхности представляет рис. 5а, а сечения этой поверхности для постоянных значений углов ϕ_1 и постоянных значений толщины компенсатора изображены на рис. 5б и 5в.

Заметим, что в то же время относительная погрешность определения величины ψ зависит практически только от толщины пластинки компенсатора, что иллюстрирует рис.6.

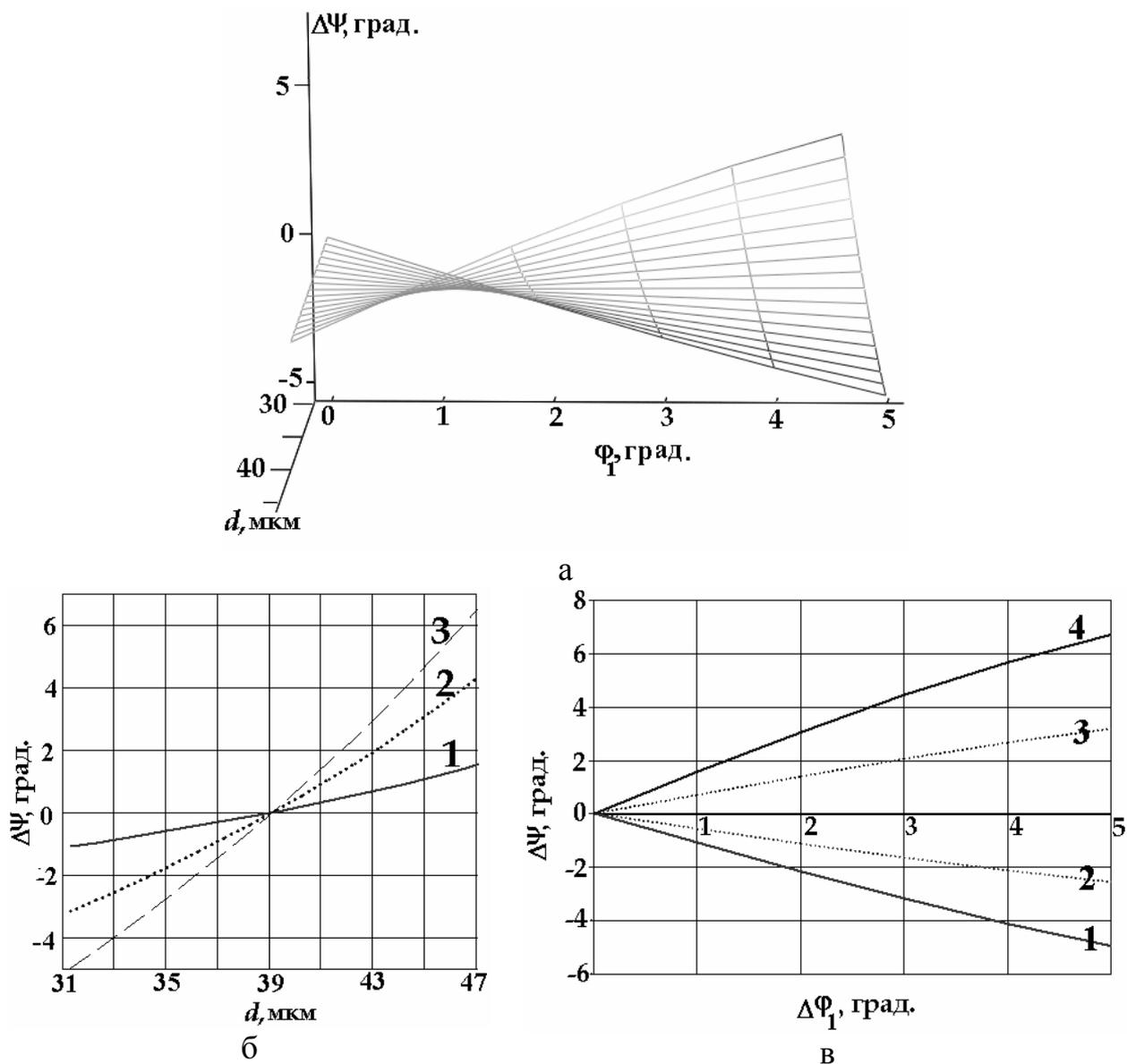


Рис. 5. Зависимость погрешности определения величины индуцированного сдвига фаз $\Delta\Psi$ от азимута гашения и толщины пластинки компенсатора d .

а – график трехмерной поверхности, б, в – сечения поверхности для: б – постоянных значений азимута гашения Φ_1 : 1 – 1^0 ; 2 – 3^0 , 3 – 5^0 ; в – постоянных значений толщины компенсатора d , мкм: 1 – 31,3; 2 – 35,3; 3 – 43,3; 4 – 47,3.

Учет погрешности «позиционирования» образца. В силу различных причин при размещении в поляриметре образца направление его ГОО может отклоняться (ошибка «позиционирования») от биссектрисы угла между скрещенными николями на некоторый угол $d\gamma$. При этом возникает систематическая погрешность определения величины сдвига фаз $\delta\Psi$ и, соответственно, величины измеряемого структурного параметра препарата $d_s\Delta n$. В этом случае выражения для модулей световых векторов на выходе системы будут описываться выражениями (4), при сохранении прежних значений их фаз, указанных в табл. 1.

$$\begin{bmatrix} e_{11} \\ e_{12} \\ e_{21} \\ e_{22} \end{bmatrix} = E \cos\left(\frac{\pi}{4} + d\gamma\right) \cdot \begin{bmatrix} \sin(\varphi) \cdot \cos\left(\frac{\pi}{4} - d\gamma - \varphi\right) \\ \sin(\varphi) \cdot \sin\left(\frac{\pi}{4} - d\gamma - \varphi\right) \\ \cos(\varphi) \cdot \sin\left(\frac{\pi}{4} - d\gamma - \varphi\right) \\ \cos(\varphi) \cdot \cos\left(\frac{\pi}{4} - d\gamma - \varphi\right) \end{bmatrix}. \quad (4)$$

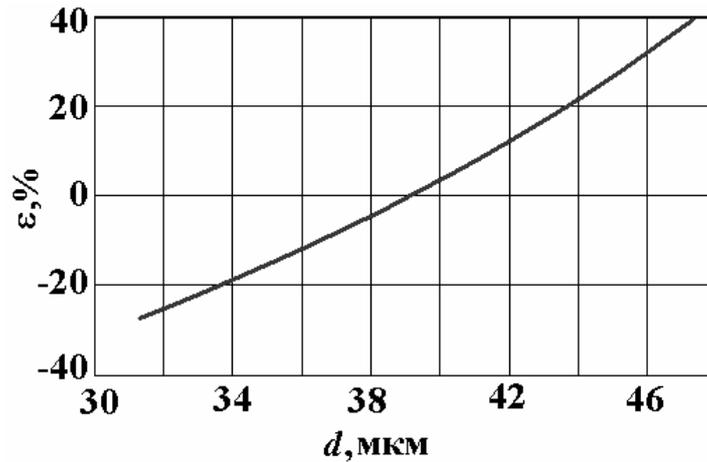


Рис.6. Зависимость относительной погрешности определения величины индуцированного сдвига фаз от толщины пластинки компенсатора

С учетом (4) выражение для интенсивности световой волны (1) приводит к модифицированному уравнению минимума (2), которое допускает лишь численное решение. Графики зависимости угла сдвига фаз ψ от величины азимута гашения при различных углах отклонения ГОО образца от направления биссектрисы показаны на рис. 7. Как видно из рис.7, угол отклонения $d\gamma$ вызывает почти параллельное смещение графика вдоль оси ординат на угол примерно в $2d\gamma$.

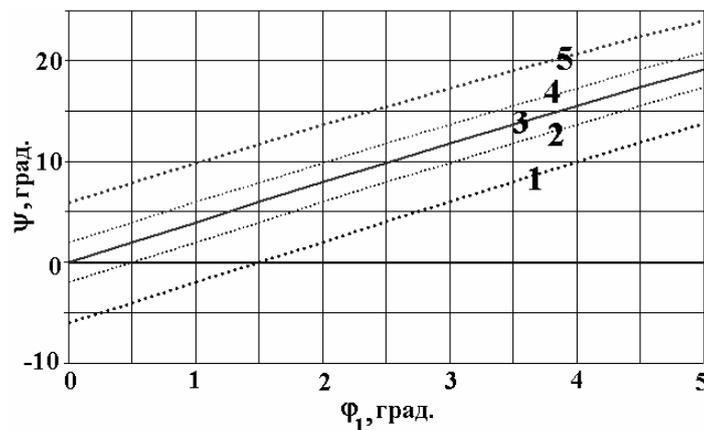


Рис. 7. Зависимость угла сдвига фаз от азимута гашения для различных случаев ошибки позиционирования образца определяемого величиной $d\gamma$: 1 – -3° ; 2 – -1° ; 3 – 0° (точное позиционирование), 4 – 1° ; 5 – 3° .

Результат, представленный на рис. 7, позволяет определить алгоритм коррекции получаемых экспериментальных результатов по измеряемым зависимостям $\varphi_1=f(1/d)$, где d – толщина зазора между подложками (см. рис.1). Если данная зависимость при больших d асимптотически не линейризуется в прямую, проходящую через начало координат, то очевидно, что имеет место погрешность, вызванная ошибкой позиционирования.

В общем случае график функции $\delta\psi$ (поверхности абсолютной погрешности определения величины сдвига фаз) от угла азимута гашения и ошибки позиционирования представлен на рис. 8.

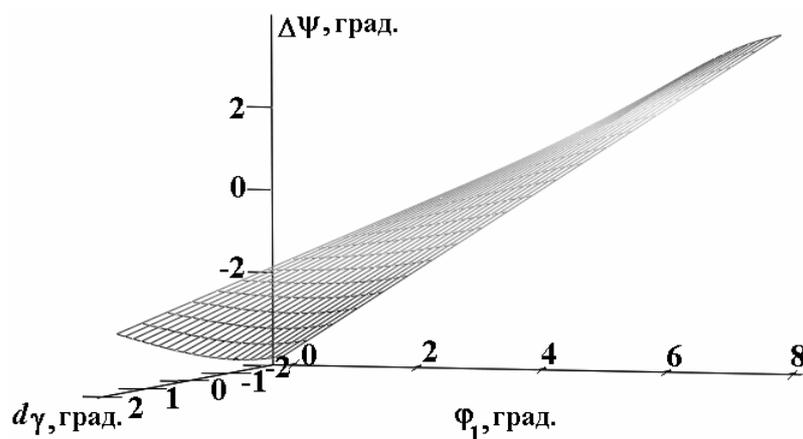


Рис. 8. Зависимость погрешности вычисления угла сдвига фаз от азимута гашения и ошибки позиционирования.

Литература

- 1 Дерягин Б.В., Поповский Ю.М., Алтоиз Б.А. Открытие СССР “Явление образования гомогенной граничной жидкокристаллической фазы немезогенной жидкости”. Диплом N388. // Открытия и изобретения – 1991. – №12. – С.1.
- 2 Алтоиз Б.А., Даданова Е.Ю., Дейнега В.Т., Макуха Е.В. Измерение параметров граничного слоя теплоносителя, влияющих на интенсивность теплообмена. // Научно-технический сборник «Тепловые режимы и охлаждение радиоэлектронной аппаратуры». Одесса: 2003. – Вып.1. – С.15-18.
- 3 Алтоиз Б. А., Асланов С. К., Бутенко А.Ф.. Реологические свойства прослоек с пристенными структурированными слоями // Физика аэродисперсных систем. – 2005.– С.53-62
- 4 Алтоиз Б. А., Пыжов Е. В., Народицкая Т. В., Ханмамедов С. А. Трибологические особенности граничных смазочных слоев судовых топлив и масел // Судовые машины и механизмы. – 2003. – № 8. – С. 45-49.
- 5 Popovskii A.Yu., Popovskii Yu.M., Mikhailenko V.I. Two component model of orientationally ordered wall adjacent layers// Advances in Colloid and Interface Science 104 (2003) P.285-292.
- 6 Дерягин Б.В., Поповский Ю.М. Термодинамические характеристики фазового перехода граничная фаза - объемный нитробензол// Докл. АН СССР.- 1967.- Т.175.- №2.- С.385-389.

- 7 Грищенко А.Е., Черкасов А.Н. Ориентационный порядок в поверхностных слоях полимерных материалов // Успехи физических наук. – 1997. – Т.167, №3. – С. 269-285.
- 8 Алтоиз Б.А., Поповский Ю.М. Физика приповерхностных слоев. - Одесса: Астропринт, 1995.– 153 с.
- 9 Мельникова С.В., Карташев А.В. и др. Исследование реконструированного фазового перехода между метастабильной (α) и стабильной (β) модификациями кристалла NH_4LiSO_4 // Физика твердого тела – 2003. – Т.45, вып.8. – С.1497-1502;
- 10 С.В.Мельникова, А.В.Карташев и др. Поиск и исследование фазового перехода в некоторых представителях семейства APb_2X_5 // Физика твердого тела. – 2006. – Т.48, вып.11. – С.2032-2036.
- 11 Д. Стронг. Техника физического эксперимента. Л.: Газетно-журн. и книжное изд-во. – 1948. – 662 с.

О. Ю. Поповський, С. В. Кіріян, Б. А. Алтоїз, А. Ф. Бутенко

Методика дослідження оптичної анізотропії неоднорідних мікронних прошарків

АНОТАЦІЯ

Описується методика дослідження щілинним світловодом змінної товщини двопримінезаломлення у мікронних прошарках рідини, які містять оптично анізотропні шари. Проаналізовані основні фактори, що впливають на точність експериментів.

A. Yu. Popovskii, S. V. Kirian, B. A. Altoiz, A. F. Butenko

SUMMARY

The variable thickness plane light-guide method of light birefringence investigation in microns liquid interlayers, which consist of optically anisotropic wall-adjacent layers, is described. The main factors that determine the accuracy of measurements are analyzed.

А.Д. Алёхин, Л.А. Булавин

*Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко,
физический факультет, просп. Глушкова, 2, Киев, 03022*

Свойства нанofлуктуационных дисперсных систем вблизи критической точки

В работе на основе анализа поведения различных свойств макронеоднородных систем в гравитационном поле вблизи критической точки прогнозируются свойства нанofлуктуационных дисперсных систем. Показано, что электромагнитные поля этих малых флуктуационных систем, которые зависят от их размера и сил межмолекулярного взаимодействия, являются основным фактором образования внутреннего неоднородного поля макросистемы. На основе предложенных масштабных уравнений состояния малых ограниченных систем определены величины сдвига критических параметров таких систем, которые качественно согласуются с результатами экспериментов.

В настоящее время наряду с исследованиями критического состояния вещества в макросистемах [1-4] актуальным стало изучение малых ограниченных систем, размер которых L близок к величине радиуса корреляции R_c вблизи критической точки (КТ) [5-9]. Для таких систем М. Фишером [5,6] предложены уравнения для R_c и термодинамического потенциала $\Phi_{\text{синг}}$ в виде

$$R_c = L f_{R_c}(x, y) = L f_{R_c}(at^{1/\nu}, b\Delta\mu L^{1/\xi}) \quad (1)$$

$$\Phi_{\text{синг}} = L^{-d} f_{\Phi_{\text{синг}}}(x, y) = L^{-d} f_{\Phi_{\text{синг}}}(at^{1/\nu}, b\Delta\mu L^{1/\xi}) \quad (2)$$

Здесь f_{R_c} и $f_{\Phi_{\text{синг}}}$ – масштабные функции переменных x и y ; $t = (T - T_k) / T_k$; $\Delta\mu = (\mu - \mu_k) / \mu_k$; T_k , μ_k – критические значения температуры и химического потенциала; ν и ξ – критические показатели радиуса корреляции [1]. При $L \Rightarrow R_c$ вид функций f_{R_c} , $f_{\Phi_{\text{синг}}}$ – не определен. В случае $L \Rightarrow \infty$ (1), (2) переходят в уравнения флуктуационной теории фазовых переходов (ФТФП) [1]. Для систем ограниченных ($L \Rightarrow R_c \sim t^{-\nu}$, $L \Rightarrow R_c \sim \Delta\mu^{-\xi}$) из (1) следует, что $\Delta\mu \sim L^{-1/\xi}$, $t \sim L^{-1/\nu}$.

Необходимо отметить, что объективную информацию о свойствах вещества в этих малых ограниченных системах можно получить, изучая особенности поведения неоднородных макроскопических систем в гравитационном поле вблизи КТ. Дело в том, что именно такая неоднородная система состоит из непрерывного высотного распределения малых флуктуационных систем, размер которых $L = 2R_c$ изменяется в пределах величин $L = (10^2 - 10^4) \text{ \AA}$. Индивидуальные характеристики этих малых ограниченных систем определяют и непрерывно влияют на свойства всей макроскопической системы.

Рассмотрим некоторые особенности поведения таких макронеоднородных систем в гравитационном поле вблизи КТ.

1. В работах [7-9] впервые обнаружено, что действие поля гравитации Земли вблизи КТ приводит к появлению в жидкости внутреннего неоднородно-

го поля $\Delta\mu(h) = (\mu - \mu_k) / \mu_k$, изменение которого по высоте z значительно превышает изменение гидростатического давления $h = \frac{\rho_k g z}{P_k}$ ($\Delta\mu(h) = (10 - 10^2)h$).

Здесь ρ_k, P_k – соответственно критические значения плотности, давления; g – ускорение земного тяготения; z – высота, отсчитанная от уровня с критической плотностью вещества. В работе [10] наличие этого неоднородного поля $\Delta\mu(h)$ объясняется действием электромагнитных полей отдельных анизотропных флуктуаций. Анизотропность этих нанофлуктуационных систем теоретически предсказана в работе Андреева [11], а экспериментально обнаружена по данным деполяризованной критической опалесценции в [12].

В связи с этим можно сделать вывод, что и внутри этих отдельных малых флуктуационных образований, средняя плотность которых равна $\rho_\phi = (2 \div 3)\rho_k$, радиальное изменение внутреннего поля $\Delta\mu_\phi(r)$ значительно превышает изменение гидростатического давления h ($\Delta\mu_\phi(r) \gg h$). Исходя из этого, можно утверждать, что поле гравитации Земли $h(z)$ не может повлиять на радиальное распределение плотности внутри флуктуации плотности вещества вблизи КТ. То есть внутри нанофлуктуационной системы явление гравитационного эффекта отсутствует.

2. В работах [13,14] впервые было показано, что высотное изменение внутреннего поля в неоднородной макроскопической системе $\Delta\mu(h) = d\mu/dh \cdot h \gg h$ зависит от критической температуры вещества ($\Delta\mu(h) \sim T_k^3$), т.е. от сил межмолекулярного взаимодействия. Эти данные показаны на рис. 1.

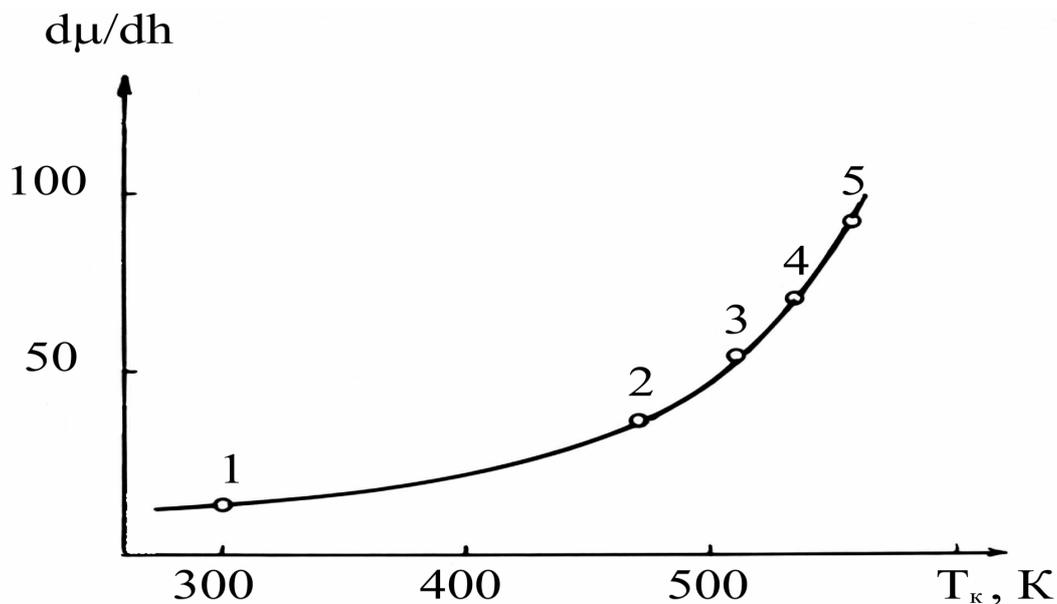


Рис. 1. Зависимость производной $d\mu/dh$ от критической температуры индивидуальных веществ: 1- CO₂; 2 - н-пентан; 3 – гексан; 4 – гептан; 5 – бензол.

Исходя из этого можно уверенно утверждать, что радиальное изменение внутреннего поля внутри флуктуации плотности $\Delta\mu_\phi(r)$ также зависит от сил межмолекулярного взаимодействия. Этот вывод прямо подтверждают экспериментальные данные о форме кривой сосуществования и величине наклона диаметра кривой сосуществования для ряда жидкостей с различными критическими температурами T_K . Анализ этих данных был проведен в [15] на основе Ван – дер – Вальсовой модели газа флуктуаций [16].

3. Экспериментальные исследования гравитационного эффекта [17,18] показали, что при изменении высоты макроскопической системы L градиент внутреннего поля такой системы $\frac{\partial\mu}{\partial h}$ также изменяется. Эти данные показаны на рис. 2.

Обнаружено, что при уменьшении размера системы L величина производной $\frac{\partial\mu}{\partial h}$, а значит и изменение $\Delta\mu(h)$ - увеличивается

$$(\Delta\mu(L) \sim \frac{\text{const}}{1 - \varepsilon L^{-1}} \sim L^{-\xi}, \xi \approx 0,4).$$

Качественно такой же результат следует из теоретических расчетов М. Фишера [5,6] для малых ограниченных систем ($\Delta\mu_\phi(L) \sim L^{\frac{1}{\xi}}, \xi = 0,4, \frac{1}{\xi} = 2,5$). Как видим, для малых систем зависимость поля $\Delta\mu_\phi(L)$ от L значительно более сильная, чем систем макроскопических ($\xi \ll \frac{1}{\xi} = 2,5$).

4. В работах [19-21] впервые обнаружено, что рассмотренные выше особенности поведения внутреннего поля неоднородного вещества вблизи КТ ($\Delta\mu \gg h, \Delta\mu \sim T_K^3, \Delta\mu \sim L^{-\xi}$) приводят к неожиданной немонотонной температурной зависимости различных оптических, термодинамических, корреляционных характеристик вещества в гравитационном поле: интенсивности рассеянного света $I(t) \sim \beta_T(t)$; сжимаемости $\beta_T(t)$; радиуса корреляции $R_c(t)$, свободной энергии системы $\Delta F(t) = C_0 R_c^{-3}$ при постоянных полях $\Delta\mu(h)$. Максимальные величины этих характеристик неоднородного вещества соответствуют не критической температуре T_K , а температурам $T_M > T_K$. При этом температуры максимумов T_M и их расстояние от критической температуры $\Delta T_M = (T_M - T_K) > 0$ для разных свойств различны [21] и лежат в пределах температур $t \approx (10^{-3} \div 10^{-4}) > 0$. Согласно параметрическому уравнению состояния [22] максимумам сжимаемости отвечает параметр $\theta_M = 0,5$; радиуса корреляции $\theta_M = 0,24$; свободной энергии $\theta_M = 0,77$ [21].

Экспериментальные данные температурной зависимости интенсивности рассеянного света $I(t)$, радиуса корреляции $R_c(t)$ при постоянных полях $\Delta\mu(h)$ на высотах $z=(2 \div 10)$ см показаны на рис. 3.

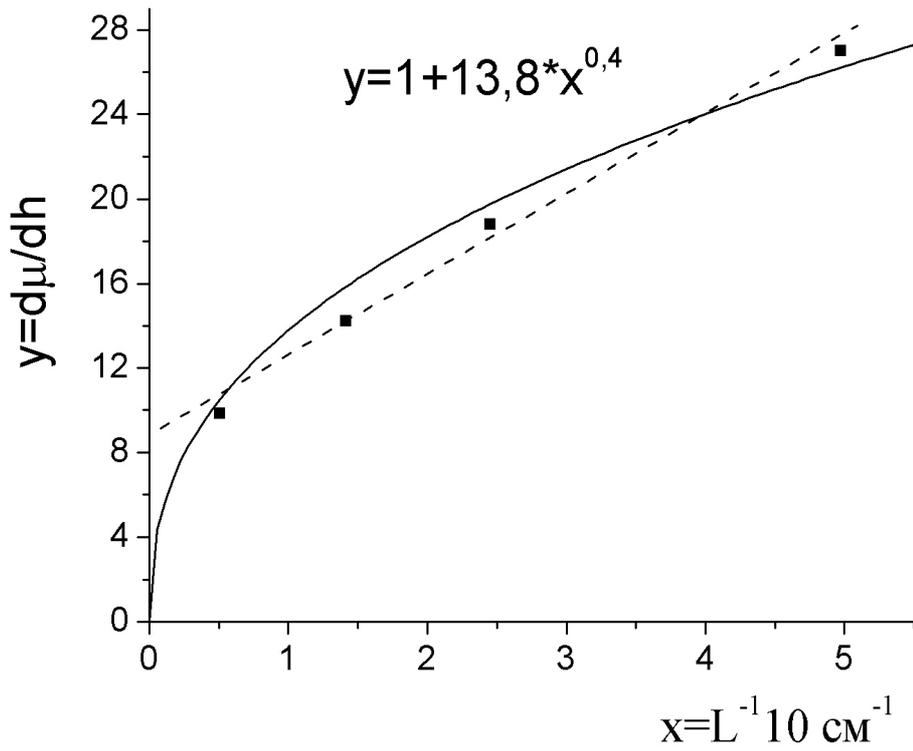


Рис. 2 а. Зависимость производной $d\mu/dh$ в CO_2 от линейного размера системы L^{-1} .

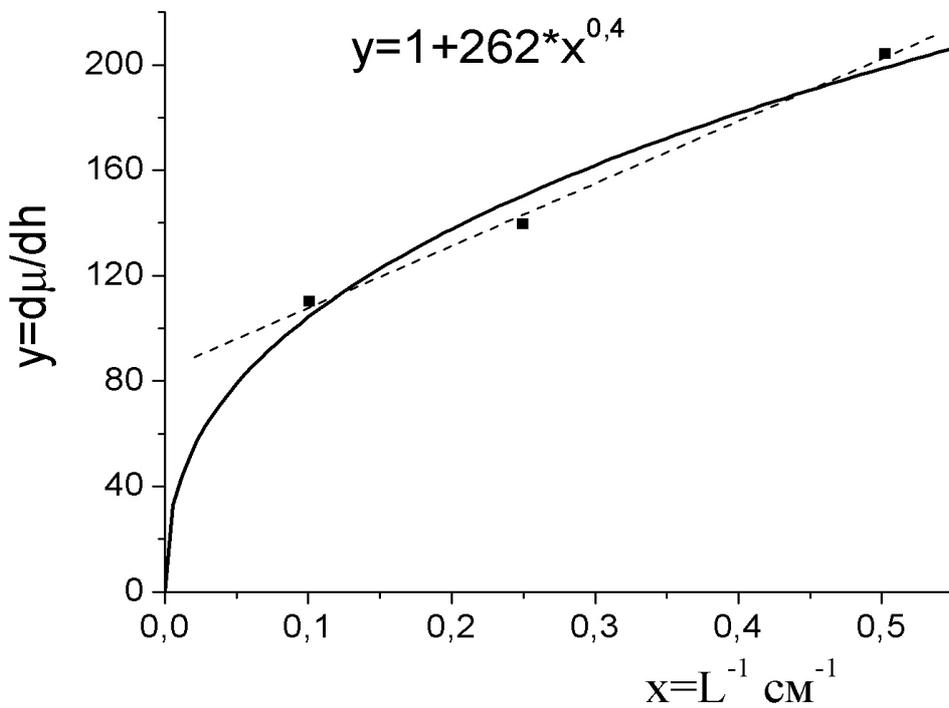


Рис. 2 б. Зависимость производной $d\mu/dh$ для н-пентана и фреона-113 от линейного размера системы L .

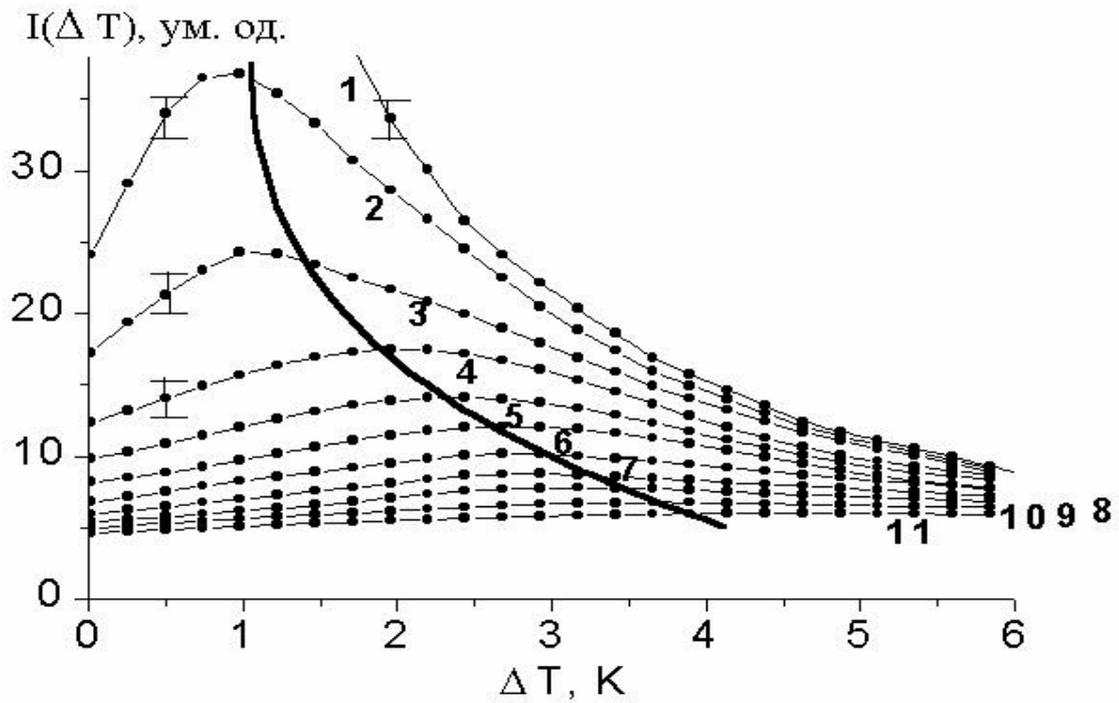


Рис. 3.-а. Температурные зависимости интенсивности рассеянного света на постоянных высотах z неоднородного вещества (фреон-113) в гравитационном поле. 1 – 0 мм; 2 – 2 мм, 3 – 4 мм, ..., 11 – 20 мм.

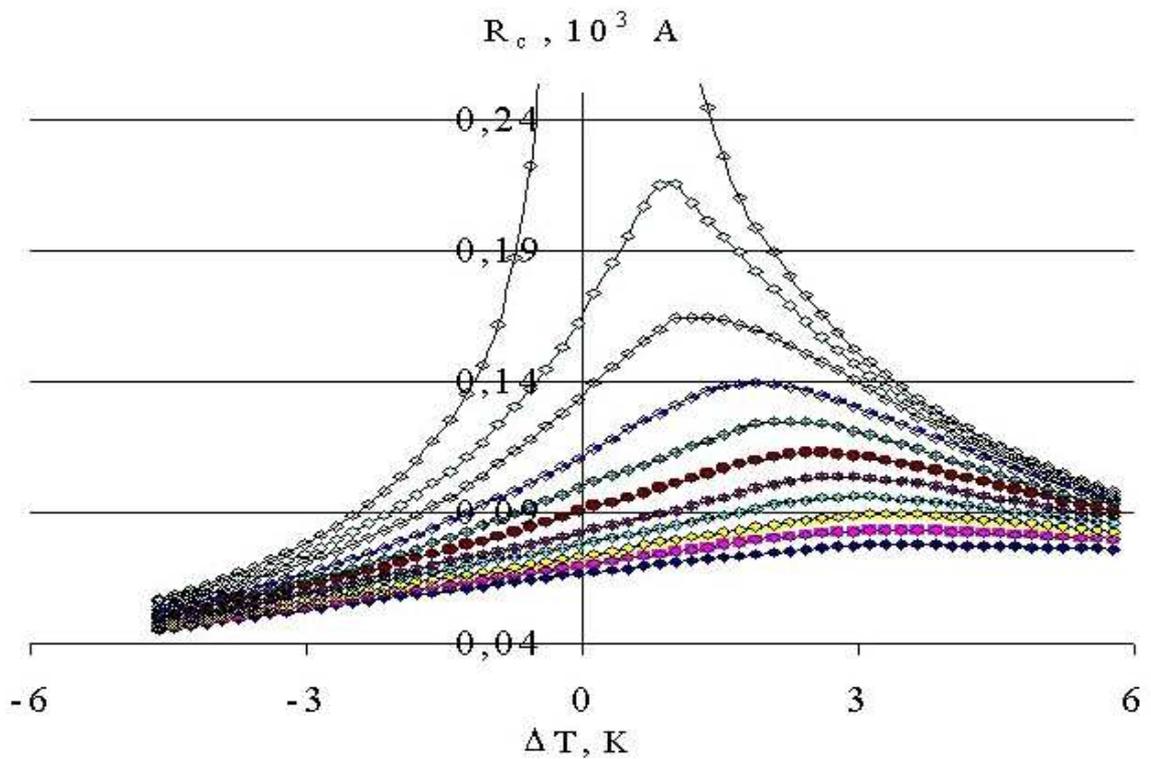


Рис. 3.-б. Температурные зависимости радиуса корреляции при постоянных высотах z .

На основе масштабных уравнений радиуса корреляции $R_c(z, t)$ и свободной энергии $F_\phi \sim C_v R_c^3$ [23] аналогичные зависимости можно построить и для значительно меньших высот $z < 0,1$ мм в области температур $t \ll 10^{-4}$

Если теперь предположить, что переход от свойств систем макроскопических ($L \gg R_c$) к малым ограниченным системам ($L \approx 2R_c$) происходит постепенно, можно спрогнозировать, что такие же немонотонные зависимости $\beta_T(t)$, $R_c(t)$ с максимумами в области закритических температур ($t > 0$) будут наблюдаться и для малых флуктуационных систем, которые рассматриваются и описываются масштабными уравнениями (1), (2) М. Фишера [5,6]. Эти выводы качественно подтверждаются немонотонными температурными зависимостями теплоемкости ^4He в малых ограниченных системах различного размера вблизи критической температуры [24]. Эти данные приведены на рис. 4.

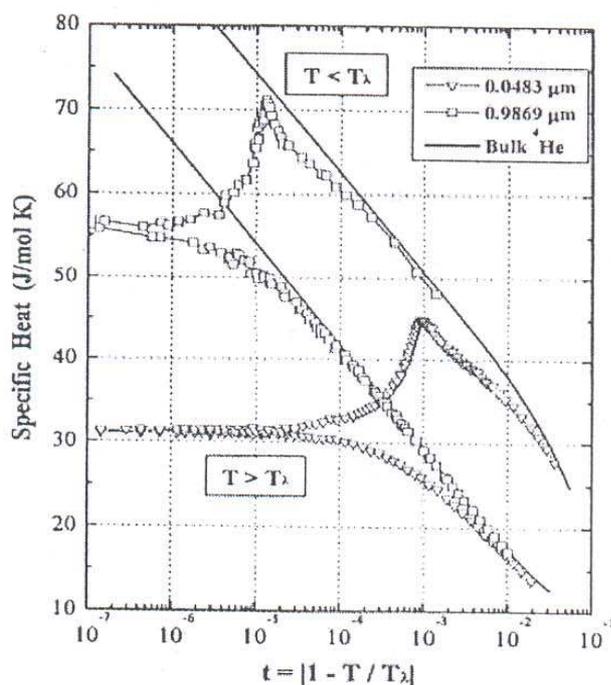


Рис. 4. Зависимость теплоемкости для системы ^4He от температуры [24].

Как видим, представленные выше экспериментальные данные (рис. 1–4) свидетельствуют о качественно одинаковом поведении свойств макро- и микроограниченных систем. Предполагая исходя из этого, что переход от свойств вещества макросистем [1,2] к микросистемам [5,6] происходит постепенно, можно на основе (1), (2) и [1,2] предложить следующие уравнения радиуса корреляции $R_c(t, \mu)$ и термодинамического потенциала $\Phi_{\text{синг}}$ [25]:

вдоль направления критической изохоры $Z_1^* = \Delta\mu/t^{v/\xi} \ll 1$

$$R_c^{-1} = (L f_{R_c})^{-1} = t^v \left(\sum_{n=0}^{\infty} a_n Z_1^{*2n} \right), \quad \Phi_{\text{синг}} = L^{-d} f_{\Phi_{\text{синг}}} = t^{3v} \left(\sum_{n=0}^{\infty} a_n Z_1^{*2n} \right)^3; \quad (3)$$

вдоль направления границы раздела фаз $Z_1^* = \Delta\mu/|t|^{1/\xi} \ll 1$, $t < 0$

$$R_c^{-1} = (L f_{R_c})^{-1} = |t|^v \left(\sum_{n=0}^{\infty} b_n Z_1^{*n} \right), \quad \Phi_{\text{синг}} = L^{-d} f_{\Phi_{\text{синг}}} = |t|^{3v} \left(\sum_{n=0}^{\infty} b_n Z_1^{*n} \right)^3; \quad (4)$$

вдоль направления критической изотермы $Z_2^* = t/\Delta\mu^{\xi/v} \ll 1$

$$R_c^{-1} = (L f_{R_c})^{-1} = \Delta\mu^{\xi} \left(\sum_{n=0}^{\infty} d_n Z_2^{*n} \right), \quad \Phi_{\text{синг}} = L^{-d} f_{\Phi_{\text{синг}}} = \Delta\mu^{3\xi} \left(\sum_{n=0}^{\infty} d_n Z_2^{*n} \right)^3. \quad (5)$$

При этом в уравнениях (3)–(5) при переходе от систем макроскопических ($L \gg 2R_c$) к малым, ограниченным ($L \Rightarrow 2R_c$) следует постепенно учитывать и изменение зависимости химического потенциала $\Delta\mu(L)$ от линейного размера системы L . Так, если для систем макроскопических, согласно [17,18], $\Delta\mu \sim \text{const}/(1 - \varepsilon L^{-1}) \sim L^{-\xi}$ ($\xi \approx 0,4$), то для ограниченных, согласно М. Фишеру [5,6], эта зависимость значительно возрастает ($\Delta\mu \sim L^{-1/\xi}$, $t \sim L^{-1/v}$).

Тогда на основе (3)–(5) можно найти термические и калорические уравнения состояния вещества в ограниченных системах: $\Delta\rho = d\Phi/d\mu$; $\beta_T = d\rho/d\mu = d^2\Phi/d\mu^2$; $\Delta s = d\Phi/dt$ и $C_v = ds/dt = d^2\Phi/dt^2$. В общем случае уравнения состояния ограниченных систем ($L \geq 2R_c$) [5,6] можно представить с помощью уравнений параметрического скейлинга [22].

Исходя из вида масштабных функций f_{R_c} (3)–(5) можно констатировать, что в малых ограниченных системах ($L \Rightarrow 2R_c$), как и в системах макроскопических ($L \gg 2R_c$), температурные производные $(dR_c/dt)_{\Delta\mu}$ при постоянных полях $\Delta\mu$ в различных предельных случаях $Z_1^* \ll 1$ и $Z_1^* \gg 1$ ($Z_2^* \ll 1$) имеют разные знаки: $[dR_c(Z_1^* \ll 1)/dt]_{\Delta\mu} < 0$ и $[dR_c(Z_1^* \gg 1)/dt]_{\Delta\mu} > 0$. Т.е. температурная зависимость радиуса корреляции $R_c(t)$, сжимаемости $\beta_T(t) \sim R_c^{2-\eta}$ в малых ограниченных системах будут немонотонными с максимумами в закритической области температур $t > 0$ как и в системах макроскопических [19,20]. На основе того, что в ограниченных системах $\Delta\mu \sim L^{-1/\xi}$ [5,6] можно спрогнозировать, что такие же самые немонотонные зависимости $R_c(t)$ и $\beta_T(t)$ будут наблюдаться и при постоянных размерах L ограниченных систем. Т.е. эти зависимости в области температур $(10^{-6} \div 10^{-7}) > t > 0$ (для $2R_c < L$) будут иметь вид такой, который изображен на рис.3, для систем макроскопических. Действительно, подобные немонотонные температурные зависимости наблюдаются при экспериментальном исследовании теплоемкости ${}^4\text{He}$ в малых ограниченных системах вблизи критической температуры, рис. 4, [24,25,26].

Эти экспериментальные исследования теплоемкости ${}^4\text{He}$ вблизи КТ в малых ограниченных системах [25,26] показали, что при уменьшении их размера L уменьшается также и критическая температура вещества. Т.е. происходит сдвиг критической температуры $\delta t_k = (T_k(\infty) - T_k(L))/T_k(\infty) \sim L^{-x}$. Этот результат можно проанализировать на основе масштабного уравнения радиуса корреляции ограниченных систем [5,6] ($R_c = L\Phi(at^{1/v}, b\Delta\mu L^{1/\xi})$), вид асимптотик которого (3)–(5) предложен в [27].

Исходя из (3)–(5) условие равенства радиусов корреляции на критической изохоре ($t_1 > 0$) и границе раздела фаз ($t_2 < 0$) ($R_c(t_1 > 0) = R_c(t_2 < 0)$) приводит к соотношению [28]

$$\left(\frac{b_1 a_0}{b_0 a_1} \right) \frac{t_1^{2\beta\delta}}{|t_2|^{\beta\delta}} = d_0^{-1/\xi} \left(\frac{L}{2} \right)^{-1/\xi} \quad (6)$$

Тогда из (6) находим величину сдвига критической температуры δt_k :

$$\delta t_k(L) = \left(\frac{b_1 a_0}{b_0 a_1} \right)^{-v/2} d_0^{-1/2v} a_0^{-1/2v} \left(\frac{L}{2} \right)^{-1/v} = AL^{-1/v} \quad (7)$$

Зависимость (9) согласуется с результатами экспериментов [24–26]. На основе (6)–(8) можно найти и сдвиг критического значения химического потенциала

$$\Delta\mu_k(L) = \left(\frac{d_1 a_0}{d_0 a_1} Ad^{1/v} a_0^{-2/\xi} \right)^{1/2} (L)^{-1/\xi} \quad (8)$$

Параметры a_n , b_n , d_n масштабных уравнений состояния (3)–(5), входящие в соотношения (6)–(8), ранее уже были определены в работах [23] на основе экспериментальных данных о корреляционных свойствах макронеоднородных систем вблизи КТ. Используя эти данные, величина сдвига критической температуры (7) может быть представлена в виде [28]

$$\delta t_k(L) = 0,8 \left(\frac{2a_0^{-1}}{L} \right)^{1/v} \quad (9)$$

В этом соотношении параметр $a_0^{-1} = \xi_0$ определяет амплитуду радиуса корреляции вещества вдоль направления критической изохоры. В дальнейшем рассчитанные по формуле (9) величины сдвига критических температур были сопоставлены с результатами экспериментальных исследований теплоемкости вблизи λ -точки жидкого гелия ^4He в малых ограниченных системах разной геометрии [25,26]. Согласно [29], вдоль направления критической изохоры ($\rho = \rho_k$) величина $\xi_0 = 0,36$ нм.

Результаты расчетов $\delta t_k(L)$, проведенных по формуле (9), представлены в табл. 1 и 2.

Табл. 1. Сдвиг положения температурного максимума теплоемкости жидкого гелия в тонких пленках [25].

Толщина пленки L, нм	Сдвиг $\delta t_k(L)$, эксперимент	Расчеты $\delta t_k(L)$ по формуле (9)
48,3	0,00094	0,0015
107,4	0,00029	0,0005
211,3	1,27E-04	0,0002
318,9	5,30E-05	9E-05
503,9	2,92E-05	5E-05
691,8	1,81E-05	3E-05

Табл. 2. Сдвиг положения температурного максимума теплоемкости жидкого гелия в цилиндрических порах [26].

Диаметр поры D, нм	Сдвиг $\delta t_k(L)$, эксперимент	Расчеты $\delta t_k(L)$ по формуле (9)
30	0,004	0,0031
80	0,00065	0,0007
100	0,00043	0,0005
200	0,00012	0,0002
260	0,00015	0,0001

В этих таблицах приведены также экспериментальные данные величин сдвига критических температур $\delta t_k(L)$ и $\delta t_k(D)$ вблизи λ -точки ^4He для систем разной геометрии: для тонких пленок и тонких цилиндров [25,26]. Для сравнения в этих таблицах приведены расчеты δt_k по формуле (9).

Как видим, величины сдвигов критических температур, рассчитанные по формуле (9), по порядку величины близки к экспериментальным данным, представленным в [25,26].

Близость величин теоретических расчетов $\delta t_k(L)$ по формуле (9) к экспериментальным данным свидетельствует о том, что известные уравнения ФТФП [1,2] (3)–(5) неограниченных систем могут быть с успехом применены и к малым наносистемам вблизи КТ [5,6].

Таким образом, на основании представленных выше данных экспериментальных исследований макронеоднородных систем в гравитационном поле можно сделать следующие выводы о свойствах малых флуктуационно-дисперсных систем вблизи КТ.

1. В малых флуктуационно-дисперсных системах радиальное изменение внутреннего поля $\Delta U(r) = \Delta \mu_\phi(r)$ зависит от критической температуры вещества и достигает величин, значительно превышающих изменение гидростатического давления ($\Delta U(r) \gg h$).
2. Результаты экспериментальных и теоретических исследований деполяризованного рассеяния света вблизи КТ в малых флуктуационных системах свидетельствуют об их пространственной анизотропии.
3. Радиальный градиент внутреннего поля dU/dr в малых флуктуационных системах зависит от линейного размера системы. При увеличении размера системы градиент dU/dr уменьшается.
4. На основе предложенных уравнений состояния малых ограниченных систем вблизи КТ (5)–(7) следуют выводы о немонотонных температурных зависимостях различных термодинамических и корреляционных свойств этих систем: радиуса корреляции, сжимаемости и свободной энергии, теплоемкости вещества при постоянных полях $\Delta \mu$ и размерах L ($\Delta \mu \sim L^{-1/\xi}$), что подтверждается экспериментально.
5. Исходя из вида асимптотик масштабного уравнения состояния ограниченных систем предложены уравнения, которые определяют величины сдвига

критической температуры и критического значения химического потенциала ограниченных систем, которые качественно согласуются с результатами экспериментов.

Литература

1. Паташинский А.З., Покровский В.Л. Флуктуационная теория фазовых переходов. – М.: Наука, 2-е изд., перераб. – 1982. – 382 с.
2. Стенли Г. Фазовые переходы и критические явления. Пер. с англ.–М.: Мир, 1973. – 419с.
3. Анисимов М.А. Критические явления в жидкостях и жидких кристаллах. – М.: Наука. –1987. – 271 с.
4. Булавин Л.А. Критические явления в жидкостях. – Киев: “Киевский. университет”, 1997.–174 с.
5. M.E. Fisher, M.N. Barber. // Phys. Rev. Lett. 1972. – Vol. 28 – P. 1516.
6. K. Binder // Annu. Rev. Phys. Chem. – 1992. – Vol. 43 - P. 33-59.
7. Алехин А.Д. Сжимаемость вещества и гравитационный эффект вблизи критической точки // Успехи физических наук – 1983. – Т. 28, № 8. – С.1261-1263.
8. Алёхин А.Д., Рудников Е.Г. // Журнал физических исследований. 2004. – Т.8, № 2. – С. 103.-121.
9. Алехин А.Д., Булавин Л.А., Рудников Е.Г. Гравитационный эффект и величина внутреннего неоднородного поля в веществе вблизи критической точки // Успехи физических наук –1996. – Т. 41, № 11-12. – С. 1059-1061.
10. Алёхин А. Д. // Вестник Киевского университета. Серия физ-мат. науки. – 2003. – Вып. 4. – С. 357-360.
11. А.Ф.Андреев // Письма в ЖЭТФ 19(12), 713 (1974).
12. А. Д. Алехин // Письма в ЖЭТФ 34(3), 108 (1984).
13. Алехин А.Д. // Оптика и спектр. – 1979. – Т. 47, № 4. – С. 788-792.
14. Алехин А.Д. Энергия флуктуаций вблизи критической точки. // Успехи физических наук. – 1988. - Т. 33, № 1. - С. 152-155.
15. Алехин А.Д., Булавин Л.А., Ю.Л. Остапчук, Э.Г. Рудников, Э.Т. Шиманская Расширенное уравнение кривой сосуществования в Ван-дер-Ваальсовой модели газа флуктуаций. // Сборник трудов международной конференции “Фазовые переходы, критические и нелинейные явления в конденсированных средах” Махачкала. – 21-25 сентября 2004. – С. 231-234.
16. Алехин А.Д., Булавин Л.А. Модель Ван-дер-Ваальса и расширенное масштабное уравнение состояния вещества // Успехи физических наук –1991. – Т. 36, № 3. – С. 383-387.
17. Алехин А.Д. Критическая опалесценция неизотропных систем // Оптика и спектр. – 1985. – Т. 59, № 3.
18. Алехин А.Д. Геометрия образца и гравитационный эффект вблизи критической точки. // Успехи физических наук. - 1985. - Т. 30, № 1. - С. 23-25.
19. Алехин А.Д., Крупский Н.П., Чалый А.В. Свойства вещества в точках экстремумов восприимчивости при постоянных полях в окрестности критиче-

- ского состояния // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 1972. – Т. 63, вып. 4(10). – С. 1417-1420.
- 20.Алехин А.Д., Рудников Е.Г. Свойства неоднородного вещества в гравитационном поле вдоль линии экстремумов восприимчивости // Успехи физических наук. –1995. – Т. 40, N 9. – С. 941-944.
- 21.A.D. Alekhin, E.G. Rudnikov, O.M. Burmistrov Correlation and thermodynamic properties of spatially inhomogeneous liquid under gravity near the critical point. Abstracts of International Conference "Physics of liquid matter: modern problems" (PLMMP 2003) September 12-15, 2003.
- 22.Schofield P. Parametric representation of the equation of state near a critical point // Phys. Rev. Lett.–1969.–V.22, N 12.– P.606.
- 23.Алехин А.Д., Цебенко А.В., Шиманский Ю.И. О корреляционных свойствах вещества в гравитационном поле вблизи критической точки. // Сб. Физика жидкого состояния. 1979. - Вып. 7, С. 97-102.
- 24.M.A. Kimball, F.M. Gasparini Specific heat of ^4He confined to 9869 Å planar geometry. // Physica B. – 200. – v. 284-288. – P. 47-48.
- 25.S. Mehta, M.O. Kimball, F.M. Gasparini. Superfluid Transition of ^4He for two-dimensional crossover, Heat Capacity and Finite-Size Scaling // J. Low Temp. Phys. 114, 467 (1999).
- 26.J.A. Lipa, M. Goleman D.A. Striker // J. Low. Temp. Phys. 124 (3-4) 443, 2001; Tar-Pin Chen F.M Gasparini. Scaling of the specific heat of confined Helium near T_λ // Phys. Rev. Lett. 1978, 40 – P. 331-333.
- 27.Алехин А.Д. Радиус корреляции и уравнение состояния ограниченных систем вблизи критической точки // Вестник Киевского университета. Серия физ-мат. науки. – 2006. – № 1.
- 28.Алехин А.Д. Свойства малых нанofлуктуационных систем вблизи критической точки // Вестник Киевского университета. Серия физ-мат. науки. – 2006. – № 3.
- 29.A. Singaas and G. Alhers // Phys. Rev. – 1984. – Vol. 30. – P. 5103.

О.Д. Альохін, Л.А. Булавін

Властивості нанofлуктуаційних дисперсних систем поблизу критичної точки

АНОТАЦІЯ

В роботі на основі аналізу поведінки різноманітних властивостей макроненорідних систем в гравітаційному полі поблизу критичної точки прогноуються властивості нанofлуктуаційних дисперсних систем. Показано, що електромагнітні поля цих малих флуктуаційних систем, які залежать від їх розміру і сил міжмолекулярної взаємодії, є основним чинником утворення внутрішнього ненорідного поля макросистеми. На основі запропонованих масштабних рівнянь стану малих обмежених систем визначені величини зсуву критичних параметрів таких систем, що якісно узгоджується з результатами експериментів.

A.D. Alekhin, L.A. Bulavin

Properties of nanofluctuation dispersion systems near the critical point

SUMMARY

In the work on the basis of the analysis of the behavior of different properties of macro- inhomogeneous systems under gravity near the critical point the properties of the nano-fluctuation dispersion systems have been forecast. It is shown that the electro-magnet fields of these small systems, which depend on their size and forces of intermolecular interaction, are the basic factor of the appearance of the internal inhomogeneous field of macrosystem. On the basis of the proposed scale equation of state of the small limited systems are determined the values of the shift of the critical parameters of such systems, qualitatively confirmed with the results of experiments.

О.Д. Альохін, Є.Г. Рудніков

*Київський національний університет імені Тараса Шевченка,
фізичний факультет, просп. Глушкова, 2, Київ, 03022*

Поведінка теплоємності неоднорідних речовин у гравітаційному полі поблизу критичної точки

На основі флуктуаційної теорії фазових переходів досліджені особливості температурної і польової (висотної) поведінки теплоємності неоднорідних рідин в гравітаційному полі поблизу критичної точки. В межах лінійної моделі параметричного рівняння стану знайдено рівняння сингулярної частини теплоємності і проведений розрахунок рівняння лінії максимумів ізохорної теплоємності при сталих температурах вище критичної.

У роботах [1, 2] методами молекулярного розсіяння світла та рефрактометричним уперше було показано, що під дією поля гравітації Землі $h = \rho_k g z / P_k$ в неоднорідній рідині поблизу критичної точки (КТ) виникає неоднорідне внутрішнє поле $\Delta\mu(h) = \frac{\mu(h) - \mu_k}{\mu_k}$, висотна зміна якого значно перевищує зміну

гідростатичного тиску ($\Delta\mu(h) = (10 \div 10^2)h \gg h$). (Тут ρ_k, P_k, μ_k – критичні значення густини, тиску, хімічного потенціалу, g – прискорення вільного падіння, z – висота рівня в камері з речовиною, відлічена від рівня із критичною густиною речовини).

Дія цього неоднорідного поля $\Delta\mu(h) \gg h$ приводить до немонотонної температурної залежності інтенсивності розсіяного світла $I(t) \sim \beta_T(t) \sim R_C(t)^2$, стисливості $\beta_T(t)$ [3], радіуса кореляції $R_C(t)$ [4,5] і флуктуаційної частини вільної енергії $F_\phi(t)$ [4,5] неоднорідної речовини при постійних полях $\Delta\mu(h) \neq 0$. У зв'язку із цим максимальні значення цих характеристик неоднорідної системи відповідають не критичній температурі речовини $t = (T - T_k) / T_k = 0$, а температурам $t > 0$.

У рамках моделі параметричного скейлінга [6] в [3,5] зроблені висновки, що властивості речовини уздовж цих ліній екстремумів одночасно поєднують у собі властивості речовини уздовж трьох граничних критичних напрямків: критичної ізотерми ($|\theta| = 0.845$), критичної ізохори ($\theta = 0$), межі поділу фаз ($|\theta| = 1$).

У даній роботі на основі виду поверхні вільної енергії системи $F(t, \Delta\mu(h)) = C_0 R_c^{-3}(t, \Delta\mu(h))$ [4] (рис. 1). проведене дослідження ізохорної теплоємності $C_v = \frac{\partial^2}{\partial t^2} F_\phi(Z^*)$ неоднорідних речовин у гравітаційному полі поблизу КТ [7,8].

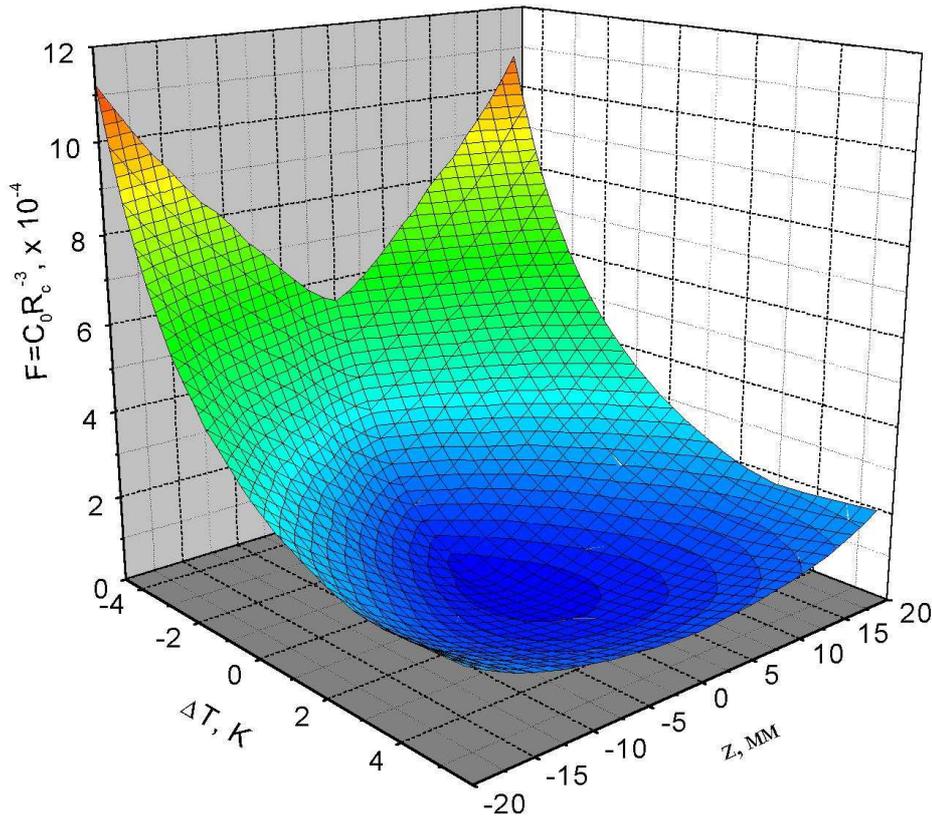


Рис. 1. Поверхня флуктуаційної частини вільної енергії неоднорідного фреону-113 у гравітаційному полі поблизу критичної точки при різних температурах і на різних висотах [4].

Раніше цьому питанню було присвячене вивчення теплоємності неоднорідної речовини у гравітаційному полі [9] на основі класичної теорії критичних явищ. Повернення до цього питання стимулювали сучасні інтенсивні дослідження теплоємності як у макро- так і у нанообмежених системах у космічних умовах [10,11,12].

Згідно флуктуаційної теорії фазових переходів (ФТФП) [13] із виду вільної енергії речовини у гравітаційному полі $F_\phi = C_0 R_c^{-3} = C_0 t^{3\nu} \Phi(Z_1^*)$ (рис. 1.) знайдемо рівняння теплоємності неоднорідної рідини в гравітаційному полі уздовж трьох граничних критичних напрямків – критичної ізохори ($Z_1^* = \Delta\mu/t^{\beta\delta} = (Z_2^*)^{-1/\beta\delta} \ll 1, t > 0$), межі поділу фаз ($Z_1^* \ll 1, t < 0$), критичної ізотерми ($Z_1^* \gg 1, Z_2^* \ll 1, t < 0$ та $t > 0$). Для цього використовуємо відповідні асимптотичні розклади масштабних функцій $\Phi(Z_1^*), \Phi(Z_2^*)$ [13]

$$\Phi_1(Z_1^*) = \sum_{n=0}^{\infty} a_{2n} (Z_1^*)^{2n} ; \Phi_1(Z_1^*) = \sum_{n=0}^{\infty} b_n (Z_1^*)^n ; \Phi_2(Z_2^*) = \sum_{n=0}^{\infty} d_n (Z_2^*)^n \quad (1)$$

Тоді на основі (1) теплоємність неоднорідної речовини у цих випадках має вигляд [8]:

1) $Z^* \ll 1, t > 0$

$$C_v = \left(\frac{\partial^2 F}{\partial t^2} \right)_\mu = 3C_0 a_0^2 t^{3\nu-2} \left((3\nu-1) \nu a_0 + a_2 (3\nu-2\beta\delta)(3\nu-2\beta\delta-1) \left(\frac{\Delta\mu}{t^{\beta\delta}} \right)^2 + \dots \right) \quad (2)$$

2) $Z^* \ll 1, t < 0$

$$C_v = \left(\frac{\partial^2 F}{\partial t^2}\right)_\mu = 3C_0 b_0^2 t^{3v-2} ((3v-1)vb_0 + b_1(\beta\delta - 3v)(\beta\delta - 3v + 1)\left(\frac{\Delta\mu}{t^{\beta\delta}}\right) + \dots) \quad (3)$$

3). $Z^* \gg 1, t < 0$ та $t > 0$

$$C_v = \left(\frac{\partial^2 F}{\partial t^2}\right)_\mu = 6C_0 \Delta\mu^{3\xi - \frac{2}{\beta\delta}} (d_2 d_0 + d_1^2) d_0 + d_1 (6d_2 d_0 + d_1^2) \left(\frac{t}{\Delta\mu^{\frac{1}{\beta\delta}}}\right) + \dots \quad (4)$$

Схематично вид цих залежностей показаний на рисунках 2 [8].

Отримані результати (2)-(4) приводять до нових висновків стосовно поведінки теплоємності неоднорідної речовини у гравітаційному полі поблизу КТ.

1). У закритичній області температур ($t > 0$) поблизу термодинамічного напрямку $Z_1^* = \Delta\mu/t^{\beta\delta} \ll 1$ при віддаленні від рівня критичної ізохори ($\Delta\mu = d\mu/dh \cdot h = 0, z = 0$) теплоємність не зменшується, а навпаки, зростає (у формулі (2) добуток $(3v - 2\beta\delta)(3v - 2\beta\delta - 1) > 0$). Однак уздовж термодинамічного напрямку $Z_1^* \gg 1$ при збільшенні польовий змінної $\Delta\mu = d\mu/dh \cdot h$ теплоємність неоднорідної речовини зменшується. Таким чином, на закритичних ізотермах $C_v(z, t)$ неоднорідної речовини повинна спостерігатися немонотонна польова – висотна залежність теплоємності з максимумом, що не відповідає рівню критичної ізохори ($\Delta\mu \neq 0$).

2) На постійних висотах z ($\Delta\mu = \text{const}$) теплоємність неоднорідної речовини поблизу різних напрямків $Z_1^* \ll 1$ і $Z_1^* \gg 1$ поводить себе неоднаково. При наближенні до критичної температури $t \Rightarrow 0$ у випадку $Z_1^* \ll 1$ $C_v(z, t)$ зростає при зменшенні t , а у випадку $Z_1^* \gg 1$, навпаки зменшується. Це приводить до немонотонної температурної залежності ізобар теплоємності ($\Delta\mu = \text{const}$) з максимумом в області температур $t \neq 0$. Лише при $z \Rightarrow 0$ ($\Delta\mu \Rightarrow 0$) максимум теплоємності відповідає критичній температурі неоднорідної речовини ($t = 0$).

3). У докритичній області температур ($t < 0$) при віддаленні від рівня межі поділу фаз ($\Delta\mu = 0, z = 0$) величина теплоємності неоднорідної речовини монотонно зменшується як у випадку $Z_1^* = \Delta\mu/t^{\beta\delta} \ll 1$, так і у випадку $Z_1^* \gg 1$ [8].

4) З отриманих результатів слідує, що у закритичній області температур ($t > 0$) інтегральна теплоємність $C_v(\Delta z, t) = \int_0^z C_v(z, t) dz$ шарів Δz неоднорідної речовини в гравітаційному полі поблизу напрямку $Z_1^* \ll 1$ монотонно збільшується при $t \Rightarrow 0$ ($dC_v/dt < 0$). У той же час поблизу напрямку $Z_1^* \gg 1$ при $t \Rightarrow 0$ інтегральна теплоємність $C_v(\Delta z, t < 0)$ монотонно зменшується ($dC_v/dt > 0$). Одержані результати протирічать розрахункам і висновкам робіт [14,15] про зсув температур максимальних значень теплоємності неоднорідних речовин під дією гравітаційного поля.

5). У докритичній області температур ($t < 0$) інтегральна теплоємність неоднорідної речовини у всьому діапазоні змін термодинамічних параметрів ($Z_1^* \ll 1$ і $Z_1^* \gg 1$) монотонно збільшується при $|t| \Rightarrow 0$ ($dC_v/d|t| < 0$).

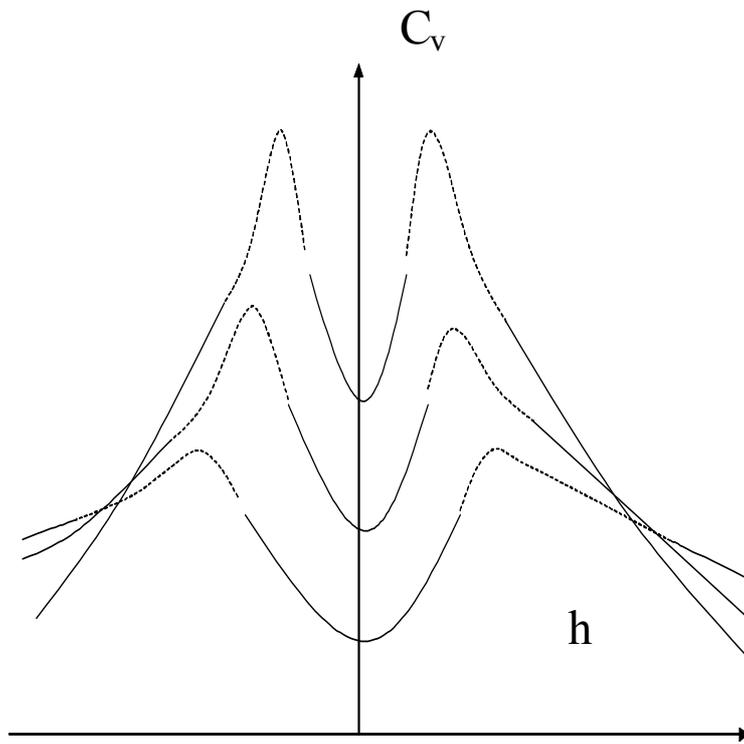


Рис. 2а. Висотні залежності теплоємності неоднорідної речовини в гравітаційному полі в закритичній області температур ($t > 0$).

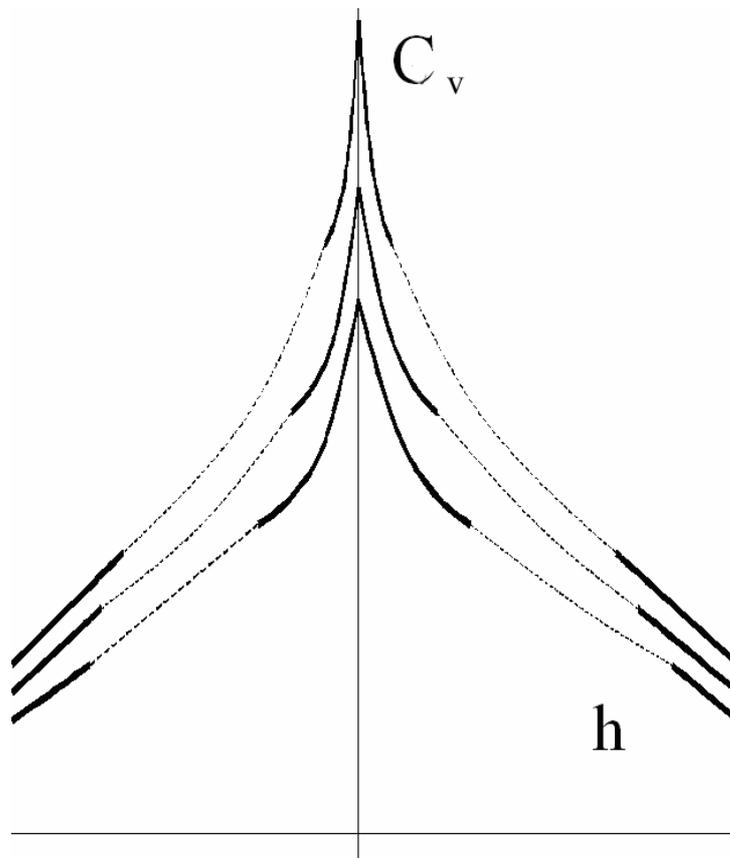


Рис. 2б. Висотні залежності теплоємності неоднорідної речовини в гравітаційному полі у докритичній області температур ($t < 0$).

На основі представлених вище результатів були проаналізовані калоричні властивості неоднорідної речовини уздовж виявлених у роботі особливих ліній екстремальних властивостей теплоємності. Ці дослідження є продовженням проведених раніше вивчень екстремальних властивостей термічних характеристик неоднорідної речовини поблизу КТ [3,4,5].

За аналогією з [3], у даній роботі було розроблене рівняння калоричної характеристики – ізохорної теплоємності $C_v=C_{vh}=(\partial s/\partial t)_\mu=(\partial^2 F_\phi/\partial t^2)_\mu$ неоднорідної речовини уздовж виявленої лінії її максимальних значень при постійній температурі $t>0$.

Ця умова максимумів температурних залежностей ізохорної теплоємності на висотах $h\sim\Delta\mu\neq 0$ задовольняє співвідношенню

$$\left(\frac{\partial C_v}{\partial \mu}\right)_t \sim \left(\frac{\partial}{\partial \mu} \frac{\partial s}{\partial t}\right)_t \sim \left(\frac{\partial \Phi(z^*)}{\partial z^*}\right)_t \left(\frac{\partial z^*}{\partial \mu}\right)_t = 0 \quad (5)$$

З (5) слідує, що уздовж лінії екстремальних значень теплоємності речовини масштабна змінна $z_1^* = \Delta\mu t^{-\beta\delta}$ (що є розв'язком рівняння (5)), є сталою величиною. Умова $z_1^* = \text{const}$ означає одночасно сталість масштабних функцій $\Phi(z^*)$, $d\Phi/dz^*(z^*)$ і інші уздовж цієї лінії.

Аналогічно [3], розрахунки рівняння ізохорної теплоємності уздовж цієї лінії її екстремальних значень проведемо на базі лінійної моделі параметричного рівняння стану [6].

$$\Delta\mu = ar^{\beta\delta}\theta(1-\theta^2), \quad t = r(1-b^2\theta^2), \quad \Delta\rho = kr^\beta\theta, \quad (6)$$

r, θ – змінні; a, k – сталі, якими характеризується дана речовина, $b^2 = (\gamma - 2\beta)/(\gamma(1 - 2\beta))$.

Тоді на основі (6) масштабний параметр $z_m^* = \Delta\mu t^{-\beta\delta}$ може бути представлений у вигляді

$$z_{m1}^* = \frac{a\theta_{m1}(1-\theta_{m1}^2)}{(1-b^2\theta_{m1}^2)^{\beta\delta}} = \text{const}, \quad (7)$$

Звідси слідує, що уздовж лінії екстремальних значень теплоємності речовини (якщо вона існує) виконується умова $\theta_{m1} = \text{const}$.

На основі (5) умова екстремуму теплоємності записується у формі

$$\left(\frac{\partial C_v(\theta, r)}{\partial \mu(\theta, r)}\right)_t = \left(\frac{\partial}{\partial \mu(\theta, r)} \frac{\partial s(\theta, r)}{\partial t(\theta, r)}\right)_t = \frac{(\partial C_v/\partial \theta)_r + (\partial C_v/\partial r)_\theta (\partial r/\partial \theta)_t}{(\partial \mu/\partial \theta)_r + (\partial \mu/\partial r)_\theta (\partial \mu/\partial \theta)_t} = 0 \quad (8)$$

Похідна $(dr/d\theta)_t$ в (8) отримується з умови $t = r(1 - b^2\theta^2) = \text{const}$.

Для розв'язку цього рівняння в рамках лінійної моделі (ЛМ) параметричного рівняння стану [6] нами спочатку було знайдене рівняння найбільш сингулярної частини теплоємності $C_v(r, \theta)$. Із цією метою були отримані аналітичні вирази для радіуса кореляції $R_c(r, \theta)$, флуктуаційної частини вільної енергії системи $F_\phi(r, \theta) \sim R_c^{-3}(r, \theta)$ і ентропії $s(r, \theta) = (\partial F_\phi(r, \theta)/\partial t(r, \theta))_{\nu, \mu}$. Потім у рамках ЛМ

уперше отримане рівняння для сингулярної частини ізохорної теплоємності $C_v(r,\theta) = (\partial^2 F_\phi(r,\theta)/\partial t^2(r,\theta))_{v,\mu}$ у вигляді:

$$C_v(r,\theta) = \frac{(1-\alpha) a k r^{-\alpha}}{(1+G\theta^2)}, \quad (9)$$

Тут універсальний параметр G залежить тільки від критичних показників і має вигляд

$$G = b^2(2\beta \cdot \delta - 1) + \left(1 - \frac{2\beta \cdot \delta}{1 - \alpha}\right) \times \quad (10)$$

$$\times \frac{2 \cdot \chi \cdot [2\beta \cdot \delta + 3(1 - \alpha)]}{\chi \cdot (1 + 2\beta \cdot \delta) - (2 - \alpha)(2 - \eta) + \left[\{\chi \cdot (1 + 2\beta \cdot \delta) - (2 - \alpha)(2 - \eta)\}^2 + \frac{4}{3} \cdot \chi \cdot [2\beta \cdot \delta + 3(1 - \alpha)] \cdot (2 - \alpha)(2 - \eta) \right]^{\frac{1}{2}}}$$

де $\chi = 2\gamma \cdot b^2 - 3$.

У формулі (9), на відміну від $C_v \sim r^{-\alpha}$ [16] врахована залежність теплоємності ще й від кутового параметра θ . Завдяки чому стало можливим розв'язання рівняння (8). Рівняння (8) має розв'язок тільки у закритичній області температур ($t > 0$):

$$\theta_m = b^{-2} + \alpha/G = \text{const} \quad (11)$$

Оскільки універсальний параметр χ (10) є різницею зрівняльних величин ($\chi = 2(\gamma - 2\beta)/(1 - 2\beta) - 3 \approx 0,4$), він істотно залежить від використаних значень критичних індексів. Для знаходження координати лінії екстремумів теплоємності θ_m у даній роботі використані значення критичних показників $\gamma = 1,233$, $\delta = 4,635$, $\beta = 0,337$, $\alpha = 0,091$, отримані методом введення малих параметрів [17] у співвідношення ФТФП [13]. Використання даного методу дозволило знайти величини цих критичних показників з похибкою менше 1%. Величини цих показників близькі до їхніх значень у тривимірній моделі Ізінга [18]. Вони найліпше відповідають експериментальним даним, отриманим для неоднорідних речовин у гравітаційному полі поблизу критичної точки [2].

Використовуючи ці величини критичних показників, зроблено висновок, що властивості речовини уздовж лінії екстремумів польових залежностей C_v відповідають універсальному параметру ЛМ $\theta_m = \text{const} = 0.829 \pm 0,08$ і одночасно поєднують у собі властивості речовини уздовж трьох граничних критичних напрямків: критичної ізохори $\theta = 0$, критичної ізотерми $\theta = 0,845$ і межі поділу фаз $\theta = 1$.

Аналогічним образом можна провести розрахунки координат екстремумів температурної залежності теплоємності на сталих висотах z ($\Delta\mu = \text{const}$).

На основі представлених результатів необхідно зробити наступні висновки

1. У закритичній області температур $t > 0$ поблизу термодинамічного напрямку $Z_1^* = \Delta\mu/t^{\beta\delta} \ll 1$ при віддаленні від рівня критичної ізохори теплоємність не зменшується, а навпаки, зростає. Однак уздовж термодинамічного напрямку $Z_1^* \gg 1$ при збільшенні польовий змінної $\Delta\mu = d\mu/dh \cdot h$ теплоємність неоднорідної речовини зменшується. Таким чином, на закритичних ізотермах $C_v(z,t)$ неоднорідної речовини повинна спостерігатися немонотонна польова – висотна залежність теплоємності з максимумом, що не відповідає рівню кри-

тичної ізохори ($\Delta\mu \neq 0$). Максимальні значення C_v на цих лініях відповідають полям $\Delta\mu \neq 0$ відмінним від критичних. Лише при критичній температурі речовини максимальне значення теплоємності реалізується на рівні критичної ізохори.

2. На основі лінійної моделі параметричного скейлінга отримане рівняння ізохорної теплоємності неоднорідної речовини поблизу лінії її максимальних значень, координата якої відповідає параметру лінійної моделі $\theta_m \approx 0,83$.

Література

1. Алехин А.Д., Булавин Л.А., Рудников Е.Г. Гравитационный эффект и величина внутреннего неоднородного поля в веществе вблизи критической точки // Успехи физических наук – 1996. - Т. 41, № 11-12. - С. 1059-1061.
2. Алехин А.Д., Булавин Л.А. // Научные записки КНУ им. Тараса Шевченко. – 2004 – Т.ХІ. – С. 11-33.
3. Альохін О.Д., Рудніков Є.Г. Властивості неоднорідної речовини в гравітаційному полі вздовж лінії екстремумів сприйнятливості // Успехи физических наук. –1995. –Т.40, № 9. –С. 941–944.
4. Альохін О.Д., Рудніков Є.Г. Кореляційні властивості просторово неоднорідних систем у гравітаційному полі поблизу лінії екстремумів сприйнятливості // Український Фізичний Журнал – 2002. – Т. 47, № 8. – С. 745-750.
5. A.D. Alekhin, E.G. Rudnikov, O.M. Burmistrov Abstracts of International Conference "Physics of liquid matter: modern problems" (PLMMP 2003) September 12-15, 2003.
6. Schofield P. Parametric representation of the equation of state near a critical point // Phys. Rev. Lett.–1969. – V.22, № 12. – P.606.
7. Алехин А.Д., Рудников Е.Г. // Серия: физико-математические науки. – 2005. – Вып. 3. – С. 472-474.
8. Алехин А.Д., Рудников Е.Г. // Серия: физико-математические науки. – 2005. – Вып. 4.– С. 331-334.
9. Воронель А.В., Гитерман М.Ш. Гидростатический эффект вблизи критической точки жидкости // Журнал экспериментальной и теоретической физики – 1960. – Т. 39, вып. 4(10). – С.1162–1164.
10. J.A. Lipa, M. Goleman D.A. Striker // J. Low. Temp. Phys. 124 (3-4) 443, 2001.
11. J.A. Lipa, D.R. Swanson, J.A. Nissen // Phys. Rev. Lett. 200, 84, 4894-4897.
12. Воронов В.П., Булейко В.М. // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 1998. – Т. 113, № 3. – С. 1071.
13. Паташинский А.З., Покровский В.Л. Флуктуационная теория фазовых переходов. – М.: Наука, 2-е изд., перераб. 1982. – 382 с.
14. Chalyi K.O. // Ukr. J. Phys. 2004. V. 49, N10. – P. 971-974.
15. Chalyi K.O. // Ukr. J. Phys. 2004. V. 49, N11. – P. 1090–1094.
16. Анисимов М.А. Критические явления в жидкостях и жидких кристаллах. – М.: Наука. –1987. – 271 с.
17. A.D. Alekhin // Journal of Molecular Liquids. – 2005. – 120 – P. 43-45.

18. Стенли Е. Фазовые переходы и критические явления. Пер. с англ.—М.: Мир, 1973. — 419с.

А.Д. Алехин, Е.Г. Рудников

**Поведение теплоемкости неоднородных веществ в гравитационном поле
вблизи критической точки**

АНОТАЦИЯ

На основе флуктуационной теории фазовых переходов исследованы особенности поведения температурной и полевой (высотной) зависимости теплоемкости неоднородных жидкостей в гравитационном поле вблизи критической точки. В рамках линейной модели параметрического уравнения состояния найдено уравнение сингулярной части теплоемкости и проведен расчет уравнения линии максимумов изохорной теплоемкости при постоянных температурах выше критической

A.D. Alekhin, E.G. Rudnikov

**Heat capacity behaviour of inhomogeneous substance under gravity
near the critical point**

SUMMARY

The field (high-altitude) and temperature peculiarities of heat capacity behaviour of inhomogeneous liquid under gravity have been investigated on the base of fluctuation theory of phase transition. The equation of the singular part of the heat capacity have been obtained within the framework of the linear model of parametric equation of state. The calculation of the equation of the line of the maximums of specific heat at constant volume along supercritical isotherms have been carried out.

Е. Н. Кондратьев, Е. А. Мартинова

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

Анализ динамики поведения реактора идеального смешения вблизи особой точки типа фокус

В данной работе рассматривается неизотермический проточный реактор идеального смешения, в котором происходит гомогенное реагирование. Найден устойчивый фокус и предельный цикл. Проведено графическое решение системой уравнений тепло-массообмена, и получено, что максимальное количество особых точек в фазовом пространстве концентрация – температура равно трем. При увеличении объемного расхода вещества устойчивый фокус, становясь неустойчивым, порождает устойчивый предельный цикл. Проведенные расчеты обнаруживают широкую зону существования предельного цикла.

В связи с разработкой проточных реакторов нового поколения [1] возрос интерес к проблеме контроля и регулирования реакторов подобного типа. С одной стороны это необходимо для увеличения производительности реактора, а с другой - для повышения тепловой мощности без снижения его надёжности. Чтобы определить наиболее подходящий способ управления реактором необходимо знание особенностей его динамического поведения [2].

Как показано в работе [3] в зависимости от типа устойчивости реактора выбирается адекватный способ управления. В частности, в окрестности узла требуется жесткое управление. А в случае фокуса – мягкое, с незначительным по величине и не продолжительным по времени изменением параметров системы.

Для нахождения связи между моделями различных реакторов целесообразнее проводить анализ динамики реактора по безразмерной модели.

В данной работе рассматривается неизотермический проточный реактор идеального смешения, в котором происходит гомогенное реагирование. Для такого реактора изменение безразмерной концентрации – x и температуры – y со временем описывается квазистационарной системой уравнений тепло-массообмена:

$$\begin{cases} \frac{dx}{d\tau} = (x_f - x)\delta - x e^{-\frac{\alpha}{y} + \beta} \\ \frac{dy}{d\tau} = y_p - y + x e^{-\frac{\alpha}{y} + \beta} \end{cases}$$

где $x_f = \frac{C}{C_f}$ - безразмерная величина входного потока предварительно перемешанного топлива, $\beta = \ln z \bar{\tau}$ - максимальная активность реакции, $y_p = \frac{y_f \tau_y + y_\infty \tau_x}{\tau_x + \tau_y}$ - безразмерная приведенная температура, учитывающая температуры входного потока и стенок реактора, $\tau_x = \frac{V}{u}$ - характерное время пребывания смеси в реакторе, $\tau_y = \frac{r^2 c_p \rho}{6\lambda}$ - характерное время теплоотвода, полученное из выражения для цилиндрического реактора $\tau_y = \frac{c_p \rho V}{\alpha_t S}$, $\tau = \frac{t}{\tau}$ - безразмерное время, где $\bar{\tau} = \frac{\tau_x \tau_y}{\tau_x + \tau_y}$ - приведенное время, $\delta = \frac{\tau_x}{\tau}$ - приведенная скорость теплового потока, имеет смысл характерной безразмерной частоты, $\alpha = \frac{E}{RT_m}$ - безразмерная энергия активации, $T_m = \frac{QC_f}{c_p \rho}$ - адиабатическая температура.

Таблица 1.

Физические параметры реактора и вещества.

Физические параметры	Значения параметров
Входная температура, T_f	1420 К
Входная концентрация вещества, C_f	$1.1532 \cdot 10^{-5}$ моль/см ³
Плотность смеси, ρ	$2.4218 \cdot 10^{-4}$ моль/см ³
Объем реактора, V	42,41 см ³
Длина реактора, l	24 см
Радиус реактора, r	0.75 см
Коэффициент теплопроводности, λ	$2.86 \cdot 10^{-4}$ Вт/(м К).
Теплота реакции, Q	11950 Дж/моль
Объемный расход, u	800 см ³ /с
Температура стенок реактора, T_c	1400 К
Энергия активации, E	136940 Дж/моль
Предэкспоненциальный множитель, z	364000 с^{-1}

В зависимости от значений параметров системы реализуются различные стационарные состояния. Один из вариантов значений параметров представлен в таблице 1. Каждому набору параметров отвечает свой тип фазового портрета, который отражает особенности динамики системы и взаимного расположения фазовых траекторий и особых точек.

В результате проведенного графического решения, представленного на рис.1, получено, что максимальное количество особых точек в фазовом пространстве концентрация – температура равное трем. Кривой 1 на рисунке соответствует функция в системе приведенной реакции $f_1 = \frac{X_f}{e^{\alpha/y-\beta} + 1/\delta}$, а кривой 2 – функция $f_2 = y - y_p$, представляющая собой скорость теплоотвода.

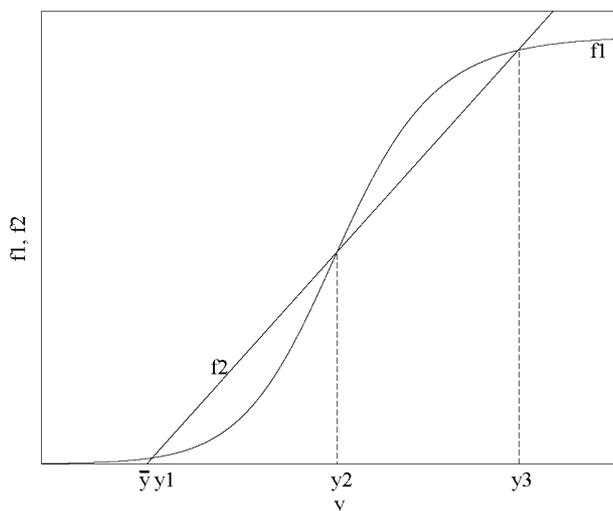


Рис.1 Расположение стационарных состояний безразмерной системы.

Если реактор непрерывного действия обладает тремя положениями равновесия, то среднее из них – всегда является седлом, т.е. неустойчиво, а два других положения равновесия могут быть как устойчивыми, так и неустойчивыми [4]. Однако для целей наиболее легкого управления реактором наибольший интерес представляют фазовые портреты, содержащие только одну особенность. В этом случае показано, что особой точкой может быть устойчивый фокус, на приведенной диаграмме Семенова эта особая точка соответствует касанию кривой теплоотвода в точке перегиба функции реакции.

В окрестности устойчивого фокуса фазовые траектории имеют вид сходящихся к точке (C_0, T_0) фазовых траекторий, с координатами точки $C_0=5,68 \cdot 10^{-6}$ моль/см³, $T_0=1637$ К, отображенных на рис.2. Стрелками указано направление движения по фазовым траекториям.

На рис.3 представлены динамические зависимости температуры и концентрации в реакторе вблизи особой точки типа устойчивый фокус. Видно, что динамические кривые затухающие, что свидетельствует об устойчивости фокуса. Период в малой окрестности порядка 0,25 с.

При малом изменении параметров системы, например, одного из них - входного потока топлива в сторону увеличения по сравнению с 600 см³/с происходит трансформация устойчивого фокуса в предельный цикл (рис.4). При этом внутри предельного цикла, образуется особенность типа неустойчивый фокус с координатами $C_0 = 5,02 \cdot 10^{-6}$ моль/см³, $T_0 = 1738$ К. Фокус неустойчив и все фазовые траектории удаляются от него, асимптотически приближаясь к

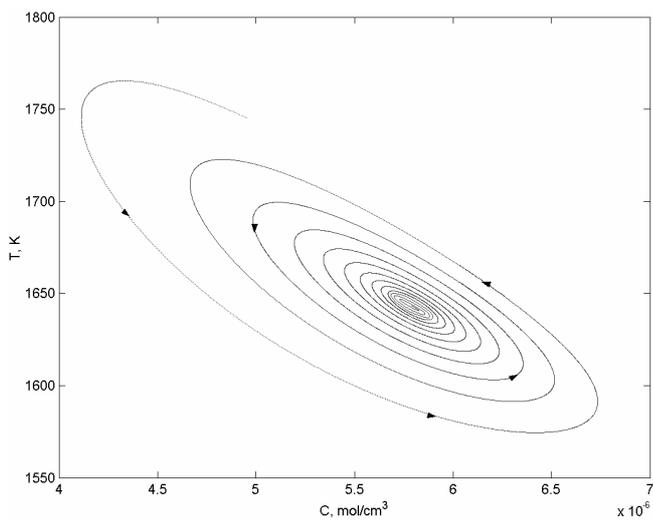


Рис. 2. Фазовый портрет при $u=600 \text{ cm}^3/\text{с}$.

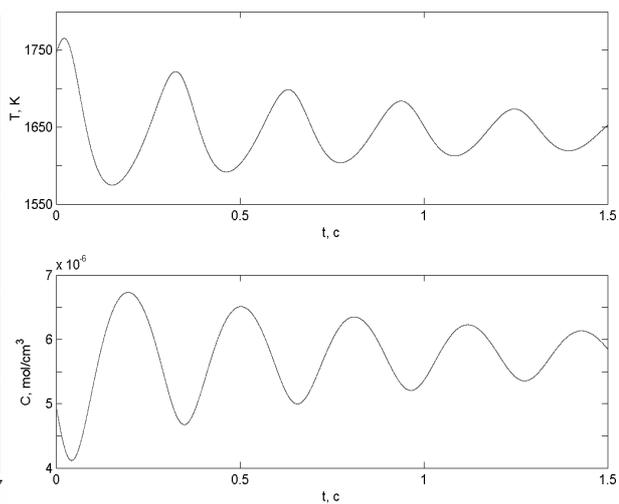


Рис.3. Динамические зависимости температуры и концентрации в реакторе вблизи особой точки типа устойчивый фокус.

замкнутой кривой. Для проверки устойчивости предельного цикла было проведено исследование внешней его части, и получено, что она также асимптотически приближается к этой же замкнутой кривой. Таким образом, найденный предельный цикл является аттрактором. Видно, что с изменением входного параметра u , особая точка сместилась в сторону более высоких температур и низких концентраций.

На рис. 5 и 6 представлены динамические кривые температуры и концентрации. На рисунке 5 представлены динамические кривые для внутренней час-

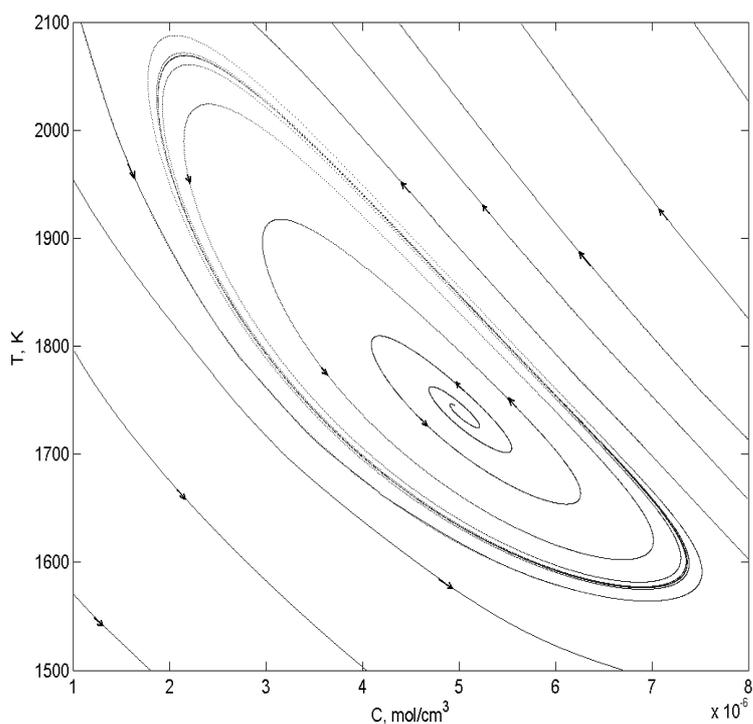


Рис.4. Фазовый портрет при $u=800 \text{ cm}^3/\text{с}$.

ти предельного цикла, а на рис. 6 – для внешней. Период в малой окрестности порядка 0,14 с для внутренней и внешней части предельного цикла.

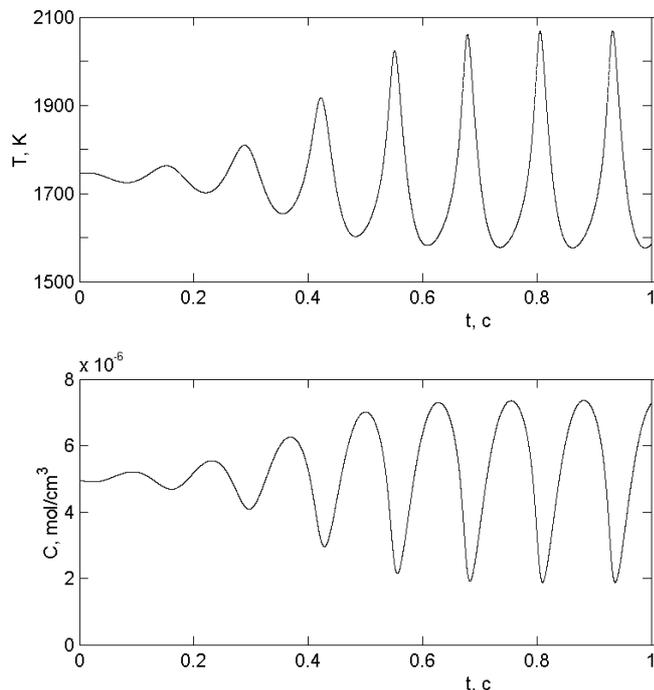


Рис.5. Динамические кривые температуры и концентрации особой точки предельного цикла для его внутренней части.

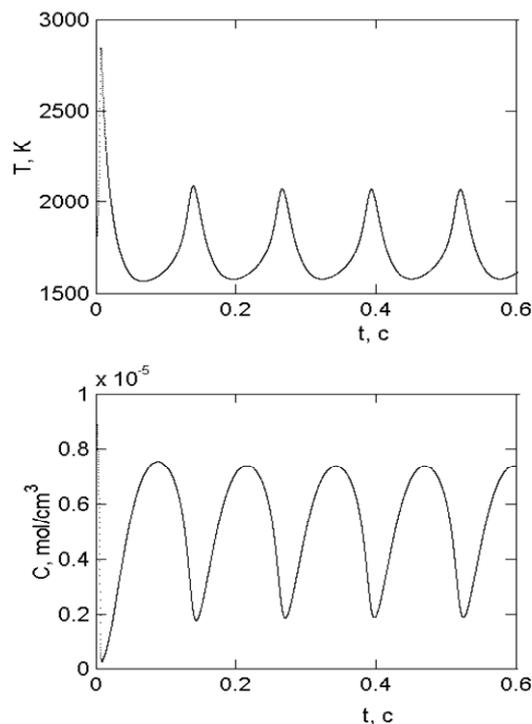


Рис.6. Динамические кривые температуры и концентрации особой точки предельного цикла для его внешней части.

Таблица 2.

Координаты стационарных значений температуры и концентрации в зависимости от объемного расхода вещества.

Объемный расход вещества,	Тип особенности	Стационарное значение температуры	Стационарное значение концентрации
500 см ³ /с	устойчивый фокус	1605 К	5,94·10 ⁻⁶ см ³ /с
600 см ³ /с	устойчивый фокус	1637 К	5,68·10 ⁻⁶ см ³ /с
700 см ³ /с	устойчивый предельный цикл	1686 К	5,48·10 ⁻⁶ см ³ /с
800 см ³ /с	устойчивый предельный цикл	1738 К	5,02·10 ⁻⁶ см ³ /с
900 см ³ /с	устойчивый предельный цикл	1795 К	4,49·10 ⁻⁶ см ³ /с
1000 см ³ /с	устойчивый предельный цикл	1851 К	4,02·10 ⁻⁶ см ³ /с
1100 см ³ /с	устойчивый предельный цикл	1903 К	3,62·10 ⁻⁶ см ³ /с

1200 см ³ /с	устойчивый предельный цикл	1952 К	3,31·10 ⁻⁶ см ³ /с
1300 см ³ /с	устойчивый фокус	1995 К	3,06·10 ⁻⁶ см ³ /с
1400 см ³ /с	устойчивый фокус	2036 К	2,91·10 ⁻⁶ см ³ /с
1500 см ³ /с	устойчивый фокус	2073 К	2,72·10 ⁻⁶ см ³ /с
1600 см ³ /с	устойчивый фокус	2107 К	2,57·10 ⁻⁶ см ³ /с
1700 см ³ /с	устойчивый фокус	2138 К	2,48·10 ⁻⁶ см ³ /с

При увеличении объемного расхода вещества с 600 см³/с до 700 см³/с устойчивый фокус, становясь неустойчивым, порождает устойчивый предельный цикл. При изменении значения параметра в противоположном направлении устойчивый предельный цикл, окружавший неустойчивый фокус, стягивается в фокус, который становится устойчивым. Так, например, при изменении скорости подачи топлива от 1200 см³/с до 1300 см³/с происходит переход в устойчивый фокус. При дальнейшем увеличении скорости подачи топлива до 1500 см³/с происходит смещение координат стационарных состояний в область высоких температур и низких концентраций, как видно из таблицы 2.

Проведенные расчеты обнаруживают неожиданно широкую зону существования предельного цикла. Так, например, при сохранении прочих параметров системы, при изменении подачи топлива с 700 до 1200 см³/с наблюдается существование устойчивого предельного цикла. Таким образом, объемный расход вещества может изменяться на 35%.

Литература

1. Феоктистов Л.П. Нейтронно-делительная волна // Доклады академии наук СССР. – 1989. – Т. 309, № 4, – С. 864-867.
2. Франк – Каменецкий Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. – М.: Наука, 1967. – 491 с.
3. Дайчман Е.Е., Кондратьев Е.Н. Модель циклически обостряемого реактора // Вісник Одеськ. держ. ун-ту. – 2001. – Т. 6, вип. 3. – Фіз.-мат. науки. – С. 134-140.
4. Вольтер Б.В., Сальников И.Е. Устойчивость режимов работы химических реакторов. – М.: Химия, 1981. – 198 с.

Є.М. Кондратьєв, О.О. Мартинова

Аналіз динаміки поведінки реактора ідеального змішування поблизу особливої крапки типу фокус

АНОТАЦІЯ

У даній роботі розглядається неізотермічний проточний реактор ідеального змішування, у якому відбувається гомогенне реагування. Знайдено стійкий фокус і граничний цикл. Проведено графічне рішення системи рівнянь тепломасообміну, і отримано, що максимальна кількість особливих крапок у фазовому просторі «концентрація-температура» дорівнює трьом. При збільшенні об'ємної витрати речовини стійкий фокус, стаючи нестійким, породжує стійкий граничний цикл. Проведені розрахунки виявляють широку зону існування граничного циклу.

E.N. Kondratev, O.O. Martynova

The analysis of dynamics behaviour of the reactor of ideal mixture near to the special point of type focus

SUMMARY

In the given work we considered not isothermal flowing reactor of ideal mixture in which there is a homogeneous reaction. Steady focus and a limiting cycle is found. The graphic decision by system of the equations heat and mass exchange is lead, also received, that a maximum quantity of special points in phase space "concentration-temperature" to equally three. At increase in the volumetric charge of substance steady focus, becoming unstable generates a steady limiting cycle. The lead calculations find out a wide zone of existence of a limiting cycle.

В.В. Калинин, А.С. Черненко

Одесский национальный университет им. И.И. Мечникова

Критические условия гетерогенного воспламенения нагретой частицы магния в холодном воздухе

Аналитически получена зависимость критического значения начальной температуры от диаметра частицы магния, которая вынужденно воспламеняется при попадании в холодный воздух. Объяснено существование минимума на этой зависимости и проанализирована относительная роль различных механизмов теплообмена, теплотрат на испарение, а также диффузионно-кинетического отношения в процессе вынужденного воспламенения частицы магния.

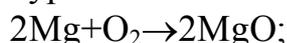
Критические условия теплообмена частицы с окружающими телами прежде всего характеризуются ее диаметром, относительной скоростью и начальной температурой, определяющей вынужденное воспламенение частицы, на поверхности которой протекают экзотермическая химическая реакция с газообразным окислителем.

Воспламенение в нагретом воздухе частиц магния размером 15-55 мкм независимо от их начальной температуры изучалось экспериментально Касселем и Либманом [1]. Установлено, что температура воспламенения с ростом диаметра частицы уменьшалась и принадлежит интервалу 920-1150 К. Воспламенение частиц магния больших размеров (3 мм и 6 мм) в нагретом и холодном воздухе экспериментально исследовалось в работе [2]. Установлено, что для воспламенения частицы в холодном воздухе необходимо предварительно ее нагреть до начальной температуры выше определенного критического значения. На примере частицы углерода ранее аналитически изучалось влияние начальной температуры на критические условия воспламенения [3,4,5]. Аналитическая модель тепломассообмена частицы магния с нагретым воздухом была разработана авторами [1,6].

В данной работе аналитически исследовано влияние начальной температуры предварительно нагретой частицы магния на критические диаметры воспламенения в холодном воздухе, а также определена роль механизмов теплообмена при определении критических условий.

Предположим, что:

1) на поверхности частицы магния протекает экзотермическая химическая реакция первого порядка согласно уравнению



2) поля концентраций и температур подобны в газовой фазе ($Lu = 1$);

3) тепловой и массовые потоки на поверхности частицы со стороны газовой фазы квазистационарны ($a_c \ll a_g$);

4) температура внутри частицы не зависит от координаты ($\lambda_c \gg \lambda_g, Bi \ll 1$);

5) теплообмен с газовой фазой описывается законом Ньютона-Рихмана;

6) теплотери излучением со стенками реакционной установки определяются законами Кирхгофа и Стефана-Больцмана;

7) коэффициент черноты оксида магния не зависит от температуры и толщины оксида.

Здесь Lu и Bi – критерии Льюиса и Био; λ_c, λ_g – коэффициенты теплопроводности частицы магния и воздуха; a_c, a_g – коэффициенты температуропроводности частицы магния и воздуха.

Уравнение нестационарного тепломассообмена частицы магния с учетом химического тепловыделения, испарения магния и теплотери излучением имеет вид:

$$\frac{1}{6} c_c \rho_c d \frac{dT}{dt} = q_{\text{eff}}(T, d), \quad T(t=0) = T_b, \quad (1)$$

$$q_{\text{eff}} = q_{\text{ch}} - q_h, \quad q_h = q_g + q_w + q_L,$$

$$q_{\text{ch}} = Q_o W_o, \quad q_g = \alpha(T - T_g), \quad q_w = \varepsilon \sigma (T^4 - T_w^4), \quad q_L = L W_{\text{ev}},$$

$$W_o = k \rho_{\text{gs}} C_o (1 + Se)^{-1}, \quad W_{\text{ev}} = \beta \rho_g C_{m,s}, \quad C_{m,s} = \frac{M_m}{M_g} \exp\left(\frac{LM_m}{R} \left(\frac{1}{T_{\text{boil}}} - \frac{1}{T}\right)\right),$$

$$k = k_0 \exp\left(-\frac{E}{RT}\right), \quad \alpha = \frac{\lambda_g Nu}{d}, \quad \beta = \frac{D Nu}{d}, \quad Se = \frac{k \rho_{\text{gs}}}{\beta \rho_g}, \quad D = \frac{\lambda_g}{\rho_g c_g}, \quad T_* = \frac{T + T_g}{2}$$

$$\rho_{\text{gs}} = \rho_{g0} \left(\frac{T_0}{T}\right), \quad \rho_g = \rho_{g0} \left(\frac{T_0}{T_*}\right), \quad \lambda_g = \lambda_{g0} \left(\frac{T_*}{T_0}\right)^{0.75}, \quad c_g = c_{g0} + \Omega(T - T_0),$$

где q_{ch}, q_g, q_w – плотности мощности химического тепловыделения, теплового потока за счет теплообмена с газом, теплового потока излучением, Q_o – тепловой эффект химической реакции, рассчитанный на килограмм окислителя, L – удельная теплота испарения, k – константа скорости химической реакции, k_0 – предэкспоненциальный множитель, E – энергия активации, R – универсальная газовая постоянная, C_o – относительная массовая концентрация кислорода на бесконечности в воздухе, $C_{m,s}$ – относительная массовая концентрация насыщенных паров магния на поверхности частицы; M_m, M_g – молярные массы паров магния и воздуха; β – коэффициент массообмена, α – коэффициент теплообмена, ρ_{gs}, ρ_g – плотность газа на поверхности и вдали от частицы, D – коэффициент диффузии кислорода и паров магния в воздухе, λ_g – коэффициент теплопроводности воздуха, c_g – удельная теплоемкость газа в Дж/(кг·К), Ω – температурный коэффициент теплоемкости газа в Дж/(кг·К²), ρ_c – плотность магния, c_c – удельная теплоемкость магния, d – диаметр частицы, ε – коэффициент черноты оксида магния, σ – постоянная Стефана-Больцмана, T_w – тем-

пература стенок, T_g – температура газа, T_0 – температура, про которой рассчитаны ρ_{g0} , λ_{g0} ; T_{boil} – температура кипения магния, Se – диффузионно-кинетическое отношение, Nu – критерий Нуссельта, t – время.

Исследуем стационарные решения уравнение (1). На рис.1 представлены зависимости химического тепловыделения q_{ch} и теплоотвода q_h и эффективного тепловыделения q_{eff} в зависимости от температуры (диаграмма Семенова). Точка стационарности i_* (точка пересечения кривых) характеризует критическое значение начальной температуры частицы (например, размером 3 мм), определяющее ее воспламенение в холодном воздухе. При начальной температуре частицы $T_b < T_{i*}$ частица охлаждается до более низкой температуры, соответствующая точке o (рис.1); при $T_b > T_{i*}$ – частица воспламеняется. На зависимости $q_{eff}(T)$ точка i_* , характеризующая влияние начальной температуры, лежит на оси абсцисс, для которой выполняется дополнительно условие $\frac{\partial q_{eff}}{\partial T} > 0$.

Точка стационарности e_1 (точка e_2) характеризует минимальное (максимальное) предельное значение диаметра частицы, при котором возможна высокотемпературная стадия окисления. Эти точки являются также неустойчивыми: при $T_b < T_e$ частица охлаждается до более низкой температуры, соответствующая

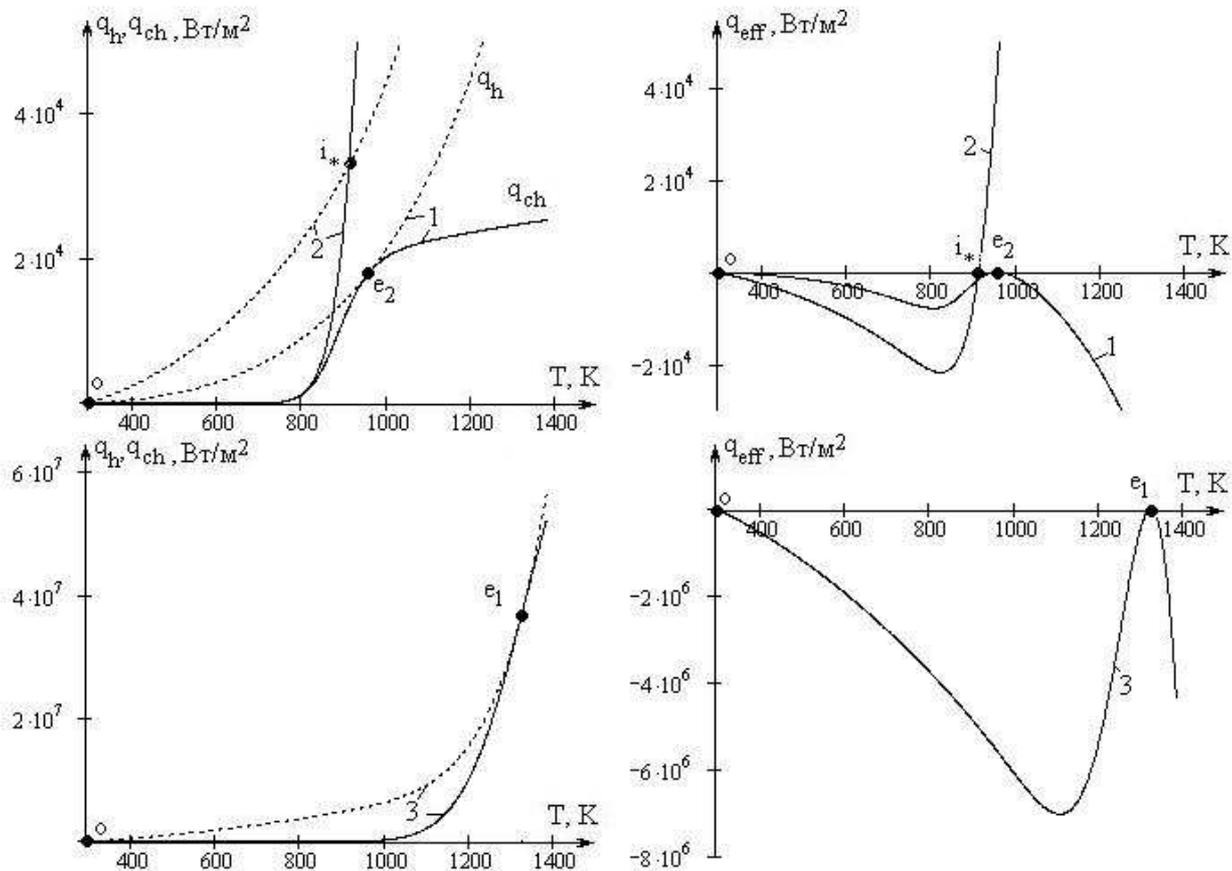


Рис.1 Зависимости а) $q_{ch}(T)$, $q_h(T)$; б) $q_{eff}(T)$ для частицы магния диаметром 1) 40706.1 мкм; 2) 3000 мкм; 3) 11.7 мкм. $T_g = T_w = 293K$, $C_{O_2} = 0.23$.

точке o ; при $T_b > T_e$ – до температуры, соответствующая точке e .

Устойчивые и критические состояния определяемые начальной температурой и диаметром частицы находим из условия стационарности:

$$q_{\text{eff}} = Q_0 k \rho_{\text{gs}} C_o \frac{\beta \rho_g}{\beta \rho_g + k \rho_{\text{gs}}} - \beta \rho_g c_g (T - T_g) - \varepsilon \sigma (T^4 - T_w^4) - \beta \rho_g LC_{m,s} = 0 \quad (2)$$

Введя безразмерную величину β_* , уравнение (2) несложно свести к квадратному уравнению:

$$(A_g + A_L) \beta_*^2 - 2A \beta_* + A_w = 0,$$

где
$$A = \frac{1}{2} (1 - A_g - A_w - A_L), \quad \beta_* = \frac{\beta \rho_g}{k \rho_{\text{gs}}},$$

$$A_w = \frac{\varepsilon \sigma (T^4 - T_w^4)}{Q_0 k \rho_{\text{gs}} C_o}, \quad A_g = \frac{c_g (T - T_g)}{Q_0 C_o}, \quad A_L = \frac{LC_{m,s}}{Q_0 C_o},$$

Решение квадратного уравнения позволяет получить устойчивые и критические стационарные состояния в виде зависимости диаметра частицы от ее стационарной температуры:

$$d = \frac{\lambda_g \text{Nu}}{Q_0 C_o \rho_{\text{gs}} k_0} \frac{T - T_g + \frac{LC_{m,s}}{c_g}}{\left(A \pm \sqrt{A^2 - A_w (A_g + A_L)} \right)} \exp\left(\frac{E}{RT} \right). \quad (3)$$

Зависимость (3) позволяет проанализировать влияние начальной температуры частицы магния на критические диаметры, характеризующих воспламенение (рис. 2 а, б).

При низких температурах газовой среды частицы магния не могут самопроизвольно перейти с низкотемпературного режима окисления на высокотемпературный. Для частиц, размеры которых лежат в интервале (d_{e1}, d_{e2}) существуют три стационарных состояния, одно из которых является неустойчивым. Как следует из диаграмм Семенова, именно эти состояния определяют для данной частицы определенного размера критическое значение начальной температуры, выше которой осуществляется переход на устойчивые высокотемпературные стационарные состояния.

Следовательно, воспламенение частицы магния в холодном воздухе возможно только в определенной области изменения начальных температур $(T_{b,m}, T_{b,e1})$ и диаметров частиц (d_{e1}, d_{e2}) , ограниченной кривыми (рис.3а, б):

$$d_{i*} = \frac{\lambda_g \text{Nu}}{Q_0 C_o \rho_{\text{gs}} k(T_b)} \frac{T_b - T_g + \frac{LC_{m,s}(T_b)}{c_g}}{\left(A(T_b) \pm \sqrt{A(T_b)^2 - A_w(T_b) \cdot (A_g(T_b) + A_L(T_b))} \right)} \quad (4).$$

$$d_{i*} = d_{e1}, \quad d_{i*} = d_{e2}.$$

Из рис.2б,3б видно, что без учета теплообмена излучением верхний предел по диаметру исчезает, что указывает на то, что именно теплопотери излучением определяют второй предел воспламенения.

На зависимости критической начальной температуры от диаметра частицы (рис.3) наблюдается минимум (т. *m*), который разделяет всю область критических диаметров на две: области малых и больших диаметров.

Для малых диаметров свойственно уменьшение критического значения на-

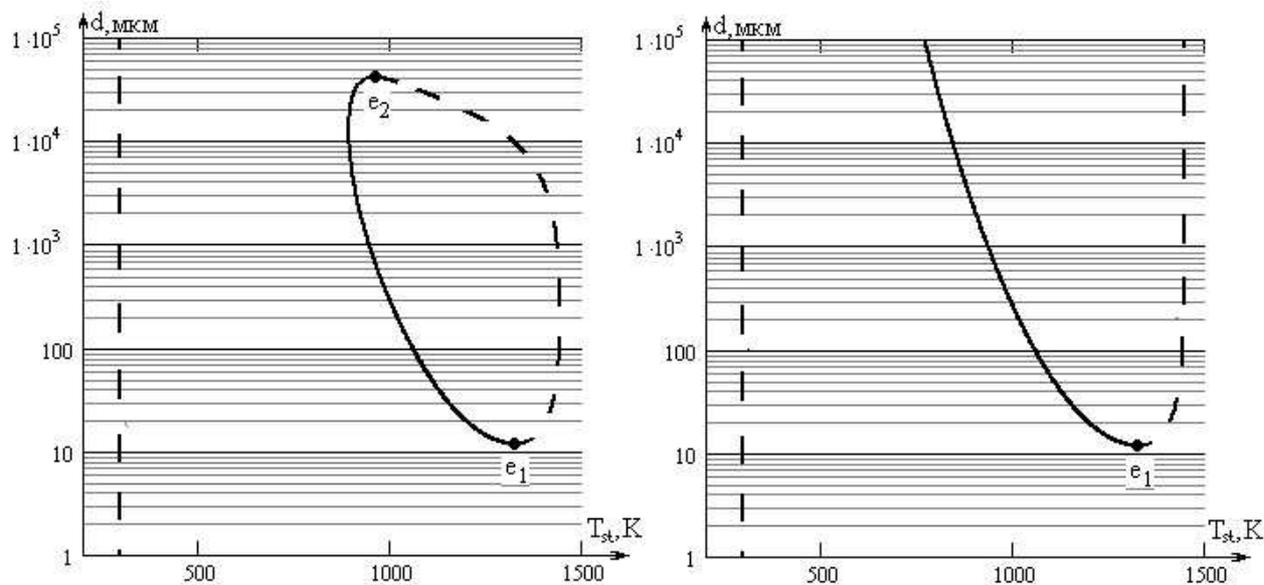


Рис. 2 Зависимость диаметра частицы от ее стационарной температуры а) с учетом и б) без учета теплопотерь излучением. Пунктирные кривые – устойчивые низко- и высокотемпературные стационарные состояния; сплошные – неустойчивые стационарные кривые.

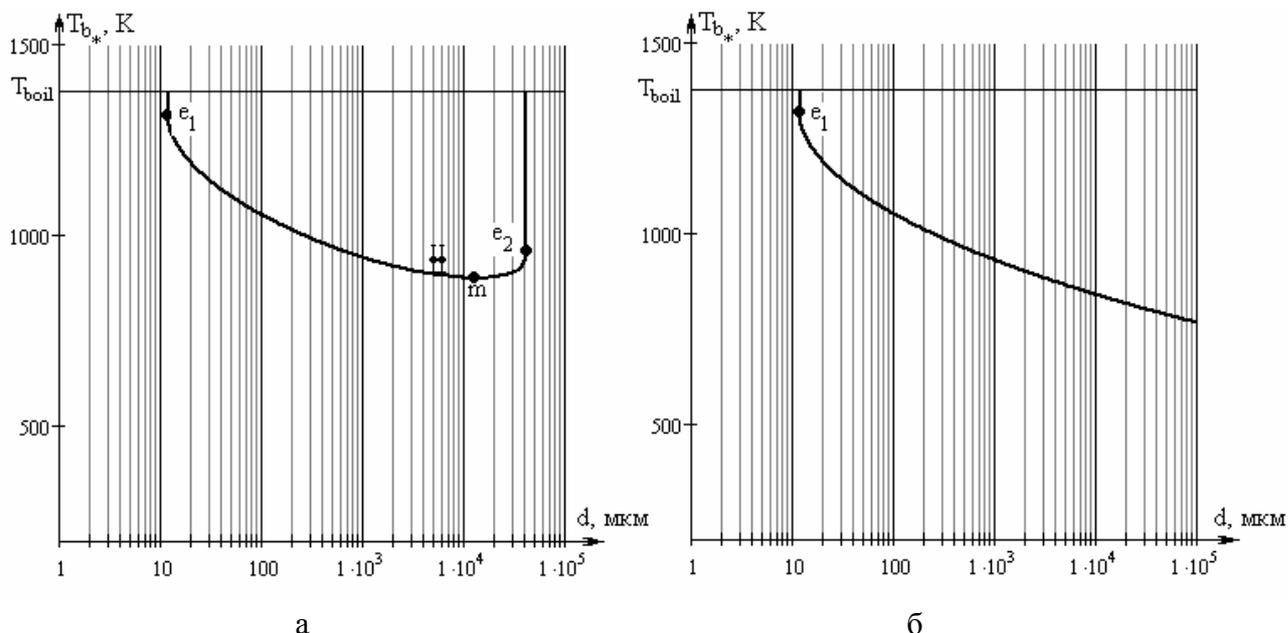


Рис.3 Зависимость критического значения начальной температуры от размера частицы магния при $T_g = T_w = 293\text{K}$ с учетом (а) и без учета (б) теплопотерь излучением.

чальной температуры с увеличением диаметра. Это связано, с тем, что с увеличением диаметра уменьшаются теплотери с газом и на испарение магния. При этом химическая реакция определяется кинетикой реакции и практически не зависит от размера частицы.

Для больших размеров частиц роль массопереноса кислорода к поверхности частицы существенна и, с увеличением размера частицы, уменьшается подача кислорода к поверхности за счет диффузии, химическая реакция замедляется. Поэтому для больших диаметров частиц для ее воспламенения необходимо поднять ее начальную температуру.

Расчет проводился при следующих данных: $E = 189500$ Дж/моль, $L = 5.462 \cdot 10^6$ Дж/кг, $k_0 = 0.86 \cdot 10^9$ м/с, $Q_0 = 38.56 \cdot 10^6$ Дж/кгO₂, $\varepsilon = 0.35$, $\rho_{g0} = 0.275$ кг/м³, $c_{g0} = 1105$ Дж/(кг·К), $T_0 = 1273.15$ К, $C_0 = 0.23$, $\lambda_{g0} = 0.082$ Вт/(м·К), $Nu = 2$, $M_m = 24.3 \cdot 10^{-3}$ кг/моль, $M_g = 29 \cdot 10^{-3}$ кг/моль.

Для экспериментального определения критических значений начальных температур, частицы магния вводились в пламя пропан-бутан-воздушной смеси. При достижении определенной начальной температуры, фиксируемой хромель-алюмелевой термопарой, частица выводилась в холодный воздух. При начальной температуре частицы выше критического значения, частица по прошествии некоторого времени, воспламенялась. Результаты приведены на рис. 3а, которые удовлетворительно согласуются с представленной теорией.

В таблице приведены значения A_g , A_w , A_L , которые характеризуют относительную роль различных механизмов теплообмена к химическому тепловыделению при определении критических значений начальных температур частицы магния при ее вынужденном воспламенении в холодном воздухе.

Для частиц малых размеров $d_{e1} < d < d_m$ теплотери излучением незначительны, и зависимость критического диаметра, характеризующего воспламенение, от начальной температуры частицы (4):

$$d_{i*} = \frac{\lambda_g Nu}{Q_0 C_0 \rho_{gs} k(T_b) c_g} \frac{c_g (T_b - T_g) + LC_{m,s}(T_b)}{(1 - A_g(T_b) - A_L(T_b))}. \quad (5)$$

Таблица. Роль различных механизмов теплотерь и диффузионно-кинетическое отношение в процессе вынужденного воспламенения частицы магния в холодном воздухе.

$T_g = T_w = 293$ К, $C_{O_2} = 0.23$					
d_i , мкм	$T_{b,cr}$, К	A_g	A_w	A_L	Se
30	1147	0.097	0.006	0.049	0.17
100	1053	0.085	0.024	0.014	0.11
300	989	0.078	0.072	0.005	0.09
1000	938	0.072	0.193	0.002	0.09
3000	900	0.067	0.438	0.001	0.11
30000	904	0.068	0.400	0.001	1.18

Для частиц магния размерами $d_m < d < d_{e2}$ при вынужденном воспламенении в холодном воздухе можно пренебречь испарением магния с поверхности частицы и критический диаметр зависимости от начальной температуры, определяется как:

$$d_{i*} = \frac{\lambda_g \text{Nu} \frac{Q_o C_o}{c_g}}{\varepsilon \sigma (T_b^4 - T_w^4)} \left(A(T_b) + \sqrt{A(T_b)^2 - A_w(T_b) \cdot A_g(T_b)} \right). \quad (6)$$

Расчеты по (5) и (6) дают хорошее согласование с формулой (4).

Дополнительные исследования влияния диффузионно-кинетического отношения показали, что в холодном воздухе для размеров частиц принадлежащих интервалу (30÷3000) мкм химическая реакция протекает в области близкой к кинетической. Вблизи предельных состояний высокотемпературного тепло-массообмена учет данного отношения необходим.

В точке минимума m сходятся две зависимости критической начальной температуры частицы от ее диаметра. В этом случае подкорневое выражение (4) обращается в ноль (причем, как видно из таблицы для данных диаметров $A_L \ll A_g, A_w$). Это дает возможность получить выражения для определения в точке m критических значений начальной температуры и диаметра из зависимости из зависимости:

$$C_{ai} = \frac{\left(\sqrt{k(T_{bi,m}) c_g \rho_g (T_{bi,m} - T_g)} + \sqrt{\varepsilon \sigma (T_{bi,m}^4 - T_w^4)} \right)^2}{Qk(T_{bi,m}) \rho_{gs}}$$

$$d_{i*,m} = \frac{\lambda_g \text{Nu} \frac{Q_o C_o}{c_g}}{2\varepsilon \sigma (T_{bi,m}^4 - T_w^4)} \left(1 - A_g(T_{bi,m}) - A_w(T_{bi,m}) \right).$$

Используя условие стационарности $q_{\text{eff}} = 0$ и условие минимума $\partial T_b / \partial d = 0$ на зависимости $T_b(d)$, получим для точки m соотношения между тепловыми потоками и диффузионно-кинетического отношения:

$$\frac{q_g}{q_w} = \text{Se} \quad \text{или} \quad \frac{c_g \rho_g \beta (T_{bi} - T_f)}{\varepsilon \sigma (T_{bi}^4 - T_w^4)} = \text{Se}.$$

Таким образом, аналитически получена зависимость критического диаметра, соответствующего вынужденному воспламенению частицы, от начальной температуры частицы. Теплообмен излучением является причиной появления второго предела по диаметру частицы магния, выше которого не происходит вынужденное воспламенение. Получены выражения, позволяющие получить значения начальной температуры и диаметра частицы, соответствующих точке минимума на зависимости критического значения начальной температуры от диаметра, определяющего вынужденное воспламенение.

Литература

1. Хайкин Б.И., Блошенко В.Н., Мержанов А.Г. О воспламенении частиц металлов // Физика горения и взрыва, – 1970, – Т.6, №4. – С.474– 484.
2. М.Е. Деревяга, Л.Н. Стесик, Э.А. Федорин. // Физика горения и взрыва. – 1976, – Т.12, №4. – С. 544.
3. В.В. Калінчак, О.С. Черненко Критичні межі високотемпературного теплома-сообміну частинок з газами // Вісник Одеського національного університету. – 2006. – Т.11, вип.7. Фізика. – С.68-76.
4. Калинин В.В. Влияние излучения на критические режимы тепло- и массообмена при параллельных реакциях на поверхности частицы // Физика горения и взрыва. – 1994. – Т. 30, №4. – С. 63 –74.
5. В.В. Калинин, С.Г. Орловская, А.И. Калинин Влияние начальной температуры на критические параметры гетерогенного воспламенения в газообразном окислителе // Инженерно-физический журнал. – 1990. – Т.58, № 5.– С.868.
6. С.Г. Орловская, В.В. Калинин Динамика теплообмена и движения металлической частицы в нагретом потоке окислителя// Инженерно-физический журнал. – 1986. – Т. 51, №4. – С.681.

В.В. Калінчак, О.С. Черненко

Критичні умови гетерогенного запалювання нагрітої частинки магнію в холодному повітрі

АНОТАЦІЯ

Аналітично отримана залежність критичного значення початкової температури від діаметру частинки магнію, яка вимушено займається при потраплянні в холодне повітря. Пояснено існування мінімуму на цій залежності і проаналізована відносна роль різних механізмів теплообміну, тепловтрата на випаровування, а також дифузійно-кінетичного відношення в процесі вимушеного займання частинки магнію.

V.V. Kalinchak, A.S. Chernenco

Critical terms of heterogeneous ignition of the heated particle of magnesium in cold air

SUMMARY

Dependence of critical value of initial temperature is analytically collected from the diameter of magnesium particle, which forcedly inflames at a hit in cold air. Existence of minimum is explained on this dependence and the relative role of different mechanisms of heat exchange is analysed, and also diffusive-kinetic relation in the process of the forced self-ignition of magnesium particle.

*Л.А. Обвинцева, В.Д. Кучаев, А.К. Аветисов, Ф.Х. Чибирова,
Е.А. Оксенгойт *, М.П. Дмитриева, С.В. Курилкина*

*Научно-исследовательский физико-химический институт им. Л.Я. Карпова,
Москва,*

**ОАО «Союзцветметавтоматика», Москва*

Взаимодействие хлористого водорода с полупроводниковыми оксидами металлов

Установлено, что характер изменения сопротивления полупроводникового сенсора с проводимостью n-типа (сигнал сенсора) в присутствии хлористого водорода в воздухе может быть как донорным, так и акцепторным. Выявлены условия, определяющие характер сигнала сенсора. Факторами, усиливающими донорный характер сигнала, являются повышение температуры сенсора и увеличение влажности воздуха. Напротив, понижение температуры сенсора и снижение влажности воздуха усиливают акцепторный сигнал сенсора. Решающее влияние на характер сигнала сенсора оказывает влажность воздуха. Высказано предположение, что донорный характер сигнала вызван появлением на поверхности оксида положительно заряженных частиц H^+ , акцепторный - отрицательно заряженных частиц Cl^- , образующихся в результате диссоциации HCl . Другой причиной акцепторного сигнала сенсора может быть образование молекул хлора в результате окисления хлористого водорода кислородом воздуха.

В последние годы возросло число работ, посвященных изучению реакций хлористого водорода в атмосфере [например, 1 - 7]. Этот интерес вызван высоким содержанием хлористого водорода в атмосфере на всех высотах. Основные природные источники хлористого водорода - морской аэрозоль и выбросы вулканов, антропогенные - выбросы ТЭЦ, предприятий полупроводниковой, химической промышленности, машиностроения, цветной металлургии. Газообразный HCl является наиболее распространенным соединением хлора в прибрежных районах [3, 7]. В стратосфере, где его концентрация достигает довольно высокого уровня, $2 \div 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, хлористый водород считается основным резервуаром хлора [1 - 6]. В связи с этим большое значение имеет изучение процессов с участием хлористого водорода, приводящих к образованию активного хлора. Лабораторные исследования преимущественно направлены на изучение твердых систем $HCl-H_2O$, моделирующих стратосферные облака. В таких системах в результате ионизации HCl активность Cl - атома повышается. Экспериментально показано, что хлористый водород в составе ионизированного комплекса льда может вступать в реакцию с озоном [5]. Эффективность ионизации молекулы HCl повышается в системах с участием твердых аэрозольных частиц: SiO_2 , оксидов металлов, которые являются центрами конденсации для системы $HCl - H_2O$ [4]. Твердые аэрозоли попадают в атмосферу в виде метеоритной пыли, аридного и морского аэрозоля, в результате крупномасштабных перемешиваний воздушных масс, например, таких как, стратосферные вторжения в нижние слои атмосферы, при выбросах вулканов и промышленных выбросах.

Известно, что некоторые соли и оксиды металлов являются катализаторами реакции окисления хлористого водорода кислородом [8]. Константа равновесия этой реакции имеет высокие значения в области низких и умеренных температур [9].

Представленная работа посвящена изучению процессов, протекающих на поверхности оксидов металлов при взаимодействии с хлористым водородом, методом электропроводности. Полупроводниковый сенсор является удобной модельной системой для изучения протекающих на его поверхности процессов [10 - 17]. Объектами исследования выбраны полупроводниковые оксиды Zn, In, Fe с n-типом проводимости, используемые в качестве чувствительных элементов газовых сенсоров хлора [10, 11, 16, 17]. Литературные данные о химических сенсорах хлористого водорода на основе полупроводниковых оксидов металлов отсутствуют. В прикладном плане работа направлена на разработку полупроводниковых сенсоров хлористого водорода.

Экспериментальная часть

Схема экспериментальной газодинамической установки приведена на рис. 1. Установка состоит из системы формирования анализируемой смеси и линии сенсора. В установку подавали газ-носитель со скоростью $2000 \text{ см}^3/\text{мин}$. В качестве газа - носителя использовали воздух из баллона «искусственная атмосфера» (20% O_2 , 80% N_2 марки о.с.ч.) или атмосферный воздух. Поток газа – носителя подавали на дозатор влажности, делили на два равных потока (поток 1 и поток 2). и оба отправляли на сброс. Поток 2 пропускали через дозатор хлористого водорода. Скорости обоих потоков – $1000 \text{ см}^3/\text{мин}$. Влажность воздуха измеряли термогигрометром "Ива-6Б". Дозировку хлористого водорода осуществляли с помощью диффузионных генераторов газовых смесей «Микрогаз-М» или ГДП. Газодинамическая установка обеспечивала диапазон содержания хлористого водорода $0.1 - 6 \text{ мг}/\text{м}^3$ в воздухе и влажность $0.3 - 99 \%$ при комнатной температуре. Сенсор находился в газовом потоке 3, который отбирали из потока 1 или потока 2 со скоростью $400 \text{ см}^3/\text{мин}$

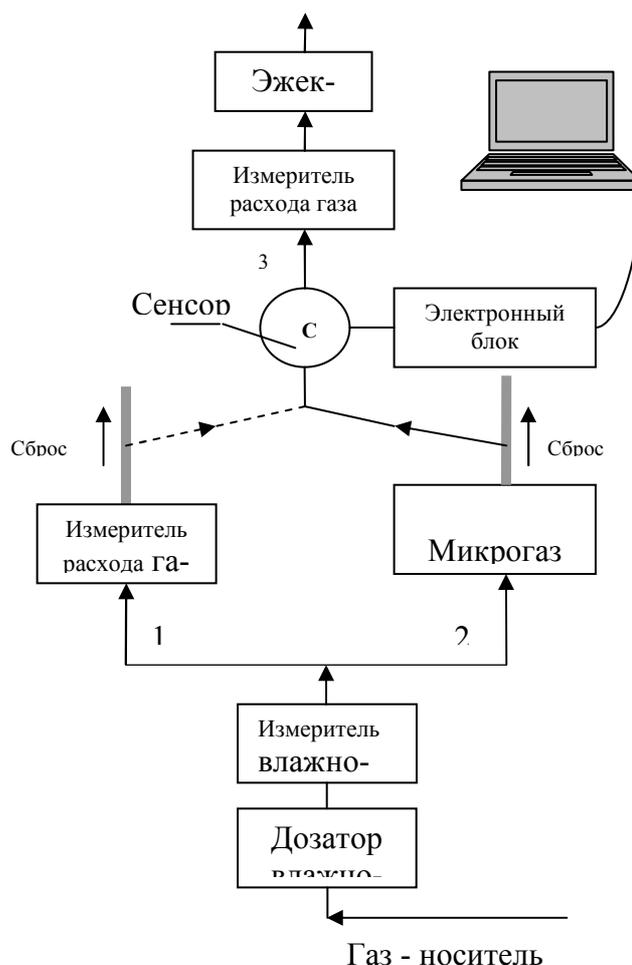


Рис.1. Схема газодинамической установки

с помощью автономного эжектора. Остальной газ из потоков 1 и 2 сбрасывали в атмосферу. Все коммуникации установки изготовлены из фторопласта.

Методика приготовления чувствительных слоев полупроводниковых сенсоров описана в [12, 15, 17]. В работе использовали полупроводниковые оксиды металлов ZnO, In₂O₃ и In₂O₃ с добавками α -Fe₂O₃ (3 %), нанесенные на поликорневые чипы-подложки 3x3 мм². На одной стороне подложки расположены измерительные электроды типа меандр, на другой – нагревательный элемент. Электроды и нагреватель выполнены из платины и выведены платиновыми проволочками на 4 - пиновый цоколь. Сенсор помещали в герметичный проточный фторопластовый колпачок.

Температурный режим и измерение сопротивления чувствительного слоя сенсора обеспечивали с помощью автоматизированного электронного блока сенсорного анализатора, описанного в [13]. Контроль и регулирование температуры сенсора осуществляли по сопротивлению нагревательного элемента. Постоянство температуры сенсора достигали, поддерживая постоянным сопротивление нагревателя. Точность поддержания температуры составляла ± 0.3 °С. Исследовали диапазон температур сенсоров 17 - 450 °С. Измерения проводили с частотой 1 – 0,03 Гц.

Результаты и их обсуждение

Эксперименты показали, что сигнал полупроводниковых сенсоров с проводимостью n-типа в присутствии хлористого водорода может носить как акцепторный, так и донорный характер, заключающийся, соответственно, в увеличении или уменьшении сопротивления чувствительного слоя. Примеры акцепторных и донорных сигналов сенсоров на основе In₂O₃ и ZnO в присутствии хлористого водорода приведены на рис. 2 – 3. Сигналы сенсоров выражены в относительных единицах изменения сопротивления R/R_0 , где R_0 – начальное значение сопротивления сенсора в чистом воздухе, R – текущее сопротивление сенсора в присутствии хлористого водорода. На рис. 2 - 3 также приведены значения сопротивления нагревательных элементов сенсоров R_h . Стабильность значений R_h во время экспериментов свидетельствует об отсутствии каких-либо изменений сопротивления чувствительного слоя сенсоров, связанных с изменением температуры. Сигналы сенсоров обоих типов сопоставимы по порядку величины и полностью обратимы. Были изучены условия, при которых наблюдали акцепторный или донорный тип сигнала сенсоров: влияние температуры сенсора и влажности воздуха.

Решающее влияние на характер сигнала сенсора в присутствии хлористого водорода оказывает влажность воздуха. В сухом и слабо увлажненном воздухе наблюдали акцепторный сигнал (рис. 2), в сильно увлажненном - донорный (рис. 3). При промежуточной влажности в интервале 40 – 60 % появляется сначала акцепторный сигнал сенсора, затем он переходит в донорный (рис. 4). При некоторой промежуточной влажности отклик сенсора может отсутствовать. Отметим, что изменение влажности чистого воздуха в отсутствие хлористого водорода незначительно влияет на изменение сопротивления сенсора и состав-

ляет всего несколько процентов для всего диапазона относительной влажности 0,5 – 99%.

Зависимость характера сигнала сенсоров от влажности воздуха качественно сохраняется при всех изученных температурах. При одной и той же влажности анализируемого воздуха при повышенных температурах наблюдается донорный, а при пониженных температурах, на уровне комнатной, наблюдается акцепторный сигнал сенсора. Температура влияет на форму сигнала сенсора при промежуточной влажности воздуха. В случае появления двойного сигнала, акцепторного и донорного, температура определяет их соотношение. Повышение температуры сенсора приводит к уменьшению доли акцепторного сигнала и увеличению донорного.

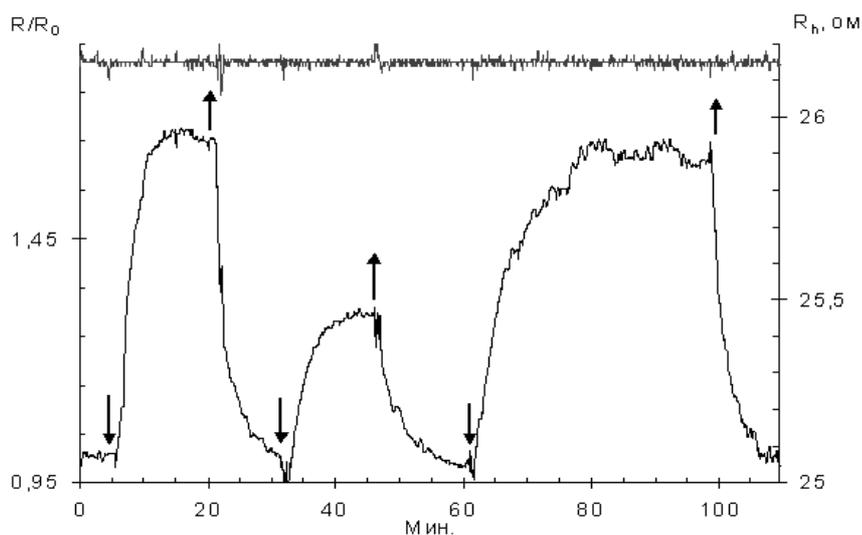


Рис. 2. Пример акцепторного сигнала сенсора In_2O_3 в присутствии 2, 0.5 и 2 мг/м^3 HCl , соответственно, при 1-ом, 2-ом и 3-ем отборах анализируемого воздуха на сенсор. Стрелками вниз показаны моменты начала, стрелками вверх - окончания отбора. Сигнал сенсора - нижняя кривая (левая ось), верхняя кривая (правая ось) - сопротивление нагревателя. Влажность воздуха 30 %. Температура сенсора 380°C .

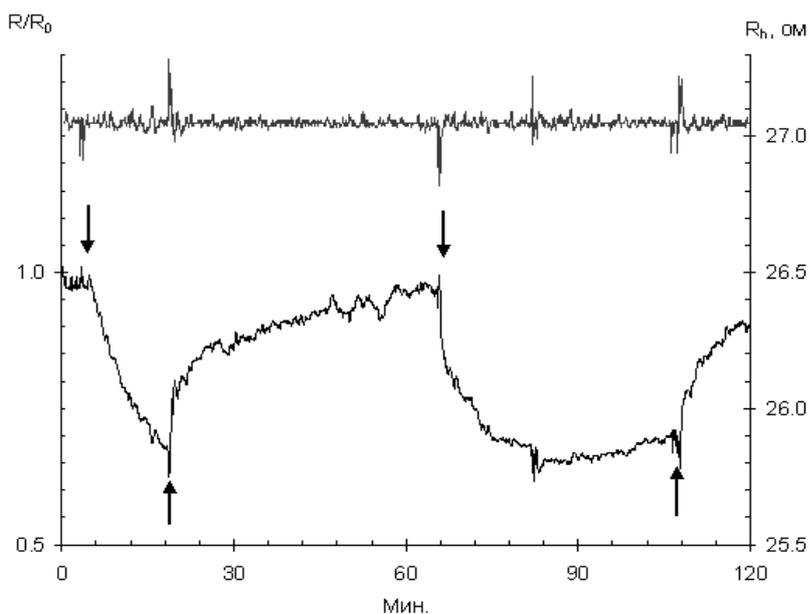


Рис. 3. Пример донорного сигнала сенсора ZnO в присутствии 2 мг/м^3 HCl в воздухе. Стрелками вниз показаны моменты начала отбора анализируемого воздуха на сенсор, стрелками вверх - окончание. Сигнал сенсора - нижняя кривая (левая ось), верхняя кривая (правая ось) - сопротивление нагревателя. Влажность воздуха 50 %. Температура сенсора 400°C .

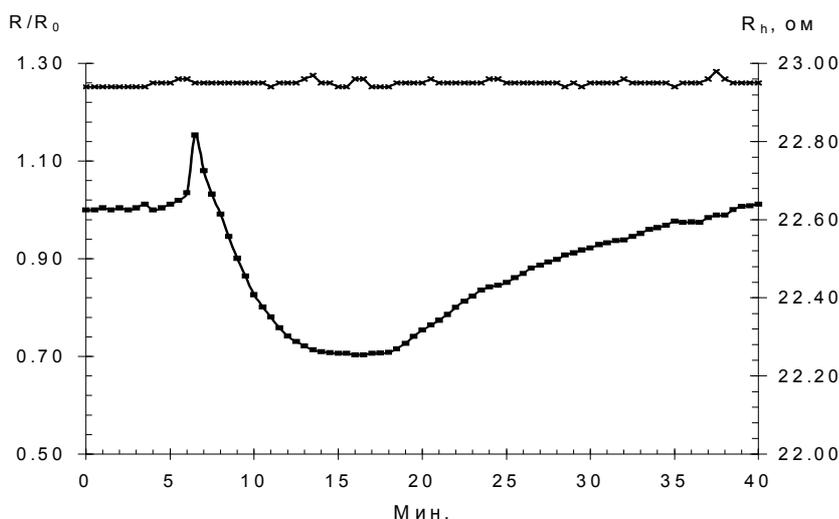


Рис. 4. Пример акцепторно -донорного сигнала сенсора ZnO в присутствии $2 \text{ мг/м}^3 \text{ HCl}$ в воздухе. Стрелками вниз показаны моменты начала отбора анализируемого воздуха на сенсор, стрелками вверх - окончание. Сигнал сенсора - нижняя кривая (левая ось), верхняя кривая (правая ось) - сопротивление нагревателя. Влажность воздуха 60 %. Температура сенсора 300°C

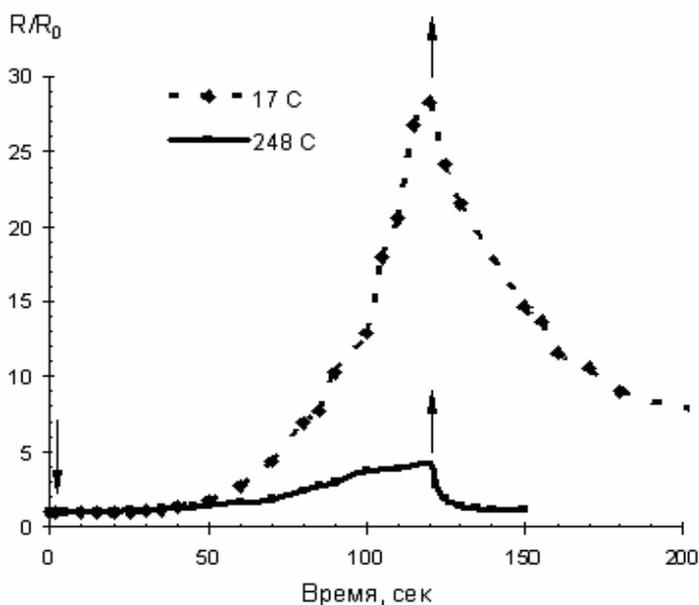


Рис. 5. Акцепторный сигнал сенсора $\text{In}_2\text{O}_3 : \text{Fe}_2\text{O}_3 (3\%)$ в присутствии $3 \text{ мг/м}^3 \text{ HCl}$ при 2-х температурах сенсора: 17°C – верхняя кривая и 248°C - нижняя кривая. Время экспозиции сенсора в HCl – 2 мин. Стрелками вниз показаны моменты начала отбора анализируемого воздуха на сенсор, стрелками вверх - окончание. Влажность воздуха 25 %.

На рис 5 приведено изменение сопротивления сенсора $\text{In}_2\text{O}_3 : \text{Fe}_2\text{O}_3 (3\%)$ в относительных единицах R/R_0 под влиянием хлористого водорода при двух температурах сенсора: комнатной и 248°C . Время экспозиции сенсора в HCl составляло 2 мин., влажность воздуха – 25 %, концентрация HCl - 3 мг/м^3 . В условиях эксперимента при обеих температурах наблюдали акцепторный сигнал сенсора, но скорость и величина сигнала существенно различаются. Как видно из рис. 5, добавление примеси хлористого водорода в воздух при комнатной температуре (при влажности 25 %) приводит к появлению сильного акцепторного сигнала. Этот сигнал существенно больше, чем при повышенной (248°C) температуре. При 248°C через 2 мин сигнал приближается к стационарному значению, а при комнатной температуре через то же время сигнал возрастает с высокой скоростью. После удаления примеси хлористого водорода из

газовой фазы при повышенной температуре наблюдается полный быстрый возврат сигнала сенсора к исходному значению, при комнатной температуре релаксация сигнала медленная, для полного возврата требуется более часа времени.

Указанные закономерности поведения сенсоров в присутствии хлористого водорода наблюдали для всех исследованных сенсоров разного химического состава (ZnO , In_2O_3 и In_2O_3 с добавкой 3% $\alpha-Fe_2O_3$).

В присутствии HCl на поверхности оксидов металлов могут находиться различные адсорбированные частицы, включая комплексы, которые по-разному проявляются в электропроводности чувствительных слоев сенсоров и затрудняют интерпретацию результатов. По поводу различных типов сигналов сенсоров можно предположить, что донорный и акцепторный сигналы связаны с появлением на поверхности оксида металла положительно или отрицательно заряженных частиц, таких как H^+ , Cl^- , OH^- , образовавшихся в результате диссоциации HCl и адсорбированной воды. Известно, что адсорбированный атом водорода проявляет себя как сильный донор [12, 15], атом хлора и гидроксильная группа как – как сильные акцепторы электронов [10 – 12, 14, 16, 17]. Конкуренцией процессов образования донорных и акцепторных частиц на поверхности сенсора определяется проявление донорных или акцепторных сигналов сенсора. Например, конкурентным влиянием акцепторных и донорных частиц был объяснен различный акцепторный и донорный характер сигналов ZnO -сенсора при адсорбции паров воды: акцепторный при комнатной температуре влиянием OH^- - групп, донорный при повышенных температурах влиянием H^+ - атомов [12, 14].

Другой причиной акцепторного сигнала сенсора в присутствии HCl может быть образование хлора вследствие окисления хлористого водорода кислородом воздуха по реакции:



Установлено, что хлор уже при комнатной температуре хемосорбируется на поверхности полупроводниковых оксидов металлов преимущественно в диссоциативной форме и вызывает сильное изменение их электропроводности как акцептор электронов. [16, 17]. Присутствие воды в воздухе тормозит образование хлора, и это может быть причиной подавления водой акцепторного сигнала сенсора. Какое количество хлора следует ожидать вследствие протекания реакции (1) в зависимости от температуры и влажности воздуха? Парциальные давления хлора P_{Cl_2} и хлористого водорода P_{HCl} были рассчитаны для диапазона температур $-50 - 1000$ °C и влажности 0,5 – 99% условиях термодинамического равновесия реакции (1). При расчете использовали концентрации реагентов, выраженные через парциальные давления в атм. Согласно стехиометрии реакции (1) парциальные давления хлористого водорода и хлора имеют вид:

$$P_{Cl_2} = \frac{1}{2} P_{HCl}^0 \cdot X_{HCl} \quad (2)$$

$$P_{HCl} = P_{HCl}^0 \cdot (1 - X_{HCl}). \quad (3)$$

Здесь, P_{HCl}^0 – парциальное давление HCl в подаваемом газе, X_{HCl} - степень превращения хлористого водорода при достижении термодинамического равновесия. В сухом газе:

$$X_{\text{HCl}} = \frac{2(K_p \cdot P_{\text{O}_2})^{0.25}}{1 + 2(K_p \cdot P_{\text{O}_2})^{0.25}} \quad (4),$$

во влажном газе:

$$X_{\text{HCl}} = \frac{(2A + 1) - \sqrt{1 + 4A}}{2A} \quad (5),$$

где, K_p – константа равновесия реакции (1),

$$K_p = \frac{P_{\text{Cl}_2}^2 \cdot P_{\text{H}_2\text{O}}^2}{P_{\text{HCl}}^4 \cdot P_{\text{O}_2}}, \quad A = \frac{2(P_{\text{O}_2} \cdot K_p)^{1/2} P_{\text{HCl}}^0}{P_{\text{H}_2\text{O}}}.$$

Парциальное давление кислорода P_{O_2} можно считать постоянным и равным 20%. Парциальное давление воды $P_{\text{H}_2\text{O}}$ во влажном воздухе и низкой концентрации HCl, если $P_{\text{H}_2\text{O}}^0 \gg P_{\text{HCl}}^0$, также можно считать постоянным и равным $P_{\text{H}_2\text{O}}^0$ в подаваемом газе. В сухом воздухе $P_{\text{Cl}_2} = P_{\text{H}_2\text{O}}$. Для реакции (1) использовали температурную зависимость константы равновесия K_p , приведенную в [9].

Результаты расчета равновесных значений парциальных давлений P_{HCl} и P_{Cl_2} , выполненные на основании (2) – (5), представлены на рис. 6. Расчеты проведены для диапазона температур $-50 \div 1000$ °C, парциального давления хлористого водорода в подаваемом газе $P_{\text{HCl}}^0 = 6 \cdot 10^{-5}$ атм. при влажности воздуха равной нулю (сухой воздух), 25 %, 40%, 99% в исходном воздухе при комнатной (25 °C) температуре.

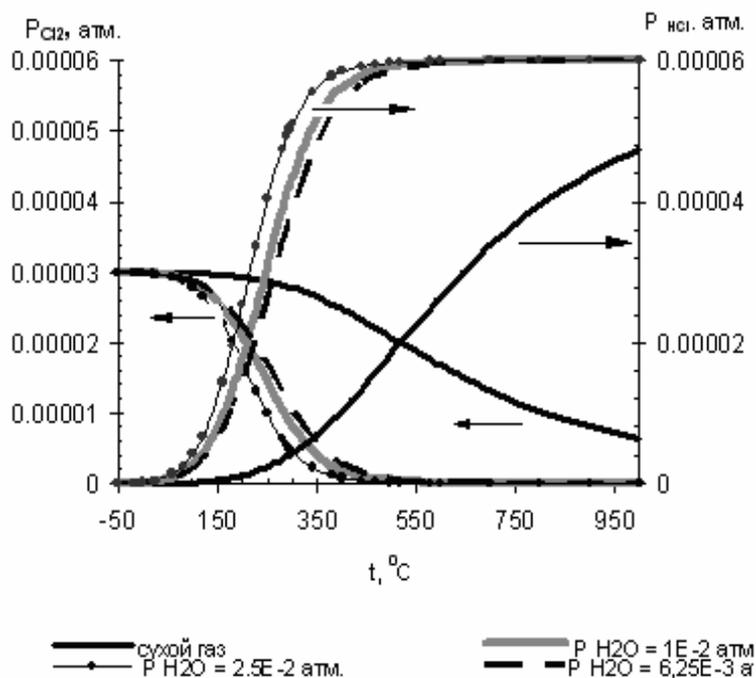


Рис. 6. Равновесные P_{Cl_2} и P_{HCl} в зависимости от температуры и содержания влаги, $P_{\text{O}_2} = 0,2$ атм., $P_{\text{HCl}}^0 = 6 \cdot 10^{-5}$ атм. Влажность при 25 °C: 0,5% (сухой газ), 25% ($6,25 \cdot 10^{-3}$ атм.) 40% ($1 \cdot 10^{-2}$ атм.), 99% ($2,5 \cdot 10^{-2}$ атм.).

Из рис. 6 видно, что при пониженных и умеренных температурах, до 50 °С, при термодинамическом равновесии весь хлористый водород должен превращаться в хлор при любой влажности воздуха. Влиянием хлора может быть вызван большой по величине акцепторный сигнал сенсора при комнатной температуре, наблюдаемый на рис. 5. При больших температурах равновесные парциальные давления хлора сильно зависят от влажности воздуха. При температурах до 150 °С преобладающим веществом в сухом воздухе является хлор. Во влажном воздухе при повышении температуры выше 150 °С равновесное давление хлора P_{Cl_2} резко падает, так что превращение хлористого водорода в хлор практически не происходит. Этим можно объяснить резкое снижение акцепторного сигнала при повышенных температурах (248 °С), наблюдаемое на рис. 5. В сухом воздухе половина хлористого водорода переходит в хлор примерно при 550 °С, а при увеличении влажности - при более низких температурах. Например, при 40% влажности половина хлористого водорода переходит в хлор около 200 °С.

Из сказанного выше видно, что при пониженных температурах на поверхности оксидов металлов в присутствии таких газов как O₂, H₂O, HCl, Cl₂ появляются адсорбированные частицы, преимущественно акцепторы электронов. По-видимому, аналогичные адсорбированные частицы могут накапливаться на поверхности твердых аэрозолей в атмосфере. Перспективы представленной работы связаны с проведением исследований, направленных на выяснение механизмов взаимодействия хлористого водорода с оксидами металлов при низких температурах.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ - проект № 05-05-64895 и частично МНТЦ – проект 3288.

Литература

1. В.А. Исидоров. Органическая химия атмосферы. Санкт-Петербург. Химиздат. – 2001. – 351 с.
2. Jonathan P. D. Abbatt. Interactions of Atmospheric Trace Gases with Ice Surfaces: Adsorption and Reaction. // Chem. Rev. – 2003. – V.103. – P. 4783-4800.
3. J. M Ross. Heterogeneous reactions on salts. Chem.Rev. – 2003. – V.103. – P.4823–4882
4. Bogdan, M. Kulmana, A.R. Mackenzie, and A. Laaksonen. Study of finely divided aqueous systems as an aid to understanding the surface chemistry of polar stratospheric clouds: case of HCl/H₂O and HNO₃/HCl/H₂O systems. // Journal of Geophysical research. – 2003. – V. 108, D10. – P.4303 – 4310.
5. Т.В. Ягодовская, А.Р. Громов, А.В.Зосимов, В.В. Лунин. Низкотемпературное взаимодействие системы HCl – вода с озоном. // Журнал физической химии. – 1999. – Т. 73. №5. – С.857-861.
6. Stephen B. Barone, Zondlo M. Et. all. Investigation of Heterogeneous Reactivity of HCl, HBr and HI on Ice Surface// J. Phys. Chem. A. – 1999. – V. 103. – P. 9717-9730.

7. Зеленов В.В., Апарина Е.В., Шестаков Д.В., Гершензон Ю.М. Кинетические механизмы захвата атмосферных газов поверхностями морских солей. // Хим. физика. – Москва. – 2001. – Т.20. №7. – С.47-55.; Там же 2002. – Т.21. №3. – С.42-51; Там же 2003. – Т.22. №6. – С.59-71; Там же. 2004. – Т.23. №1. – С.18-26.
8. D.M. Ruthven, C.N. Kenney. The kinetics of the oxidation of hydrogen chloride. // Chem. Eng. Sci. – 1968. – V.23. – P.981-989.
9. Краткий справочник физико-химических величин. Ред. А.А. Равдель. А.М. Пономарева. Л.: Химия. – 1983. – 231с.
10. Обвинцева Л.А., Губанова Д.П. Определение хлора и диоксида хлора в воздухе полупроводниковыми сенсорами. // Журнал аналитической химии. – 2004. – Т.59. № 8. – С.871-875.
11. Обвинцева Л.А., Губанова Д.П. Быстрая идентификация хлора и диоксида хлора в воздухе полупроводниковыми сенсорами. // Журнал аналитической химии. – 2004. – Т. 59. №8. – С.876-879.
12. Мясников И.А., Сухарев В.Я., Куприянов Л.Ю., Завьялов С.А. Полупроводниковые сенсоры в физико-химических исследованиях. – М.: Наука. – 1991. – 327 с.
13. Обвинцева Л.А., Чибирова Ф.Х., Аветисов А.К., Еланский Н.Ф., Скороход А.И., Шумский Р.Ф. Возможности полупроводникового озонметра для мониторинга озона в атмосфере. // Оптика атмосферы и океана. – 2005. – Т. 18. № 11. – С.1007-1010
14. Саввин Н.Н., Гутман Э.Е., Мясников И.А.. Исследование хемосорбции воды на окислах металлов методом полупроводниковых зондов. // Журнал физической химии. – 1974. – Т. 48. – С. 2107 - 2108.
15. Рыльцев Н.В., Гутман Э.Е., Мясников И.А.. Взаимодействие пучков атомов водорода и кислорода с различными поверхностями. // Журнал физической химии. – 1978. – Т.52, №7. – С. 1796 - 1798.
16. Обвинцева Л.А. Определение эффективных коэффициентов взаимодействия молекул и атомов хлора с полупроводниковыми оксидами металлов методом электропроводности. // Физика аэродисперсных систем. – 2001 – Выпуск 38. – С. 52 - 60.
17. Обвинцева Л.А., Гутман Э.Е., Бакши Ю.М., Мясников И.А., Гельбштейн А.И. Исследование взаимодействия молекулярного хлора с полупроводниковыми окислами металлов методом электропроводности. - Журнал физической химии. – 1984. – Т.58, №3. – С. 683-687.

*Л.А. Обвінцева, В.Д. Кучаєв, А.К. Аветісов, Ф.Х. Чибірова,
Е.А. Оксенгойт*, М.П. Дмитрієва, С.В. Курілка*

Взаємодія хлористого водорода із напівпровідниковими оксидами металів

АНОТАЦІЯ

Визначено, що в присутні НСl відгук резистивного напівпровідникового сенсора n-типу може бути або акцепторним, або донорним. З'явлено умови, які забезпечують характер відгуку сенсора. Збільшення вологості повітря та підвищення температури сенсора посилюють донорний відгук сенсора, навпаки, мала вологість повітря та зменшення температури сенсора посилюють акцепторний відгук. Вологість повітря - це головний фактор, від якого залежить характер відгуку сенсора. Запропоновано, що донорний відгук сенсора забезпечує H^+ , акцепторний Cl^- . Запропоновано також, що акцепторний відгук сенсора може бути від Cl_2 , який виникає, якщо окиснити НСl киснем повітря.

*L.A. Obvitseva, V.D. Kuchaev, A.K. Avetisov, F.Ch. Chibirova,
E.A. Oksengojt, M.P. Dmitrieva, S.V. Kurilkina*

Interaction of hydrogen chloride with semiconductor metal oxides

SUMMARY

It was found that in presence of hydrogen chloride the character of change of the resistance of a semiconductor sensor with n-type conductivity (sensor signal) could be both donor and acceptor. Conditions that determine the character of the sensor signal were specified. Increase of temperature of the sensor and increase of humidity of air are the factors that intensify the donor character of the signal. Decrease of temperature of the sensor and decrease of humidity of air, on the contrary, increase the acceptor signal of the sensor. Humidity of air is crucial for the character of the sensor signal. It was supposed that donor character of the signal stemmed from formation of positively charged H^+ - particles on the surface of an oxide, and acceptor character stemmed from formation of negatively charged Cl^- - particles. Acceptor signal can be also caused by formation of chlorine molecules arose from oxidation of hydrogen chloride by air oxygen.

УДК 531.745

А.А. Кузнецов, Н.Г. Конопасов

*Владимирский государственный университет, 600000 г. Владимир, ул.
Горького 87*

Экспериментальные исследования кольцевых вихрей продуктов сгорания в свободной атмосфере

Излагаются результаты наблюдений за генерацией, всплыванием и эволюцией пламенного шаровидного объекта горящей топливовоздушной смеси и трансформации его динамической структуры в вихревое кольцо при работе установки метеотрон III в факельном режиме импульсного генератора. Приводится схема установки метеотрон III и описание режимов работы. Приведены избранные кадры кинограмм. Установлены стадии эволюции пламенного шаровидного объекта. Экспериментально доказана возможность объединения двух кольцевых вихрей от одного источника.

Движение продуктов сгорания в конвективных нагретых струях сопровождается непрерывным производством и взаимодействием вихревых макроструктур [1, 2]. Вертикальные нагретые струи с осевой симметрией могут быть представлены их суперпозицией. Для проверки этой гипотезы создана тепловая установка (рис. 1.). Авиационный керосин типа ТС-1 [3] из емкости 1 поступает через подкачивающий насос 2 на вход насоса высокого давления 3 с регулируемой производительностью от 0 до 6,02 л/с и давлением до 250 атм, и далее - к форсуночной горелке (4-5) [5, 6]. В ней топливо поступает через теплообмен-

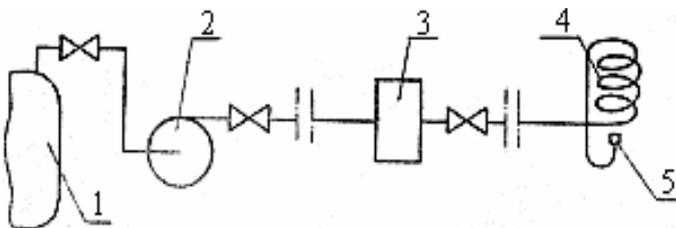


Рис. 1. Принципиальная схема установки (метеотрон III [4]).

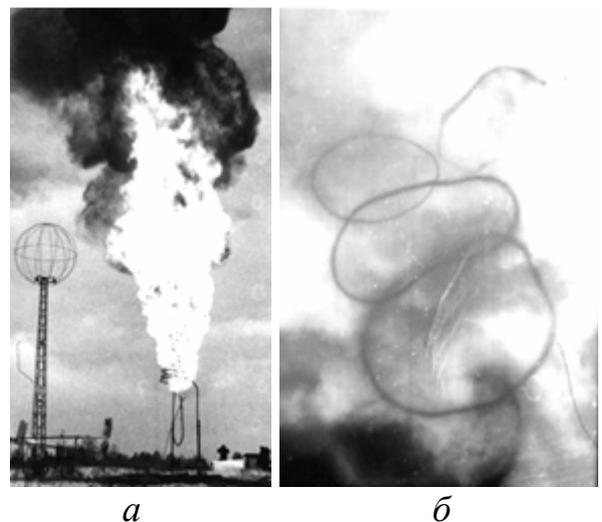


Рис. 2. Компьютерная версия фотографий работы установки в непрерывном (а) и импульсном (б) режимах подачи топлива на форсунку.

ник 4 сверху к форсуночному узлу 5 [7]. Топливная смесь во всех опытах поджигалась сбоку при выходе из форсунки асбестовым факелом, пропитанным керосином ТС-1. Тепловая мощность установки составляет $2 \cdot 10^8$ Вт при непрерывном режиме работы.

Установка метеотрон III [4, 8] может работать в «холодном» режиме непрерывного и импульсного аэрозольного генератора топливовоздушной смеси и в факельном режиме непрерывного, переменного и импульсного генератора нагретой струи, пламенных шаровидных объектов (ПШО) и вихревых колец (ВК) в свободной атмосфере. Работа в режиме импульсного генератора в обоих случаях может производиться на холодном или перегретом топливе. Агрегатное состояние топлива задается временем предварительного прогрева теплообменника при работе в факельном режиме непрерывного генератора нагретой струи. Кроме этого, состав, динамическую структуру, размеры, задымленность факела и динамических структур можно варьировать в широких пределах изменением характеристик форсуночного узла [5, 6]. В этом смысле, установка метеотрон III является имитатором большого спектра пожароопасных ситуаций. При работе в непрерывном режиме с регулируемой производительностью установка определяется как имитатор крупных пожаров на нефтяных и газовых скважинах; при работе в импульсном (переменном) режиме аэрозольного генератора [5] - как имитатор импульсных аварийных выбросов в форме ПШО [4, 8].

При непрерывной подаче топлива с постоянным давлением на форсунке в свободной атмосфере создается струя нагретых продуктов сгорания с осевой симметрией (рис. 2, а). Если топливо подавать на вход форсунки отдельными импульсами давления с паузами более 10 с, то получится серия независимых кольцевых вихрей (рис. 2, б). В таком представлении осесимметричная струя определяется предельным случаем последовательной генерации кольцевых вихрей при их взаимодействии.

Эксперименты по производству непрерывных нагретых струй и всплывающих термиком в формах ПШО и ВК проводились при атмосферном давлении и температуре окружающего воздуха от -20°C до $+20^\circ\text{C}$ в полевых условиях.

Кольцевые вихри можно получить при быстром увеличении расхода топлива через форсунку от нулевого до максимального (в течении 0,3 – 0,5 с), выдержке максимального расхода в течении 2 с и резком выключении подачи топлива.

Изучение эволюции ПШО производилось по кинограммам (рис. 3), снятым со стационарных точек камерой «Красногорск» со скоростью 24 кадр/с. На рис. 3 показаны последовательные стадии организации ПШО и сажевого вихревого кольца: 1 - подача топлива на форсунку; 10 – факельное воспламенение головки топливной струи; 20 – объемное расширение при воспламенении; 30 – пробитие топливной головки вертикальным потоком горячей топливовоздушной смеси; 50 – формирование головки факела горячей топливовоздушной смеси с захватом обогащенной смеси из головки топливной струи; 50 - 70 – выключение установки и потеря газодинамического и огневого контакта сажевой

динамической структуры с источником; 70 – завершение процесса горения в головке факела; 100 – начало формирования автономной динамической структуры в головке факела с разрывом динамического контакта со шлейфом; 130 – завершение формирования вихревой структуры; 160 – начало быстрого роста диаметра ВК.

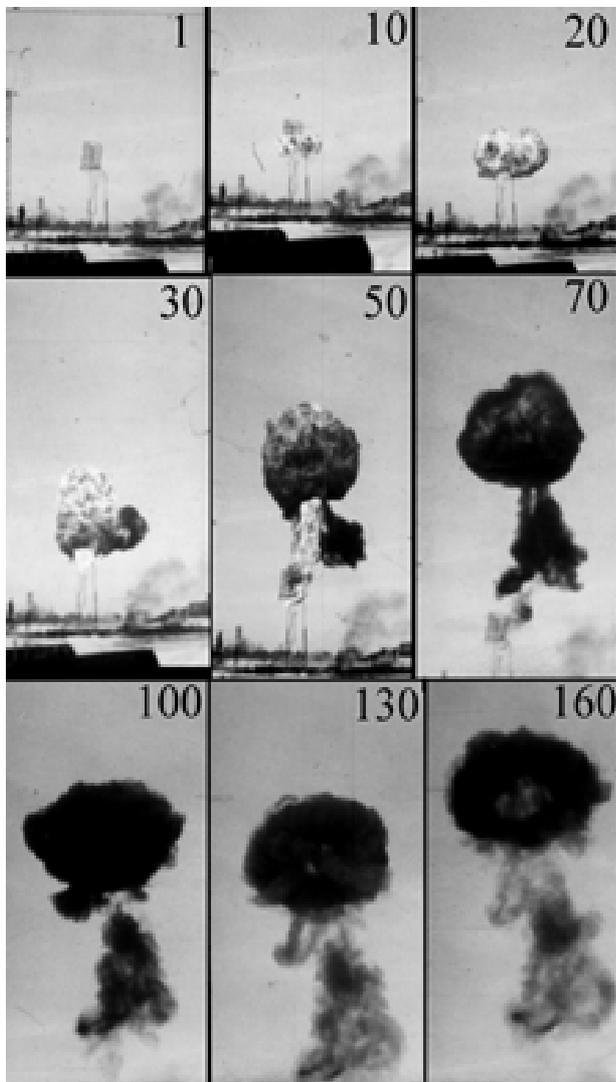


Рис. 3. Компьютерная версия кадров кинограммы одного опыта. Цифры на кадрах обозначают их номера.

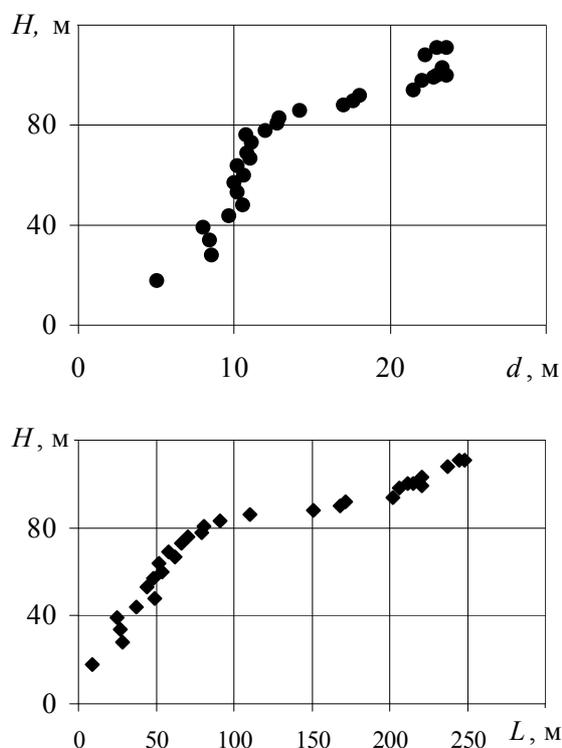


Рис. 4. Изменение диаметра d нагретого вихревого кольца и расстояния L от точки наблюдения при всплывании и перемещении вихревого кольца в свободной атмосфере

Без учета ветровой стратификации в приземном слое диаметр кольцевого вихря растет с высотой линейно (рис. 4) с углом расхождения $(11,6 \pm 0,2)^\circ$. Такой угол расхождения характерен для осесимметричных нагретых струй в свободной атмосфере. За время 80 с съемки (см. рис. 3) вихревое кольцо поднялось на высоту 110 м и ушел по ветру на 250 м (рис. 4) со сменой ветровых ярусов.

Организация ПШО начинается со второй секунды после подачи топлива на форсунку с формирования и развития факельной головки. В течение первых 2 - 3 секунд в нем происходит горение топливовоздушной смеси (рис. 3, 70) и он ускоряется до максимальной скорости всплывания 5-10 м/с, а затем движется замедленно [4]. Горение головки факела – ячеистое. Сильно выраженные внут-

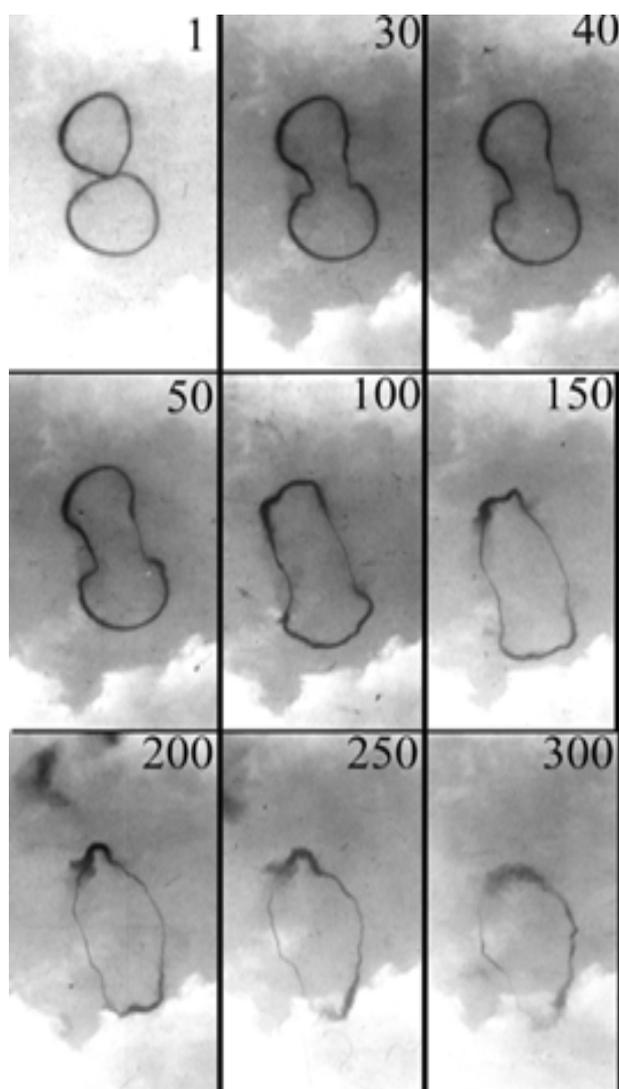


Рис. 5. Компьютерная версия кинограммы контакта и объединения крупномасштабных вихревых колец в свободной атмосфере.

динамика вихревой структуры (рис. 3, 70 – 130). Формирование первичной (рис. 3, 20 – 30) и вторичной (рис. 3, 100) вихревой структуры в головке факела, сопровождаются единичным локальным массовым выбросом (протуберанцем [10]). Началом трансформации ПШО в ВК можно считать исчезновение ячеистой структуры поверхности, т.е. качественное изменение механизма теплообмена в объеме ПШ: от конвективного механизма – к механизму теплопроводности.

Возникающий при вспышке ПШО диаметром 2 - 5 метров (в зависимости величины импульса истечения топлива из форсунки) поднимается вертикально и естественным образом за 5 – 7 с вырождается в ВК. Объемная плотность энергии ПШО радиусом 5 м оценивается в 30 кДж/м^3 [8].

Время жизни кольцевого вихря с начальным диаметром до 10 м составляло 4 мин.

ренные газодинамические конвекционные течения напоминают по радиальной направленности конвекционные течения в ячейке Бенара при организации конвекционного теплообмена (рис. 3, 30 - 50). Наличие ячеистой структуры поверхности пламенного шароида не определяется вертикальным топливным импульсом [9]. Организация конвекционных ячеек имеет диссипативную природу [2]. По мере удаления шароида от источника и снижения интенсивности теплообмена с окружающей средой диссипативная структура перестраивается объединением (слиянием) конвекционных ячеек. Увеличение размера конвективных ячеек во времени сопровождается уменьшением их количества на поверхности. Такая связь не является пропорциональной. При увеличении диаметра головки факела до 6 м (рис. 3, 50) и падения интенсивности горения размеры ячеек соответственно растут. Интенсивность перемешивания в них падает и, в конечном счете, недогоревшие сажевые частицы подчиняются качественно новой общей макро-

Генерируемые в факельном режиме импульсного генератора одинаково и последовательно от одного источника вихревые кольца (см. рис. 2, б), охотно объединяются в одно кольцо [11].

Второй вихрь догоняет первый и вступает с ним в контакт (рис. 5, 1). На рис. 5 показаны последовательные стадии объединения двух вихревых колец с момента их контакта. Заметно искажение участков контактирующих вихревых трубок, свидетельствующее об их взаимном притяжении. На всех стадиях объединения заметно, что образуемое кольцо сохраняет динамическую структуру не контактирующих участков вихрей с четко очерченными границами. Контактующие участки вихрей при объединении порождают менее интенсивную динамику. Эти участки приобретают гладкость, на них нет задымленных «бусин». Иногда они выражены одной гладкой трубкой. Даже в таком состоянии при отсутствии порывов ветра они сохраняются до одной минуты.

Литература

1. Кузнецов А.А., Бухарова О.Д. Динамика макропроцессов в пламени и нагретой струе // Физика горения и взрыва. – 2001. – Т. 37, № 1. – С. 35-41.
2. Самсонов В.П. Самопроизвольные вихревые структуры в пламени при малых числах Рейнольдса/ Автореферат дис. докт. физ.- мат. наук по спец. 01.02.05. Механика жидкости, газа и плазмы. СГУ, Сургут. – 2004. – 33 с.
3. Нефтепродукты (Справочник)/ Под ред. Лосикова Б. В.-М.: Химия. – 1966. – 776 с.
4. Кузнецов А.А., Конопасов Н.Г. Производство кольцевых вихревых колец продуктов сгорания в свободной атмосфере // Дисперсные системы. ОНУ, Одесса. – 2002. – С. 163-164.
5. Кузнецов А.А., Конопасов Н.Г. Форсуночные горелки метеотронов II и III// Современные промышленные технологии. НГТУ, Н. Новгород. – 2005. – С.11.
6. Кузнецов А.А., Конопасов Н.Г. Модификации горелок метеотрона III// Современные промышленные технологии. НГТУ, Н.Новгород. – 2005. – С.13.
7. Кузнецов А.А., Конопасов Н.Г. Форсунки метеотронов II и III// Современные промышленные технологии. НГТУ, Н. Новгород. – 2005. – С. 12.
8. Кузнецов А.А., Фуров Л.В. О структуре и динамике светящегося макрообразования// Дисперсные системы. ОНУ, Одесса. – 2004. – С.186-187.
9. Иващенко П.Ф., Румянцев В.С. Конвективный подъем и скорость распространения большого очага пламени// Физика горения взрыва – 1978. – Т.14, № 3. – С. 87-90.
10. Скорер Р. Аэрогидродинамика окружающей среды /Под ред. Прессмана А.Я., М.: Мир, – 1980. – С.549.
11. Кузнецов А.А., Конопасов Н.Г. Исследования взаимодействия крупномасштабных вихревых колец в свободной атмосфере// Дисперсные системы. ОНУ, Одесса. – 2004. – С.184-185.

А.А. Кузнецов, М.Г. Конопасов

Експериментальні дослідження кільцевих вихорів продуктів згорання у вільній атмосфері

АНОТАЦІЯ

Висловлюються результати спостережень за генерацією, спливанням і еволюцією полум'яного кулястого об'єкту топливовоздушной, що горить, змішай і трансформації його динамічної структури у вихрове кільце при роботі установки метеотрон III у факельному режимі імпульсного генератора. Приводиться схема установки метеотрон III і опис режимів роботи. Приведені вибрані кадри кінограми. Встановлені стадії еволюції полум'яного кулястого об'єкту. Експериментально доведена можливість об'єднання двох кільцевих вихорів від одного джерела.

A.A. Kuznetsov, N.G. Konopasov

Experimental researches ring whirlwinds of products of combustion in the free atmosphere

SUMMARY

Results of supervision over generation, emerging and evolution of ardent spherical object burning fuel-air mix and transformation of its dynamic structure in a vortex ring at work of installation метеотрон III in a torch mode of the pulse generator. The circuit of meteotron installation III and the description of operating modes is resulted. The elected staff film-gram are resulted. Stages of evolution of ardent spherical object are established. The opportunity of association of two ring whirlwinds from one source is experimentally proved.

Key words: meteotron, ardent spherical object, a ring whirlwind, a vortex ring.

А. И. Стручаев

Одесский национальный университет им. И.И. Мечникова

Связь кинематических и геометрических характеристик вихревых колец с параметрами генерирующего устройства при самоорганизации струйного течения

Рассмотрено образование вихревых колец на кромках круговых отверстий при импульсном истечении струй из генератора вихревых колец. Установлены зависимости их геометрических и кинематических характеристик от режимных параметров генерирующего устройства. В безразмерном виде представлена дальность перемещения вихревых колец в невозмущенной и турбулизованной средах, согласующаяся с известными экспериментальными результатами. Указаны области «игры вихрей» в воде и воздухе в плоскости параметров $Re-Sr$.

Исследование вихревых колец для использования в прикладных целях (в частности, для транспортировки дисперсных систем) в последние годы оживилось, хотя при всем различии способов создания вихревых колец начальная стадия их образования изучена недостаточно. Экспериментальные попытки выяснить влияние начальных условий и параметров вихревых генераторов на кинематические характеристики образующихся вихревых колец, показывают большую их нестабильность и плохую воспроизводимость из-за большого числа влияющих факторов, которые в эксперименте не всегда удается контролировать [1, 2, 3, 4, 5]. Анализ работы различных генераторов можно найти в [6, 7].

В работе исследуются геометрические и динамические характеристики вихревых колец, полученных динамическим способом, когда некоторый объем жидкости или газа выталкивается в виде струи и в результате взаимодействия с острой кромкой выходного отверстия трансформируется в вихревое кольцо. При этом на кромке отверстия по всей его окружности происходит отрыв пограничного слоя и одновременное сворачивание его в вихревую спираль, которую уносит гидродинамический поток. Образовавшаяся кольцевая вихревая структура является зоной концентрированной завихренности из которой в дальнейшем формируется ядро вихревого кольца - область течения, где компонента скорости, параллельная оси симметрии, меняется от максимального до минимального значения.

Известно, что течения, взаимодействующие с препятствием, как, например, при истечении струи из генератора через отверстие, оказываются охваченными обратной связью. В открытых нелинейных диссипативных динамических системах это, обычно, приводит к самоорганизации протекающего процесса [8]. Причем, количественные проявления обратной связи в таких неравновесных системах могут создавать условия для ускорения, постоянства или его затухания. При отрицательной обратной связи проявляется ее регулирующее влияние на протекающие процессы – она чаще всего приводит к их стабилизации.

Принцип отрицательной обратной связи в концепции устойчивого развития динамических систем дает основания полагать, что внешним влиянием на течение сплошной среды можно побудить необходимые условия и механизмы его самоорганизации за счет проявления внутренней неустойчивости.

Проявление самоорганизации импульсной струи, как формирование нового типа течения, характеризуемого стабильным существованием устойчивых локальных образований с концентрированной завихренностью, можно рассматривать как трансформацию внутренних характеристик. Установление связи между старыми и новыми геометрическими и кинематическими характеристиками требует определения основных определяющих параметров исходного течения, которые, естественно, зависят от рабочих характеристик генерирующего устройства.

Если возникающую отрицательную связь рассматривать как проявление трения при истечении струи через круговое отверстие с острыми кромками, а кратковременное импульсное воздействие при выталкивании струи, как внешний подвод энергии в систему (в условиях незамкнутости), то проявление самоорганизации струйного течения к локальным вихревым образованиям в форме вихревого кольца будет в значительной мере определяться начальными условиями истечения, т.е. рабочими характеристиками (параметрами) генерирующего устройства.

Исходя из представлений о том, что самоорганизация, как процесс возникновения организованного поведения в результате образования устойчивых временных и упорядоченных пространственных структур связана с коллективным поведением подсистем, можно полагать, что существуют условия (внешние или внутренние), способные влиять тем или иным образом на поведение всей системы. Тот факт, что торможение импульсно истекающей струи при взаимодействии с кромкой ведет не к ее полной остановке или разрушению возникающими интенсивными турбулентными пульсациями, а приводит к определенной самоорганизации течения - к возникновению упорядоченных локальных вихревых структур в форме вихревых колец - позволяет использовать идеи концепции устойчивого развития, понимая их как динамическое равновесие различных проявлений процесса.

Таким образом, понимая самоорганизацию явления, как неполное равновесие динамической системы в стадии устойчивого развития, формирование вихревого кольца из импульсного струйного течения сплошной среды можно рассматривать как стремление определенных областей этой среды, выделенных механизмами самоорганизации, перейти в состояние локального равновесия.

Представить описание баланса всех стадий существенно нелинейного процесса вихреобразования в форме уравнения не всегда удастся, потому в качестве обобщенных характеристик процесса возможно использование чисел подобия, отражающих соотношения определенных физических факторов, которые определяют процесс.

Задача о неустановившемся движении невязкой несжимаемой жидкости, которое индуцировано начальным распределением завихренности в форме вихревого кольца, подробно рассмотрена в работах [9, 10, 11, 12, 13]. В них исходили

из представлений о том, что ряд интегральных моментов завихренности является инвариантами возникающего движения, связанными с такими физическими характеристиками течения, как импульс, момент импульса, энергия, энсторфия, спиральность. Однако, как показано в [14], в реальной жидкости инвариантами движения остаются только импульс и момент импульса, а энергия и спиральность затухают. Такая модель во многом облегчает более адекватную интерпретацию имеющихся экспериментальных результатов.

Трудности в описании начального этапа формирования вихревого кольца многие исследователи стараются обойти, рассматривая его движение в бесконечной несжимаемой жидкости чаще всего на участке автомодельности [15, 16]. Однако подобное упрощение сводит задачу лишь к оценке параметров вихревого кольца без учета реальных процессов, протекающих на кромках или у стенок при его формировании из вихревой пелены. При этом за рамками рассмотрения остаются два важных этапа – формирование вихревого кольца в момент выхода из генерирующего устройства (генератора вихревых колец) и разрушение его на стадии потери поступательной скорости при нарастании азимутальной волновой неустойчивости на ядре вихревого кольца.

Рассмотрим некоторые геометрические характеристики вихревого кольца, используемые при определении гидродинамического режима его движения (числа Рейнольдса) и играющие важную роль в процессе переноса дисперсной примеси [17], выявляя его особенности своим изменением. В первую очередь, нас будет интересовать диаметр кольца, как параметр, определяющий объем его «атмосферы», в которой находится часть переносимой и теряемой примеси, и размер «ядра» вихря, так же заполненного примесью, но отличающегося по характеру диффузионных процессов в «атмосфере» большим своеобразием.

Генерирование вихревого кольца. Рассмотрим процесс образования вихревого кольца из струи длиной L_j при выталкивании ее через круговое отверстие в диафрагме диаметром D_a при постоянной скорости U_j . Вихревое кольцо – торообразное тело, видимое благодаря мелким частицам, преднамеренно введенным его объем с целью визуализации «атмосферы» и «ядра» при движении в среде и теряемых из них по мере распространения вихря..

Из четырех определяющих параметров задачи о формировании вихря (L_j, D_a, U_j и ν , где ν - кинематическая вязкость воздуха) в качестве определяющих, при двух единицах размерностей (L и T) используемой LMT-системы физических величин, согласно π -теоремы теории размерностей [18] можно составить два безразмерных параметра:

$$\pi_1 = \frac{U_j D_a}{\nu} \equiv Re_a, \quad \pi_2 = \frac{L_j}{D_a} \equiv \lambda_j, \quad (1)$$

где $\pi_1 = Re_a$ - число Рейнольдса для течения через отверстие, $\pi_2 = L_j/D_a$ - относительная длина струи, которая выбрасывается при импульсном воздействии. Остальные размерные или безразмерные величины, используемые в задаче, будут только функциями указанных параметров π_1 и π_2 , т.е.

$$\frac{D_0}{D_a} = f(\pi_1, \pi_2), \quad \frac{\Gamma}{U_j D_j} = \psi(\pi_1, \pi_2). \quad (2)$$

Полученные функциональные зависимости отличаются от предложенных в [13], где они имеют вид

$$\frac{D_0}{D_a} = f\left(\frac{L_j}{D_a}, \frac{D_a}{D_p}\right), \quad \frac{\Gamma}{U_j D_j} = \psi\left(\frac{L_j}{D_a}, \frac{D_a}{D_p}\right). \quad (3)$$

где D_p - диаметр цилиндра, в который вставлена диафрагма с диаметром кругового отверстия D_a .

Предложенное Сэффманом [4] выражение для диаметра сформировавшегося вихревого кольца

$$D_0 = D_a + 0,2L_j^{2/3}D_a^{1/3} \quad (4)$$

практически не отличается от встречающегося у Максворти [7], которое получено по результатам работ [1, 11]

$$D_0 = D_a + 0,22L_j^{2/3}D_a^{1/3} \quad (5)$$

Выражение для изменения диаметра вихревого кольца по мере его перемещения вдоль оси x , приведенное [2]

$$D(x) = 1.45D_a + 0,212L_j + 1,67 \cdot 10^{-2}x \quad (6)$$

в отличие от выражения для этой же величины у Луговцов [17] для автомоделного участка

$$D(x) = D_0 + \alpha x, \quad \alpha = f(Re) = \frac{5 \cdot 10^4}{Re_0 - 10^3} + 3, \quad Re > 1,0 \cdot 10^3 \quad (7)$$

не требует определения степени расширения вихревого кольца $\alpha=f(Re)$, однако не учитывает влияния начальных условий на формирование (индексом "0" отмечены характеристики в начале участка автомоделности).

Экспериментально определяемые величины начального диаметра сформировавшегося вихревого кольца удовлетворительно коррелируют с выражением (5) в диапазоне относительных длин струи $1,25 < \lambda_j < 2,75$, однако при увеличении этой характеристики совпадение заметно ухудшается. Кроме того, не вдаваясь в физическую суть процессов формирования вихря на кромке кругового отверстия при генерировании вихревого кольца, с математической точки зрения обращение второго и третьего членов в нуль, т.е. до начала истечения струи из генератора, делает выражение (6) необъяснимым.

Удивительно, но во всех приведенных выражениях (3), (4), (5) и (6) в качестве безразмерного определяющего параметра не фигурирует число Рейнольдса Re_j - режимная характеристика течения. Игнорирование учёта влияния гидродинамических условий на процесс сворачивания вязкого погранслоя в вихревую пелену при формировании вихревого кольца, ставит вопрос о корректности предложенных соотношений. Причиной обнаруженного недоразумения может быть отсутствие полноты системы определяющих параметров: явно упущена кинематическая вязкость ν среды, что не позволило "замкнуть" один из основных параметров задачи - скорость U_j истекающей из генератора струи. Такое

можно допустить, скорее всего, лишь в случае вырождения числа Рейнольдса к бесконечно большим значениям, т.е. $Re_j \rightarrow \infty$. Поэтому вид предложенных соотношений следует признать неприменимым для реальной среды, а весь анализ, проведенный Сэффманом [4] - некорректным, как, впрочем, и зависимость (8), полученную, исходя из равенства объемов образующегося торообразного кольцевого вихря и вытолкнутой струи

$$D/D_a = 1,084(L_j/D_a)^{1/3}, \quad (8)$$

и неоправданную, к тому же, при $L_j/D_a < 0,785$.

Ограниченность приведенных выражений, не обнаруживающих зависимости D/D_0 от Re_j , говорит о том, что при рассмотрении формирования вихревого кольца, следует исходить не из геометрических, а из физических соображений, когда сворачивание погранслоя в концентрированное вихревое ядро в значительной мере определяется его толщиной, пропорциональной $1/\sqrt{Re_j}$. Поэтому, следует ожидать, что зависимость диаметра вихревого кольца от приведенной длины струи и числа Рейнольдса должна быть вида

$$D/D_0 \propto (L_j/D_a)^p Re_a^q, \quad (9)$$

где p, q - некоторые экспериментальные константы. По результатам обработки экспериментов в диапазоне $8,25 \times 10^2 < Re_j < 2,55 \times 10^3$ и относительных длин струй $0,85 < \lambda_j < 3,25$ для этих констант получены значения $p=1/3$ и $q=-1/4$, что позволяет зависимость диаметра вихревого кольца от определяющих параметров (9): представить в виде

$$D/D_a = 1 + 2,25 \cdot \lambda_j^{1/3} \cdot Re_a^{-1/4} \quad (10)$$

Экспериментальные точки хорошо укладываются на график зависимости (10) (Рисунок 1) в области от $1,25 \leq L/D_0 \leq 2,75$, однако при возрастании L/D_0 от 3,25 до 4,75 их отклонение от этой зависимости заметно возрастает. При этом отмечено, что в области значений $\lambda_j < 0,75$ устойчивые вихревые кольца четкой торообразной формы в экспериментах воспроизводятся плохо, т.к. при такой длине вытолкнутой струи время ее истечения недостаточно для полного сворачивания погранслоя в устойчивую вихревую структуру. При $\lambda_j > 4,75$ возникает режим практически струйного течения, т.е. при такой длине вытолкнутой струи время ($t \sim L_j/U$) её протекания через выходное отверстие превышает время ($t \sim a_0/v$) формирования «ядра» вихревого кольца. Остатки струи, не принявшие участие в формировании кольцевой вихревой пелены, взаимодействуя с уже образовавшимся «ядром», вызывают его неустойчивость к азимутальным возмущениям. Поэтому вихревые кольца с концентрированной завихренностью и отчетливо выраженным ядром не образуются, а если и образуются, то разрушаются гораздо быстрее стабильных. (Иногда такие вихревые кольца называют «диффузными»).

Полученные результаты выявили ряд важных особенностей формирования вихревого кольца. Так, например, на рисунке 2 представлена зависимость безразмерного диаметра вихря D/D_a от безразмерной длины струи L/D_a .

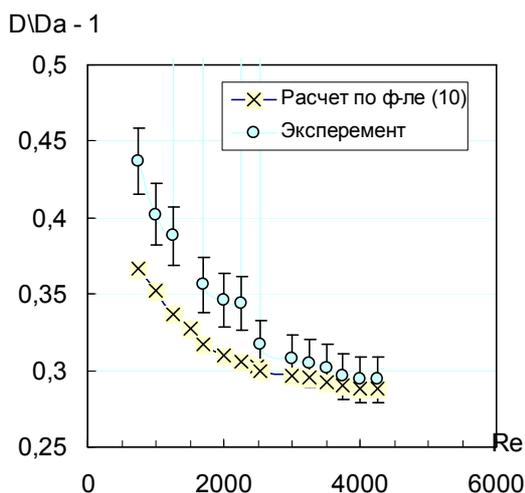


Рис.1 Зависимость относительного диаметра D/D_a вихревого кольца от начального числа Рейнольдса Re_a

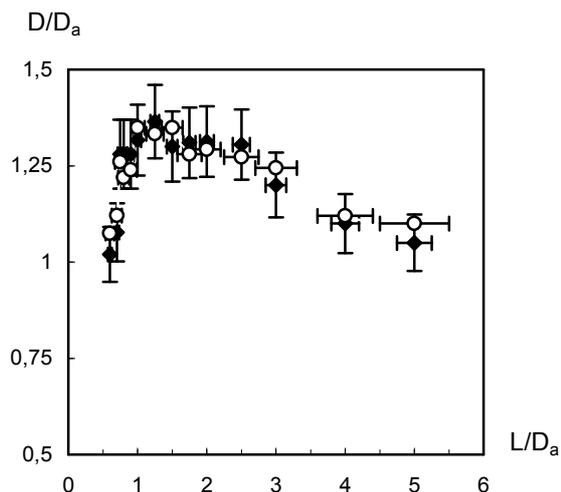


Рис.2. Зависимость относительного диаметра D/D_a от безразмерной длины вытолкнутой струи L/D_a

Формирование ядра вихревого кольца. При рассмотрении задачи о нестационарном образовании из вытолкнутой струи длиной L_j ядра вихревого кольца радиус ядра a_0 , в котором, по предположению, сосредоточена вся завихренность, к определяющим параметрам предыдущей задачи добавляется время t сворачивания вязкого вихревого ядра. Казалось бы, из состава определяющих параметров должен выпасть диаметр круговой апертуры D_a , не являющийся существенным в данном рассмотрении. Однако анализ показывает, что число Re_a из предыдущего рассмотрения задает толщину погранслоя ($\delta \sim Re_a^{-1/2}$), участвующего в образовании ядра вихревого кольца, поэтому количество определяющих параметров задачи изменилось, а их состав стал таким:

$$\pi_1 = \frac{U_j D_a}{\nu} \equiv Re_a, \quad \pi_2 = \frac{L_j}{D_a} \equiv \lambda_j, \quad \pi_3 = \frac{vt}{L_j^2} \equiv Fo_v \quad (11)$$

Появление комплекса π_3 (в виде так называемого "гидродинамического" числа Фурье Fo_v) указывает на нестационарный характер сворачивания вязкого погранслоя в процессе формирования ядра. В этом случае искомая зависимая характеристика сформировавшегося вихревого ядра вихревого кольца будет

$$a_0 = f(Re_j, \lambda_j, Fo_v). \quad (12)$$

Тем не менее, у Сэфмана [4] и Максворти [7] размер ядра не зависит от определяющих безразмерных комплексов π_1 и π_3 , а зависит лишь от приведенной длины λ_j и представляется, соответственно, в виде

$$a_0' = 0,4L_j^{2/3}D_a^{1/3} = 0,4D_a\lambda_j^{2/3} \quad (13a)$$

$$a_0'' = 0,28L_j^{2/3}D_a^{1/3} = 0,28D_a\lambda_j^{2/3} \quad (13б)$$

Спорность приведенных соотношений (13.а) и (13.б) видна хотя бы из того, что относительная «толщина» ε ядра вихревого кольца ядра по Сэфману в 1,43

раза больше аналогичной характеристики по Максворти, хотя рассматривается при одних и тех же условиях формирования вихревого кольца.

Что же касается различия в величине чисел Рейнольдса истекающей струи Re_j и вихревого кольца R_0 в момент выхода на участок автономности, его можно объяснить следующими причинами. Первое из этих чисел характеризует гидродинамический режим истечения струи, а второе – режим движения вихревого кольца после самоорганизации импульсного струйного истечения среды. Кроме того, необходимо учитывать, что экспериментально измеренная скорость струи U_j отличается от скорости U_0 вихревого кольца $0.49 < U_j/U_0 < 0.80$, что близко к полученному из теоретического анализа Тейлора [10] и Сафмена [4], согласно которому $0,43 < U_j/U_0 < 0,69$. Принимая во внимание различие величин начального диаметра сформировавшегося вихревого кольца D_0 и диаметра выходного отверстия D_a , через которое истекает струя, можно найти соотношение этих чисел

$$\frac{Re_0}{Re_a} = \frac{U_0}{U_j} \left(1 + 1,85 Re_a^{-1/4} \lambda_j^{1/3} \right),$$

что вполне согласуется с (2), указывающей на зависимость $U_0 D_0 / \nu = f(Re, \lambda_j)$ от режима истечения струи и ее длины.

Используя подходы, принятые в работе [5], где влияние толщины пограничного слоя струи на размер формирующегося ядра вихревого кольца было учтено через его протяженность l_δ , связанную с длиной истекающей струи и режимом истечения струи как

$$l_\delta = 0,505 \gamma^{-5/4} L_j, \quad \gamma = 1,03 \left(L_j / D_a \right)^{1/3}$$

удалось отразить влияние комплексов π_1 и π_2 на размер образовавшегося ядра в виде зависимости

$$a_0 / D_a = 0,9 \gamma^{-7/4} \left(L_j / D_a \right) Re_a^{-1/4} \cong B \lambda_j^{1/3} Re^{-1/4}, \quad (14)$$

где $0,97 < B < 1,03$ в наиболее приемлемом для формирования вихревых колец диапазоне длин струй $1,25 < \lambda < 2,75$.

В процессе формирования вихревых колец из импульсно истекающих струй при числах Рейнольдса $1,50 \times 10^3 \leq Re_j \leq 3,35 \times 10^4$ погранслоем на границе является достаточно тонким (т.к. $\delta \sim Re^{-1/2}$), благодаря чему он плотно сворачивается в спираль и образует тонкое вихревое кольцо ($a_0/D_0 < 1$).

При этом следует отметить, что толщина и устойчивость вихревого ядра в большой степени зависит от поведения свободного погранслоя (или слоя смешения) на границе выталкиваемой струи. Этот слой, как правило, является весьма неустойчивым, что и определяет большой разброс толщины вихревого кольца при небольших случайных изменениях начальных и граничных условий. При удачном выборе длительности динамического импульса неустойчивость истекающей струи проявляется слабо, что дает возможность создавать стабильные и «долгоживущие» вихревые кольца.

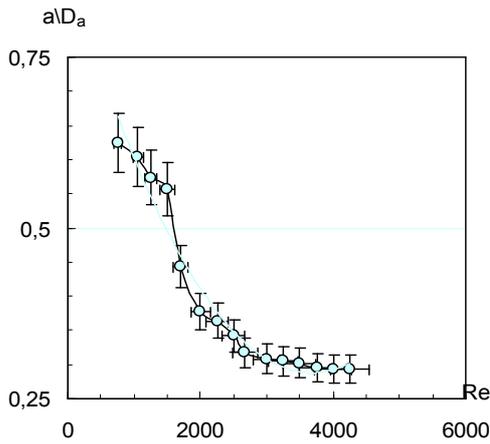


Рис. 3. Влияние числа Re_a на приведенную «толщину» ядра

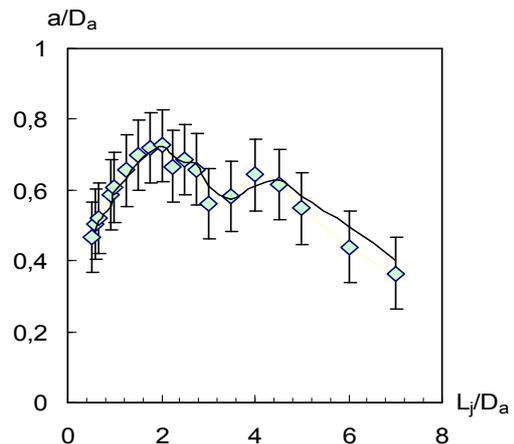


Рис. 4. Влияние приведенной длины L/D_a на размер ядра вихревого кольца

В приведенных работах обычно придерживаются концепции «твердотельного» ядра, не вдаваясь в возможные модели структуры возникающего ядра [9]. Однако во многих экспериментах, особенно в области переходных гидродинамических режимов, обнаруживается заметное изменение диаметра ядра на различных участках траектории. Это различие, как правило, объясняется простой потерей трассера из «атмосферы» вихревого кольца, игнорируя при этом возможность многослойной структуры вихревого ядра, которая вполне может быть причастна к изменениям диаметра ядра из-за различия в интенсивности потерь переносимой примеси из разных областей внутренней структуры.

Перемещение вихревого кольца. Дальность перемещения кольца (после выхода на участок автономности и до остановки) будут определять параметры D_0 , U_0 , t , ν и a_0 . (Только в одном случае, а именно при определении максимальной дальности распространения, t выступает в качестве т.н. «времени жизни» вихревого кольца, считаясь определяющим параметром, а в другом - на этапе непосредственного перемещения - обычной текущей переменной. Поэтому для описания стадии перемещения (распространения) вихревого кольца безразмерными комбинациями это дает такие определяющие параметры:

$$\pi_1'' = \frac{U_0 D_0}{\nu} \equiv Re_0, \quad \pi_2'' = \frac{a_0}{D_0} \equiv \varepsilon, \quad \pi_3'' = \frac{U_0 t}{D_0} \equiv No. \quad (15)$$

Следовательно, зависимость перемещения вихревого кольца может быть представлена с использованием (15)

$$L(t) = f(Re_0, \varepsilon, No), \quad (16)$$

т.е., должна зависеть от режимных характеристик его формирования и движения (число «кинематической» гомохронности No и гидродинамическое число Re_0) а так же относительной «толщины» ε на участке автономного движения.

Если взять для анализа предложенное Максворти [] выражение для дальности $L(t)$ перемещения вихревого кольца

$$L(t) = \frac{D_0}{\alpha} \left[\left(1 + \alpha \cdot (c + 4) \frac{U_0 t}{D_0} \right)^{1/(c+4)} - 1 \right], \quad (17)$$

то обнаружится, что зависимости от ε и Re в явном виде в этом выражении нет, что говорит о неполноте описания распространения кольца предложенной формулой. Это же подтверждает и анализ экспериментальных данных с учетом "толщины" колец: наблюдаемое отклонение дальности движения кольца от вычисленной по формуле (17) объясняется не только неучетом вязкости (в первую очередь - турбулентной, т.к. молекулярная в неявном виде присутствует в $\alpha=f(Re)$), но и пренебрежением зависимостью от ε . Здесь, конечно, причиной обнаруженного недоразумения является некорректное использование подходов идеальной жидкости к описанию движения кольца в условиях реально проявляющейся вязкости среды и существования силы сопротивления, которая должна учитываться через коэффициент сопротивления движению кольца c_D

$$c_D = 3\pi \left(\ln \frac{8}{\varepsilon} + \frac{1}{3} \right)^{-1}$$

Но ожидаемая зависимость от ε , судя по всему, очень слабая, т.к. сепарации результатов по этому параметру в экспериментах выявить не удалось.

В случае определения максимальной дальности L_{max} распространения вихревого кольца, определяющими параметрами будут

$$\pi_1'' = \frac{U_0 D_0}{\nu} \equiv Re_0, \quad \pi_2'' = \frac{a_0}{D_0} \equiv \varepsilon, \quad \pi_4'' = \frac{\nu t}{a_0^2} \equiv Fo_\nu. \quad (18)$$

т.е.

$$L(t) = f(Re_0, \varepsilon, Fo_\nu), \quad (19)$$

Роль гидродинамических эффектов в процессе можно выявить, введя собственный "гидродинамический" (вязкий) масштаб времени (a_0^2/ν) , исходя из времени сворачивания пелены погранслоя в ядро вихревого кольца, и представим безразмерный путь как $\lambda(t) = L(t)/D_0$. Тогда формула Максурти-Луговцова преобразуется к безразмерному виду

$$\lambda(t) = \frac{1}{\alpha} \left[\left(1 + \alpha (c + 4) \frac{U_0}{D_0} \cdot \frac{t}{(a^2/\nu)} \cdot \frac{a^2}{\nu} \right)^{1/(c+4)} - 1 \right], \quad (20)$$

Такой подход позволяет выделить одновременно как режимный характерный параметр - число Рейнольдса $Re_0 = U_0 D_0 / \nu$ - так и относительную "толщину" вихревого кольца $\varepsilon = a_0 / D_0$, представив (20) в безразмерном виде.

$$\frac{[\alpha \lambda(t) + 1]^{(c+4)} - 1}{\alpha (c + 4)} = \varepsilon^2 \cdot Re_0 \cdot Fo_\nu \quad (21)$$

"Гидродинамическое" число Фурье Fo_ν выступает здесь в роли безразмерного текущего времени, характеризующего сходственные временные моменты, отсчитываемые собственным "вязким" масштабом времени при движения вихревого кольца. В таком представлении в явном виде выражена зависимость

пройденного безразмерного расстояния как от характерных безразмерных параметров, полученных аналитически ранее для второго случая, так и от числа гидродинамической гомохронности (число Фурье Fo_v , как это следует из (21).

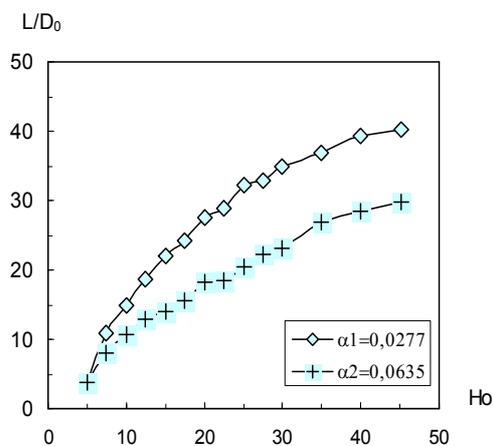


Рис. 5. Распространение вихревого кольца при различных режимах движения (Re : -♦- 3850, -+- 1235)

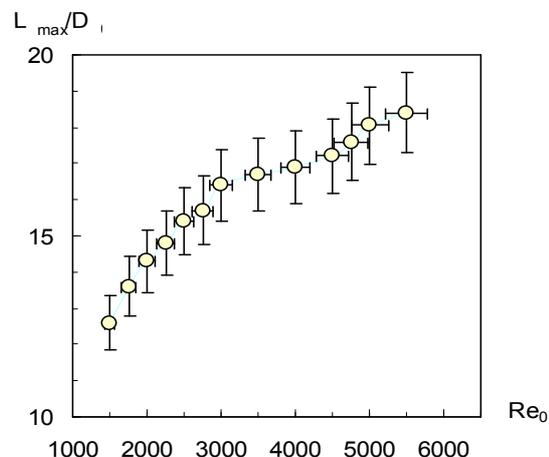


Рис.6. Дальность перемещения турбулентных вихревых колец в зависимости от числа Рейнольдса Re_0

Более близкое совпадение экспериментальных результатов с теоретическими предсказаниями дает выражение, полученное Максурти [7], исходя из предположения о законе сохранения импульса вихревого кольца и известного значения коэффициента сопротивления движению c_D . Видно, что дальность перемещения вихревого кольца определяется только режимной характеристикой течения. Свойства среды отсутствуют среди определяющих параметров, т.к. при турбулентном течении они характеризуют лишь свойства самого течения.

Одной из важных характеристик движения вихревого кольца, в немалой степени влияющей на эффективность переноса «пассивной» примеси, является дальность распространения L_{max} . К сожалению, имеющиеся теоретические оценки этой величины в зависимости от начальных характеристик движения не достаточно надежны. В большей части они качественно удовлетворительно согласуются с немногочисленными экспериментальными данными, однако количественное совпадение наблюдается лишь для малых времен движения, чему виной недостаточно детальное представление физических особенностей разных фаз развития вихревых колец: формирования, перемещения и потери устойчивости перед остановкой и разрушением.

Ввиду трудности получения точного аналитического решения уравнения для максимального расстояния, проходимого вихревым кольцом в турбулизованной среде, в [19] получена его аппроксимация простым выражением. Упрощенный подход к оценке описания взаимодействия движущегося вихревого кольца с турбулентными вихрями, имеющими достаточно широкий спектр масштабов позволил представить максимальную дальность перемещения вихревого кольца в турбулизованной среде как

$$L_{\max} \approx \frac{1}{2} \frac{(R_o u_0)^{3/4}}{k^{3/8} \alpha^{1/2} \langle \varepsilon \rangle^{1/4}} \quad (22)$$

После ряда упрощений с учетом того, что $k=6,0$; $\alpha=1,2 \cdot 10^{-2}$; $\langle \varepsilon \rangle = 1,25 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2/\text{с}^3$, окончательно выражение (22) можно записать как

$$\frac{L_{\max}}{(v^3/\langle \varepsilon \rangle)^{1/4}} \approx C_1 \text{Re}_D^{3/4}, \quad C_1 = (2^{7/4} k^{3/8} \alpha^{1/2})^{-1}, \quad (23)$$

или преобразовать (23) к безразмерному расстоянию, проходимому кольцом с известными начальными параметрами:

$$\frac{L_{\max}}{D_0} \approx C_2 \text{Re}_D^{3/4}, \quad C_2 = C_1 \cdot (v^3/D_0^4 \langle \varepsilon \rangle)^{1/4}. \quad (24)$$

Выбор указанного значения $\langle \varepsilon \rangle$ в качестве среднего значения объясняется весьма широким диапазоном изменения этой величины при турбулизации среды в реальных условиях.

Видно, что дальность перемещения вихревого кольца зависит не только от режимной характеристики течения, но и от свойств среды, хотя при турбулентном течении они, как принято считать в этом случае, характеризуют свойства самого течения.

Анализ полученных выражений для максимальной дальности распространения L_{\max} и времени существования t_{\max} показывает, что первое из них более сильно зависит от начальных характеристик вихревого кольца, в то время как второе - от степени турбулентности среды. Эксперимент подтверждает не только на качественном уровне полученные результаты, но и дает удовлетворительное количественное согласование.

Сравнение экспериментальных данных с расчетной кривой показывает хорошее совпадение при малых значениях τ и отклонении при росте τ .

Взаимодействие (“игра”) двух вихревых колец. Наблюдаемое в определенных гидродинамических условиях взаимопроникновение [20] двух вихревых колец, стартующих с одинаковой скоростью и размером, можно охарактеризовать определяющими величинами D_0 , a_0 , U_0 , v_∞ и частотой следования (генерирования) f . Составленные из них определяющие безразмерные параметры

$$\frac{U_0 D_0}{v} \equiv \text{Re}_0, \quad \frac{U_0}{f \cdot D_0} \equiv \text{Sr}_0, \quad \frac{a_0}{D_0} \equiv \varepsilon \quad (25)$$

можно рассматривать как безразмерную скорость вихревого кольца, безразмерное расстояние между кольцами в начальный момент времени и относительную “толщину” ядра соответственно. Если же необходимо выяснить роль вязкостных эффектов при взаимодействии, то вместо Sr следует взять число Фурье $\text{Fo} = \text{Sr}/\text{Re} = v/f(D_0)^2$, являющееся критерием гидродинамической гомохронности, которое характеризует сходственные временные моменты, отсчитываемые собственным масштабом времени $t = D^2/v$. Другими словами, “гидродинамическое” число Фурье играет в этом случае роль безразмерного времени.

Таким образом, процесс взаимного проникновения вихревых колец друг

сквозь друга при движении вдоль общей оси симметрии (так называемая “игра” вихрей) с учетом зависимостей (25) должна описываться указанными безразмерными параметрами, т.е.

$$G = f(\text{Re}_0, \text{Fo}_v, \varepsilon) \quad (26)$$

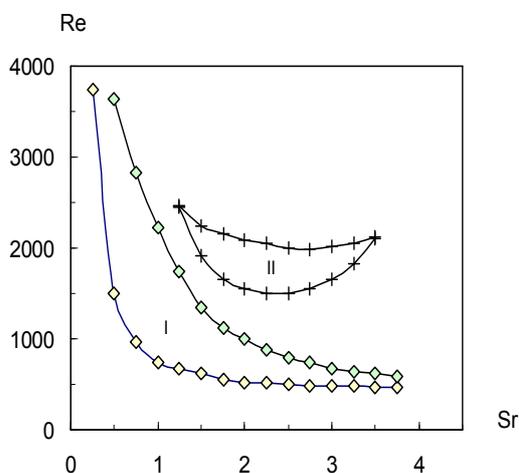


Рис. 7. Области «игры» вихревых колец в плоскости параметров Re-Sr (I - в воздухе, II - в воде)

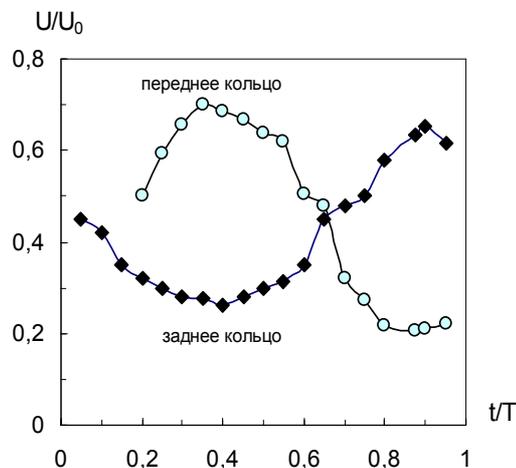


Рис. 8. Изменение относительной скорости колец в процессе их взаимопроникновения

В проведенных экспериментах [21], однако, пока не удалось выявить зависимости явления проникновения от безразмерной “толщины” ядер вихревых колец, хотя вязкие процессы, которые физически обуславливают слияние колец [22] или их взаимопроникновение [20], должны проявляться именно благодаря этой характеристике.

Литература:

1. Sallet D.W., Widemayer R.S. An experimental investigation of laminar and turbulent vortex ring in air // Z.Flugwiss., 1974. – Bd.22. – S. 207 – 215.
2. Бузуков А.А. Особенности образования и движения кольцевых вихрей в воде // Ж. прикл. мех. и техн. физ., 1971. - № 2. - С. 153 - 160.
3. Liess C., Didden N. Experimente zum Einfluss der Aufzugsbedingungen auf die Instabilität von Ringwirbeln // Z. angew. Math. und Mech., 1976. - Vol. 56, No. 3. - P. 206 – 208.
4. Saffman P.G. On the formation of vortex rings // Stud. Appl. Math., 1975. - Vol. 54, No. 3. - P. 261 - 268.
5. Тарасов В.Ф. Оценка некоторых параметров турбулентного вихревого кольца // Динамика сплош. среды. - Новосибирск: Наука, 1973. - Вып. 14. - С. 120 - 127.
6. Pullin D.I. Vortex ring formation at tube and orifice opening // Phys. Fluids, 1979. - Vol.2, No.3. - P. 401 - 403.

7. Maxworthy T. Some experimental studies of vortex rings // *J. Fluid Mech.*, 1977.- V. 81, No.3. - P. 465 - 495.
8. Лоскутов А.Ю., Михайлов А.С. Введение в синергетику – М.: Наука, 1990. – 272 с.
9. Калтаев А. Исследование динамических характеристик движения вихревого кольца вязкой жидкости // *Динам. сплош. среды.*- Алма-Ата: 1982. - С. 63 - 70.
10. Sallet D.W. Impulsive motion of a circular disk which causes a vortex ring // *Phys. Fluids*, 1975. – Vol. 18, No. 1. - P. 109 - 111.
11. Wedermeyr T. Ausbildung eines Wirbelpaares un der Kanten einer Platte // *Ing. Arch.*, 1961. – Vol.30. – P. 187 – 200.
12. Бэтчелор Дж. Введение в динамику жидкости. - М.: Мир. – 1973. – 760 с.
13. Wooller J., Hinwood J. B. The time dependent properties of nonbuoyant vortex rings // 5-th Austral. Conf. Hydraul. and Fluid Mech., 1974. - Vol. 2, S.1, s.a. - P. 506 – 513
14. Шавалиев М.Ш. Законы изменения моментов распределения завихренности под влиянием вязкости, внешнего поля и наличия твердых границ / *Механика неоднородных и турбулентных потоков* – М.: Наука, 1989. – С. 63 – 69.
15. Владимиров В.А., Тарасов В.Ф. Формирование вихревых колец // *Изв. СО АН СССР, сер. техн. наук*, 1980. - № 1. - С. 3 - 11.
16. Brasseur J.G. Evolution characteristics of vortex rings over a wide range of Reynolds numbers // *A.I.A.A. Pap.*, 1986.- No 1097. - P. 1 – 11
17. Луговцов Бор. Ал. О движении турбулентного вихревого кольца и переносе им примеси // *Некоторые проблемы математ. и мех.* – Л.: Наука, 1970. - С. 15 – 21.
18. Седов Л.И. Методы подобия и размерности в механике / изд. 8-е, перераб. – М.: Наука, 1977. – 440 с.
19. Русаков Ю.С. Подъем вихревого кольца турбулентной атмосфере // *Вопросы физ. нижн. атмосферы / Тр. Ин-та эксперим. метеор.* М.: 1985. - Вып. 34 (109). - С. 33 – 41.
20. Oshima Y., Kuwahara K. Experimental and numerical study of vortex interaction // *A.I.A.A. Pap.*, 1984. - No.1546. - P.1-10.
21. Стручаев А.И. Перенос аэрозолей организованными вихревыми структурами: изолированным кольцом, взаимопроникающей парой и каскадом // *Материалы XIV Всес. конф. "Актуальные вопросы физ. аэродисперс. систем"*. - Одесса: 1986. - Т. 1. - С. 97.
22. Acton E. Modeling of large eddies in an axisymmetric jet // *J. Fluid Mech.*, 1980. – Vol. 24. – P. 104 – 109.

О.І. Стручаєв

Зв'язок кінематичних та геометричних характеристик вихрових кілець з параметрами пристрою, що їх генерує, за самоорганізації струменевої течії

АНОТАЦІЯ

Розглянуто утворення вихрових кілець на крайках кругових отворів при імпульсному витіканні струменів із пристрою, що їх генерує. Встановлено залежність геометричних і кінематичних характеристик кілець, що формуються, від режимних параметрів генератора. У безрозмірному вигляді отримано дальність переміщення кілець у незбуреному та турбулізованому середовищах, що погоджується з відомими експериментальними результатами. Знайдено області «гри» пари вихорів у рідкому та газовому середовищах в площині параметрів Re-Sr.

A.I. Stroutchayev

Relationship of kinematics and geometrical descriptions of vortex rings with parameters of generating device at selforganizations of jet stream

SUMMARY

Formation of vortex rings on a sharp edge of circular aperture is considered at the pulse expiration of jets from the generating device. The dependence of geometrical and kinematical characteristics of formed rings from regime parameters of a generator is established. In a dimensionless kind the range of moving of rings both in a not indignant and turbulent environment agreed to known models is received, concordant with the known experimental results. The areas of a "vortex-game" for rings pair in liquid and gas for a plane of Re-Sr parameters are found.

УДК: 533.9

В. И. Вишняков, Г. С. Драган

Одесский национальный университет им. И.И.Мечникова

Нелинейные взаимодействия конденсированных частиц в дымовой плазме

Рассмотрено взаимодействие конденсированных частиц в плазме продуктов сгорания (дымовой плазме). Показано, что в пределе больших зарядов взаимодействие положительных и отрицательных частиц сильно различается. Это влияет на характерные размеры упорядоченных структур, образованных из положительных и отрицательных частиц. Продемонстрировано, что распространение колебательных движений частиц уменьшается с увеличением заряда, и соответственно увеличивается устойчивость пылевого кристалла.

I. ВВЕДЕНИЕ

В настоящей работе рассматривается низкотемпературная плазма, содержащая конденсированную дисперсную фазу. Следует различать два вида такой плазмы, которые отличаются физическими свойствами и, соответственно методами описания.

Пылевая плазма – это плазма низкого давления, в которую вводятся частицы, размером много больше микрона. Поэтому распределение частиц по размерам является монодисперсным. Длина свободного пробега носителей заряда в такой системе много больше длины экранирования, поэтому модели, описывающие такую плазму, используют приближение бесстолкновительной плазмы [1, 2].

Другой разновидностью низкотемпературной плазмы с конденсированной дисперсной фазой является дымовая плазма, которая формируется в продуктах сгорания [3]. Это плазма атмосферного или более высокого давления, то есть существенно столкновительная плазма. Пылевые (или дымовые) частицы в такой плазме образуются в результате конденсации продуктов сгорания или представляют собой недогоревшее топливо, если речь идет о горении аэрозвеси. Поэтому распределение частиц по размерам является полидисперсным, причем размеры колеблются от десятков нанометров до десятков микрон.

Было обнаружено, что частицы стремятся к образованию упорядоченных структур как в пылевой [4,5], так и в дымовой [6] плазме. В работе [7] было показано, что агломерация конденсированных частиц в дымовой плазме соответствует уменьшению свободной энергии системы. Существует мнение [8], что стремление к упорядочиванию есть фундаментальное свойство плазмы с конденсированной фазой. Тем не менее, механизмы образования упорядоченных структур в пылевой и дымовой плазме различны. В пылевой плазме основными

механизмами упорядочивания частиц являются теньевые силы [9-11] и силы ионного увлечения [12-14]. В дымовой плазме упорядочивание происходит за счет сил ионного межфазного давления [15, 16].

В настоящей работе рассматриваются силы ионного межфазного давления в пределе больших значений зарядов частиц, когда существенной становится нелинейность зависимости сил взаимодействия от заряда.

II. СИЛА ИОННОГО МЕЖФАЗНОГО ДАВЛЕНИЯ

Силы ионного межфазного давления образуются в результате неоднородной ионизации газовой фазы дымовой плазмы в окрестности частиц. Определим основные свойства дымовой плазмы, которые обеспечивают возникновение ионного межфазного давления.

В работе [15] исследована ионизация плазмы в области пространственного заряда (ОПЗ) около межфазной границы. Показано, что локальное нарушение электронейтральности газовой фазы плазмы возле заряженной поверхности приводит к изменению степени ионизации плазмы. В этом случае у поверхности частицы возникает амбиполярный поток неравновесных носителей заряда

$$j^* = \frac{D}{\lambda_D} n_q \frac{\exp(\Phi_s) - 1}{\sqrt{2 \operatorname{ch}(\Phi_s) - 1}}, \quad (1)$$

где $\Phi = e\phi/kT$ - безразмерный потенциал; $D = 2D_e D_i / (D_e + D_i)$ - коэффициент амбиполярной диффузии; $\lambda_D = \sqrt{\epsilon_0 kT / 2e^2 n_q}$ - длина экранирования; n_q - квази-невозмущенная концентрация, которая зависит от степени неравновесной ионизации, в отличие от невозмущенной концентрации n_0 , которая определяется уравнением Саха [17].

Уравнение (1) справедливо для дымовой плазмы и неприменимо к пылевой плазме, так как получено из условия

$$\tau_M \gg \tau_R, \quad (2)$$

где $\tau_M = \lambda_D^2 / D$ - время релаксации Максвелла, $\tau_R = \lambda_R^2 / D$ - время жизни носителей заряда, $\lambda_R = \sqrt{D / \gamma_V n_q}$ - длина рекомбинации, γ_V - коэффициент объемной рекомбинации.

Из условия (2) следует, что ионизационное равновесие в плазме устанавливается намного быстрее, чем ионизационно – дрейфовое равновесие, то есть уравновешивание потоков носителей заряда происходит при установившемся ионизационном равновесии. Кроме того, условие (2) означает, что масштаб изменения потока (1) много меньше, чем масштаб изменения потенциала, так как $\lambda_R \ll \lambda_D$ (заметим, что для пылевой плазмы характерно обратное соотношение).

Поток (1) обеспечивает изменение давления p_0 со стороны газовой фазы на поверхность частицы:

$$P = P_0 - \frac{m_i n_q \lambda_R D}{\tau_R \lambda_D} \frac{\exp(\Phi_s) - 1}{\sqrt{2 \operatorname{ch}(\Phi_s) - 1}}, \quad (3)$$

где m_i - масса иона.

Если частица положительна, то степень ионизации в ОПЗ повышена, поле положительно и поток неравновесных ионов уменьшает давление (3) на поверхность частицы, причем, чем выше степень ионизации плазмы ($n_q > n_0$), тем больше уменьшение давления. Если частица отрицательна, то степень ионизации у поверхности частицы понижается, поле направлено к частице и давление на поверхность увеличивается за счет потока неравновесных ионов из объема плазмы в ОПЗ, причем увеличение тем меньше, чем больше отклонение степени ионизации от равновесия.

В любом случае давление уменьшается с увеличением отклонения степени ионизации плазмы от равновесного значения. Следовательно, если существует пространственная неоднородность степени ионизации в окрестности частицы, то возникает асимметричное давление на поверхность частицы, обеспечивающее существование средней силы ионного межфазного давления

$$F = \int_S P ds = - \frac{m_i \lambda_R D}{\tau_R \lambda_D} \frac{\exp(\Phi_s) - 1}{\sqrt{2 \operatorname{ch}(\Phi_s) - 1}} \int_S n_q ds. \quad (4)$$

Уравнение (4) получено в предположении, что соседние частицы находятся достаточно далеко друг от друга и области пространственного заряда не перекрываются. В этом случае все величины внутри ОПЗ радиально симметричны и могут быть вынесены из-под знака интеграла. Тогда влияние соседних частиц сказывается только в асимметрии значения квазиравновесной концентрации, что соответствует асимметрии потенциала плазмы:

$$n_q = n_0 \exp \frac{-\Psi}{2}, \quad (5)$$

где потенциал плазмы $\Psi = e\varphi_{pl} / kT$ характеризует зарядовое состояние газовой фазы, или, иными словами, характеризует величину заряда, сообщенного газовой фазе в результате взаимодействия с конденсированными частицами [17]. Невозмущенная концентрация определяется равновесной ионизацией, описываемой уравнением Саха: $n_0 = \sqrt{n_A K_S}$, где n_A - концентрация щелочной присадки, K_S - константа Саха, зависящая от потенциала ионизации атомов присадки.

Смещение ионизационного равновесия, вызванное взаимодействием газовой фазы с поверхностью частицы имеет максимальное значение в ОПЗ у данной частицы и затухает, по мере удаления от нее по гиперболическому закону,

$$n_q(r) = \sqrt{n_A K_S} \exp \frac{-\Psi_s a}{2r}, \quad (6)$$

где Ψ_s - значение потенциала плазмы у поверхности частицы, a - радиус частицы.

Тем не менее, это возмущение достигает соседних частиц и изменяет величину квазиравновесной концентрации под интегралом в уравнении (4). Если отсутствует радиальная симметрия в расположении соседних частиц от-

носителем данной частицы, или соседние частицы имеют разный заряд, то интеграл в (4) не равен нулю и возникает сила ионного межфазного давления со стороны газовой фазы на частицу. Тогда, из (4) и (6), учитывая дискретность расположения частиц и заменяя интеграл суммой, получим

$$F = \frac{4\pi a^2 m_i n_0 \lambda_R D}{\tau_R \lambda_D} \frac{\exp(\Phi_s) - 1}{\sqrt{2 \operatorname{ch}(\Phi_s) - 1}} \sum_k \exp\left(\frac{-\Psi_{sk} a_k}{2R_k}\right) \mathbf{e}_k, \quad (7)$$

где Ψ_{sk} - потенциал плазмы у поверхности, a_k - радиус k -й соседней частицы, R_k - расстояние от поверхности выбранной частицы до поверхности k -й соседней, \mathbf{e}_k - единичный вектор, направленный от данной частицы к соседней.

III. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЧАСТИЦ

Взаимодействие частиц в линейном приближении рассмотрено в работе [18]. Однако, экспоненту в уравнении (7) не всегда можно линеаризовать. Кроме того, нелинейности во взаимодействии частиц связаны не только с присутствием экспоненты в (7), но и с нелинейной зависимостью потенциала плазмы от потенциала поверхности частиц. Например, если размер частицы позволяет применить «плоское» приближение уравнения Пуассона, то потенциал плазмы для одиночной частицы описывается выражением [19]

$$\Psi_s = -2 \operatorname{th}(\Phi_s / 4). \quad (8)$$

Соответственно, сила (7) зависит от потенциала поверхности частицы следующим образом

$$F = F_0 \frac{\exp(\Phi_s) - 1}{\sqrt{2 \operatorname{ch}(\Phi_s) - 1}} \sum_k \exp\left[\frac{a_k}{R_k} \operatorname{th}\left(\frac{\Phi_{sk}}{4}\right)\right] \mathbf{e}_k, \quad (9)$$

где $F_0 = \frac{4\pi a^2 m_i n_0 \lambda_R D}{\tau_R \lambda_D}$, Φ_{sk} - безразмерный потенциал поверхности k -й соседней частицы.

Эта зависимость при $\Phi_s \rightarrow \pm\infty$ ведет себя различным образом для положительного и отрицательного значения потенциала поверхности. А именно,

$$F_+ \sim \exp\left(\frac{\Phi_s}{2}\right) \sum_k \exp\left(\frac{a_k}{R_k}\right) \rightarrow \infty$$

для положительного значения поверхностного потенциала,

$$F_- \sim \exp\left(-\left|\frac{\Phi_s}{2}\right|\right) \sum_k \exp\left(-\frac{a_k}{R_k}\right) \rightarrow 0$$

для отрицательного потенциала поверхности.

Для более детального исследования поведения сил электрического притяжения пылевых частиц и сил отталкивания, возникающих в результате диффузии неравновесных носителей заряда в ОПЗ в плазме, рассмотрим взаимодействие двух одинаковых частиц радиуса $a = 1 \mu\text{м}$, помещенных в плазму с присадкой атомов цезия (потенциал ионизации $I = 3.89 \text{эВ}$) с концентрацией $n_A = 2 \cdot 10^{21} \text{м}^{-3}$ при температуре $T = 2300 \text{К}$. Равновесное значение невозму-

щенной концентрации в этом случае составляет $n_0 = 3.95 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, длина экранирования $\lambda_D = 0.37 \text{ мкм}$.

Рассчитаем равновесное положение частиц с учетом силы притяжения (9) и силы электрического отталкивания

$$F_E = kTZ_d \Phi(R) \left(\frac{1}{R} + \frac{1}{\lambda_D} \right), \quad (10)$$

где R - расстояние от центра одной частицы до поверхности другой. Соответственно, расстояние между поверхностями частиц $d = R - a$.

Потенциал взаимодействия частиц будем описывать следующими выражениями:

1. Для малых значений потенциала

$$\Phi(R) = \Phi_s \frac{a}{R} \exp\left(\frac{a-R}{\lambda_D}\right), \quad \Phi_s \leq 1;$$

2. Для больших значений потенциала применимо решение «плоской» задачи Пуассона-Больцмана [20]

$$\Phi(R) = 2 \ln \left[\frac{1 + \text{th}\left(\frac{\Phi_s}{4}\right) \exp\left(\frac{a-R}{\lambda_D}\right)}{1 - \text{th}\left(\frac{\Phi_s}{4}\right) \exp\left(\frac{a-R}{\lambda_D}\right)} \right], \quad \Phi_s > 1$$

На рис.1 представлена зависимость силы взаимодействия частиц от потенциала поверхности и расстояния между ними. Потенциал поверхности изменяется в пределах $-1 \leq \Phi_s \leq 1$. При этом положительной принята сила отталкивания (10).

При положительном заряде частиц одновременное нелинейное возрастание электрической силы отталкивания и диффузионной силы притяжения приводит к стабилизации, с ростом потенциала, расстояния между частицами, соответствующего равновесию электрической и неэлектрической сил.

При отрицательном заряде частиц, ввиду уменьшения силы притяжения с ростом потенциала, обусловленного ограничением уменьшения электронной концентрации в ОПЗ, равновесное расстояние увеличивается. Это продемонстрировано на рис.2, где представлена зависимость равновесного расстояния между частицами от потенциала поверхности [16].

Таким образом, можно сделать вывод, что диффузионное давление неравновесных носителей заряда приводит к возникновению силы притяжения одноименно заряженных частиц, которая, противодействуя силе электрического отталкивания, обеспечивает некоторое равновесное пространственное распределение пылевых частиц. При этом равновесное расстояние между положительно заряженными частицами мало зависит от величины поверхностного потенциала и, соответственно от величины заряда, если $\Phi_s > 1$. Однако, при большом отрицательном поверхностном потенциале $\Phi_s < -1$ равновесное расстояние увеличивается с увеличением заряда пылевых частиц.

Равновесному пространственному расположению пылевых частиц соответствует некоторая потенциальная энергия взаимодействия, которая характеризуется параметром связи Γ [2]. В рассматриваемой системе частицы сильно экранированы, поэтому мы будем использовать параметр связи в виде

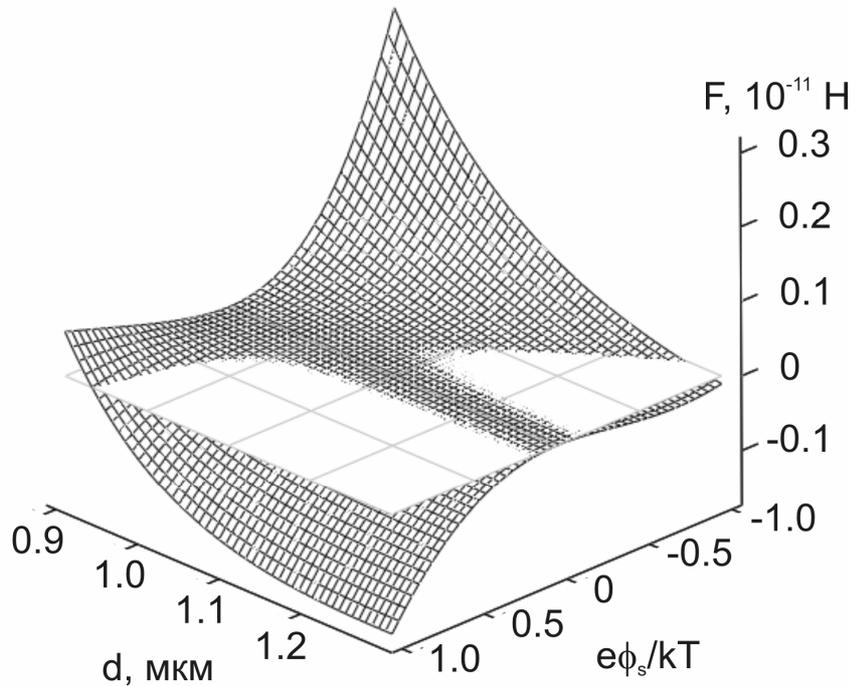


Рис.1. Зависимость силы взаимодействия двух одинаковых частиц от расстояния между ними и потенциала поверхности.

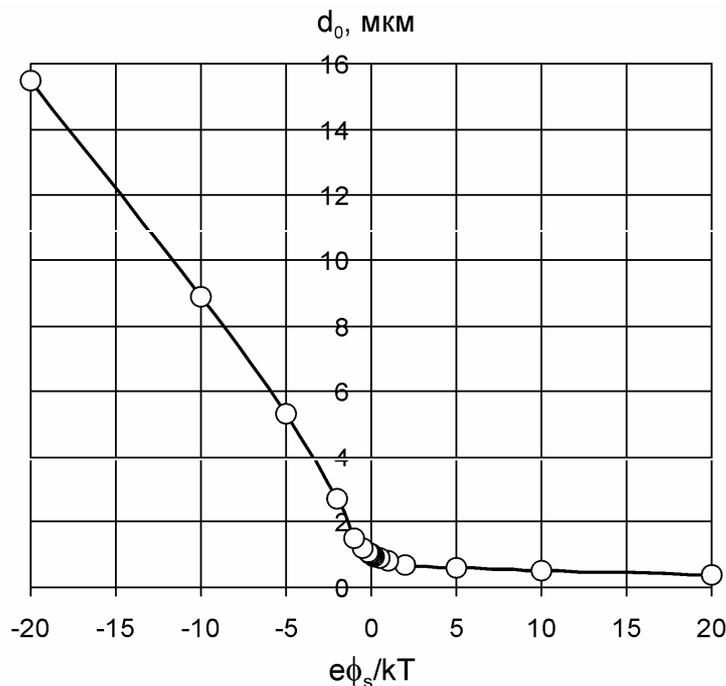


Рис.2. Зависимость равновесного расстояния между двумя одинаковыми частицами от потенциала поверхности.

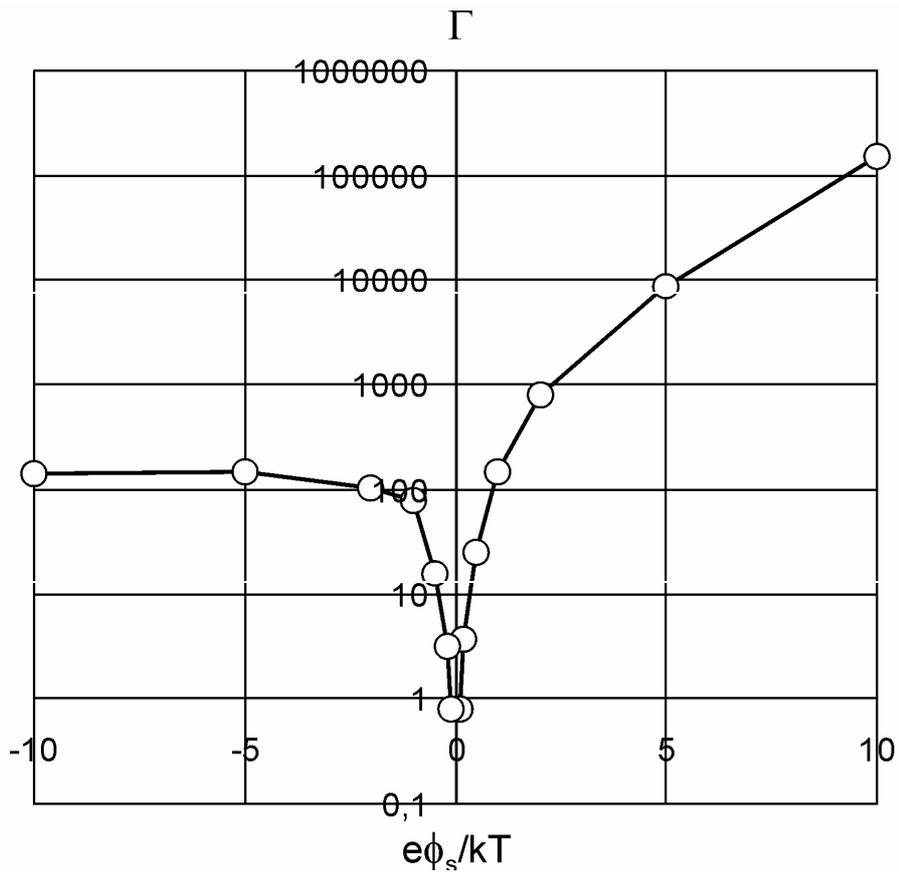


Рис.3. Зависимость параметра связи от потенциала поверхности пылевых частиц.

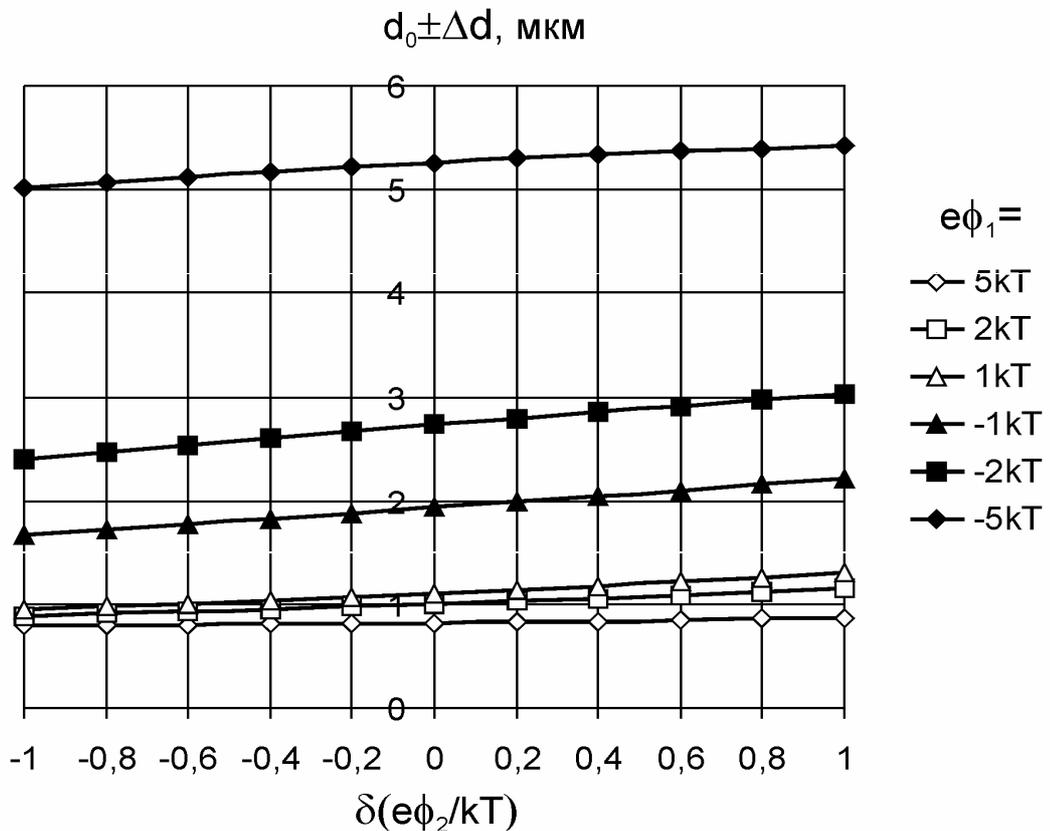


Рис.4. Зависимости равновесного расстояния между двумя частицами от изменения $\Phi_2 = \Phi_1 \pm 1$ при постоянном значении Φ_1 .

$$\Gamma = Z_d \Phi(R_w), \quad (11)$$

где $R_w \sim n_d^{-1/3}$ - радиус ячейки Вигнера-Зейтца.

Зависимость параметра связи, соответствующего равновесному положению частиц, от потенциала поверхности приведена на рис.3. При положительном потенциале поверхности частиц, стабилизация равновесного расстояния приводит к росту параметра связи с увеличением потенциала поверхности. Увеличение равновесного расстояния между частицами при росте отрицательного потенциала поверхности приводит к стабилизации параметра на уровне $\Gamma \sim 100$, что близко к условию кристаллизации в однокомпонентной модели (ОСР). Это означает, что взаимодействие отрицательных пылевых частиц остается слабо неидеальным. В то же время, взаимодействие положительных пылевых частиц является сильно неидеальным при $\Phi_s > 1$.

Это объясняется тем, что низкотемпературная ($T \sim 2000 - 3000 \text{ K}$) плазма слабо ионизирована. Поэтому пределы изменения концентрации неравновесных носителей при увеличении степени ионизации гораздо больше, чем пределы изменения этой концентрации при уменьшении степени ионизации. Увеличение степени ионизации при положительном заряде пылевых частиц влечет за собой увеличение параметра связи (рис.3), соответствующее увеличению силы электрического отталкивания и одновременное увеличение силы диффузионного давления неравновесных носителей, обеспечивающей притяжение пылевых частиц. В результате расстояние, соответствующее положению равновесия, остается постоянным.

При отрицательном заряде частиц степень ионизации плазмы в ОПЗ уменьшается до нулевого значения уже при $\Phi_s \sim -1$. Дальнейшее увеличение отрицательного потенциала поверхности не приводит к увеличению силы диффузионного давления, однако увеличивает силу электрического отталкивания. Поэтому равновесное расстояние между частицами возрастает, но параметр неидеальности изменяется мало, так как радиус ячейки Вигнера-Зейтца гораздо больше ширины слоя пространственного заряда, соответственно изменение степени ионизации плазмы в ОПЗ мало сказывается на значении параметра связи.

Различие во взаимодействии между собой положительных и отрицательных пылевых частиц приводит к различному влиянию флуктуаций положительного и отрицательного заряда на величину этого взаимодействия. На рис.4 представлены зависимости изменения равновесного расстояния между частицами d_0 от изменения потенциала второй частицы на ± 1 относительно потенциала первой частицы Φ_1 при различных значениях этого потенциала. Эти зависимости демонстрируют относительно слабую зависимость равновесного расстояния от флуктуации потенциала для положительно заряженных частиц, в то время как для отрицательных частиц эта зависимость заметно сильнее.

IV. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, можно сделать вывод, что большим зарядам пылевых частиц, как положительным, так и отрицательным, соответствует ослабление влияния изменения заряда одной из частиц на равновесное пространственное распределение пылевых частиц в плазме. Такое ослабление связано с нелинейной зависимостью потенциала плазмы ψ от потенциала частиц. Это означает, что упорядоченные структуры пылевых частиц в плазме, образованные частицами с большими зарядами, более устойчивы, чем структуры, образованные из частиц с малыми зарядами. Поэтому, если в слабонеидеальной плазме вся пылевая компонента может быть возмущена одной флуктуацией, то в сильнонеидеальной плазме каждая частица колеблется около положения равновесия независимо от остальных частиц.

Мы согласны с мнением Цытовича [8], что стремление к образованию упорядоченных структур есть фундаментальное свойство пылевой и дымовой плазмы. Однако эта тенденция наиболее сильно проявляется при больших зарядах частиц, что обусловлено не только большим значением параметра связи, но и насыщением взаимодействия соседних частиц друг с другом.

Литература

1. Shukla P.K. A survey of dusty plasma physics // *Phys. Plasmas*. – 2001. - V. 8, No. 5 – P. 1791-1803.
2. Фортов В.Е., Храпак А.Г., Храпак С.А., Молотков В.И., Петров О.Ф. Пылевая плазма // *УФН*. – 2004. - Т. 174., № 5. - С. 495-544.
3. Dragan G.S., *Dusty and Smoky Plasmas. Some Properties and Applications* // *Ukr. J. Phys.* – 2005. – V. 50, No. 2. – P. 130-134.
4. Chu J.H., Lin I, *Direct Observation of Coulomb Crystals and Liquids in Strongly Coupled rf Dusty Plasmas* // *Phys. Rev. Lett.* – 1994. – V. 72, No. 25. – P.4009-4012.
5. Fortov V. E., Nefedov A. P., Torchinskii V. M., Molotkov V. I., Khrapak A. G., Petrov O. F., Volykhin K. F., *Crystallization of a dusty plasma in the positive column of a glow discharge* // *JETP Lett.* – 1996. – V. 64, No.2. – P.92-98.
6. 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.
7. Vishnyakov V. I., Dragan G. S. *Thermodynamic Reasons of Agglomeration of Dust Particles in the Thermal Dusty Plasma* // *Cond. Matter Phys.* – 2003. – V. 6, No. 4. – P. 687-692.
8. Tsytovich V. N., *General Principles for the Formation of Dust Self-Organizing Structures. Dust Collective Attraction and Plasma Crystal Formation* // *Ukr. J. Phys.* – 2005. – V. 151, No. 2. – P. 184-195.
9. Tsytovich V.N. *Dust plasma crystals, drops and clouds* // *Phys. Usp.* – 1997. – V. 40 (1). – P.53-94.

10. de Angelis U. Pair potential from structure data in dusty plasmas // Phys. Plasmas – 2001. - V. 8, No 5. – P. 1751-1752.
11. Avinash K. “Voids” and phase separation in complex (dusty) plasmas // Phys. Plasmas – 2001. – V.8, No 6. – P. 2601-2604.
12. Collison W.Z., Kushner M.J Ion drag effects in inductively coupled plasmas for etching // Appl. Phys. Lett. – 1996. – V. 68 (7). – P. 903-905.
13. Ignatov A.M., Amiranashvili S.G. Radiometric force in dusty plasmas // Phys. Rev E, - 2000. - V. 63, - 017402.
14. Ivlev A. V., Zhdanov S. K., Khrapak S. A., Morfill G. E., Kinetic approach for the ion drag force in a collisional plasma // Phys. Rev. E - 2005. – V. 71, No.1. – P. 016405.
15. Vishnyakov V.I. Interaction of dust grains in strong collision plasmas: Diffusion pressure of nonequilibrium charge carriers // Phys. Plasmas – 2005 – V. 12, No. 10. – P. 103502.
16. Vishnyakov V.I., Dragan G.S., Ordered spatial structures of dust grains in the thermal plasma // Phys. Rev. E. – 2006. – V. 73, No. 2. – P. 026403.
17. Vishnyakov V.I., Dragan G.S. Electron and Ion Statistics in the Thermal Plasma with Condensed Phase. // Ukr. J. Phys. – 2004. – V. 49., No. 2. – P. 132-137.
18. Vishnyakov V.I. The bulk plasmas potential as a tool for dust grains interactions describing // Ukr. J. Phys. – 2005. – V. 50., No. 2. – P. 198-202.
19. Vishnyakov V.I., Dragan G.S. Electrostatic interaction of charged planes in the thermal collision plasma: Detailed investigation and comparison with experiment. // Phys. Rev. E. – 2005. – V. 71., No. 1. - P. 016411.
20. Вишняков В.И., Драган Г.С., Евтухов В.М., Маргащук С.В. Распределение электростатического потенциала в сферически симметричной плазме. // ТВТ. - 1987. - т. 25, №3. - С. 620.

В. І. Вишняков, Г. С. Драган

Нелінійні взаємодії конденсованих часток в димовій плазмі

АНОТАЦІЯ

Розглянута взаємодія конденсованих часток в плазмі продуктів згорання (димової плазмі). Показано, що у границях великих зарядів взаємодія позитивних і негативних часток дуже різниться. Це впливає на характерні розміри упорядкованих структур, утворюваних з позитивних та негативних часток. Продемонстровано, що поширення коливального руху часток зменшується із збільшенням заряду, та відповідно збільшується стабільність пильового кристалу.

V. I. Vishnyakov, G. S. Dragan

Nonlinear interaction of the condensed particles in smoky plasmas

Summary

The interaction of the condensed particles in the combustion products plasma (smoke plasma) has been considered. It is shown, that in a limit of large charges, the interaction of the positive and negative particles strongly differs. It influences the characteristic sizes of the ordered structures, which formed from the positive and negative particles. It is demonstrated, that distribution of the oscillatory motions of particles decreases with the charge increase, and stability of the dust crystal is accordingly increases.

А.А. Кузнецов, Л.В. Фуров

Владимирский госуниверситет, 600000, г. Владимир, ул. Горького, 87

Генерация и исследование шароидов электромагнитной природы в свободной атмосфере

Приводится описание и методика эксперимента по генерации в свободной атмосфере шароида электромагнитной природы. Экспериментально доказана возможность искусственного получения долгоживущего плазменного образования. Делается попытка выявления факторов, влияющих на формирование плазменной устойчивой структуры и ее вырождение в вихревое кольцо. Предлагается к обсуждению представление авторов о возможности генерации естественных шароидов электромагнитной природы.

Получение долгоживущих плазменных образований (ДПО) в свободной атмосфере сопряжено с необходимостью формирования устойчивой структуры, способной существовать относительно длительное время (секунды).

Для получения ДПО использовался электровзрыв проводящей диафрагмы в плазменной пушке импульсом тока до 15 кА. Конструкция плазменной «пушки Вуда» представляет собой электродную систему типа «кольцо-штырь».

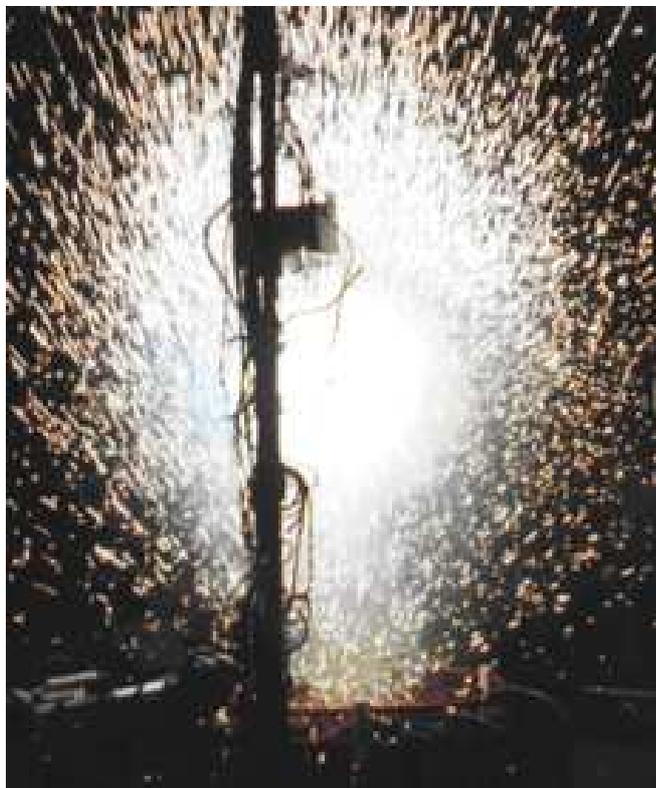


Рис.1. Компьютерная версия фотоснимков ШЭМ через 0,3 с после импульса. На переднем плане – измерительная стойка. Внизу – участок кольцевого тоководода.

Такая система токоподводов обеспечивает необходимую конфигурацию магнитного поля в области разрядного промежутка [1]. При протекании импульса тока по горизонтальному кольцевому и вертикальному линейному токоподводам организуются осевая и меридиональная циркуляции соответствующих векторов напряженности магнитного поля. При суперпозиции напряжённостей магнитных полей силовые линии магнитного поля в окружающем пространстве будут представлять собой винтовые линии на поверхности тора. Совокупность таких линии может «замкнуть» область, аккумулирующую энергию электромагнитного поля [2].

Импульс электрической энергии, генерируемый индукционным накопителем [3] на металлическую диафрагму, приводит к быстрому ее ра-

зогреву с радиальным градиентом температуры и испарением. Раскаленные частицы диафрагмы веерно разлетаются, а от места подрыва раскаленный газовый объем [4, 5] поднимается вертикально вверх в форме ослепительно белого шароида (рис.1).

Через 0,5 с после импульса этот объем представляет однородно сияющий шароид светло-желтого цвета диаметром до 35 см [1, 2]. При замедленном подъеме он теряет однородность оптической плотности и «разваливается» на 2 – 3 шароида (рис. 2, *а*), которые быстро (0,2 -0,3 с) и одновременно исчезают в результате потери лучистой тепловой энергии (высвечиваются). Это наиболее повторяемый сюжет эволюции шароидов электромагнитной природы (ШЭМ). При определенных условиях эксперимента (см. ниже) либо исходный, либо один из структурных шароидов «задерживается», приобретая метастабильное состояние (рис.2, *б*), характеризующее селективным лучеиспусканием с максимумом в диапазоне зеленого цвета и временем послесвечения до 2 с.

На формирование ДПО определяющее влияние оказывают состав и структура подрывных диафрагм, длительность импульса тока и скорость нарастания переднего фронта импульса тока. В «успешных» опытах подрывался пакет медных решеток. Возможно усиление эффекта при использовании иных электропроводящих материалов и полупроводников [6]. Значения длительности электрического импульса в пределах от 50 до 100 мс и скорости нарастания переднего фронта импульса тока 1 кА/мс являются оптимальными для гарантированной организации ДПО [7, 8]. Объемная плотность энергии ШЭМ радиусом

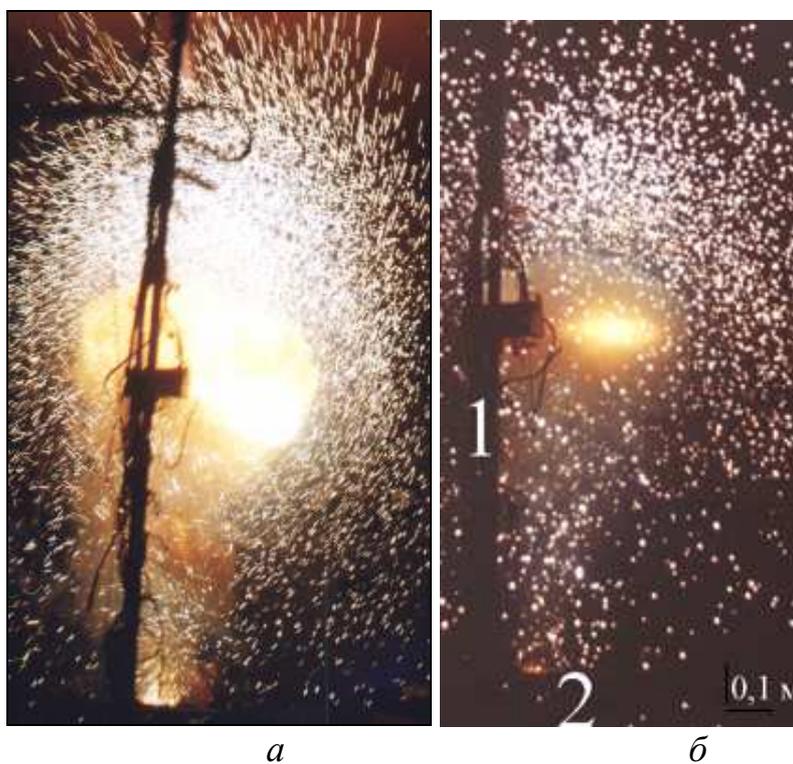


Рис. 2. Компьютерная версия фотоснимков ШЭМ через 0,7 с (*а*) и 1 с (*б*) после импульса. Масштаб указан снизу. Горизонтальные диаметры: ШЭМ – до 35 см; ДПО – 15 см. Обозначения: 1 – измерительная стойка, 2 – плазменная пушка.

до 35 см оценивается величиной $0,8 \text{ Дж/см}^3$.

Во время экспериментов проводилась фотосъёмка (рис. 1 – 3)) на цветную фотоплёнку «Кодак» фотоаппаратом «Зенит ЕТ» с объективом МИР-1В (диафрагма 8, выдержка $1/125 \text{ с}$) с расстояния 4 м в затемнённой лаборатории. По результатам визуальных наблюдений и анализа цветных фотоизображений ШЭМ с использованием программного обеспечения "Adobe Photoshop" выделены три основные внутренние структуры разной оптической плотности [4, 5]. Центральная «чёточная» структура погружена в светло-зеленую область. Замыкает обе области более развитая желтая область, характерным свойством которой является наличие резких внешних границ внутри ШЭМ, организующих форму оптического объекта, названного ДПО.

Сильное разрежение, турбулентный обдув раскаленного объема холодным газом среды создают необходимые условия [9] для генерации высокодисперсного аэрозоля (ВДА), который реализуется в ШЭМ (рис.1 - 3), и далее формирует большую часть его объема. ВДА характеризуется полидисперсностью и при электровзрыве медной проволоки и алюминиевой фольги при нормальных условиях состоит из окислов, нитридов и паров воды.

Центральная «четочная» структура (ядро ДПО) в проекции напоминает конечную плоскость Мебиуса. Такое статическое представление односторонней поверхности при переходе к реальной трехмерной динамической структуре может указывать на наличие тора с закруткой его меридианов относительно осевой окружности, т.е. динамики с устойчивой поверхностной тороидальной гармоникой. Авторы предполагают, что центральная четочная форма имеет источником своего происхождения – мощное, импульсное, локализованное электромагнитное поле.

Ось массового выброса при электровзрыве проходит через область максимальной плотности частиц и наклонена вправо (см. рис. 2) от вертикали ≈ 3 градуса. Ось проходит через центр области теплового излучения ШЭМ, но не проходит через геометрический центр ДПО. На снимке видно, что центр ДПО смещен в сторону (на снимке – вправо) от оси. Возможно, ДПО имеет возможность самостоятельного движения. Но авторы придерживаются уже указанной

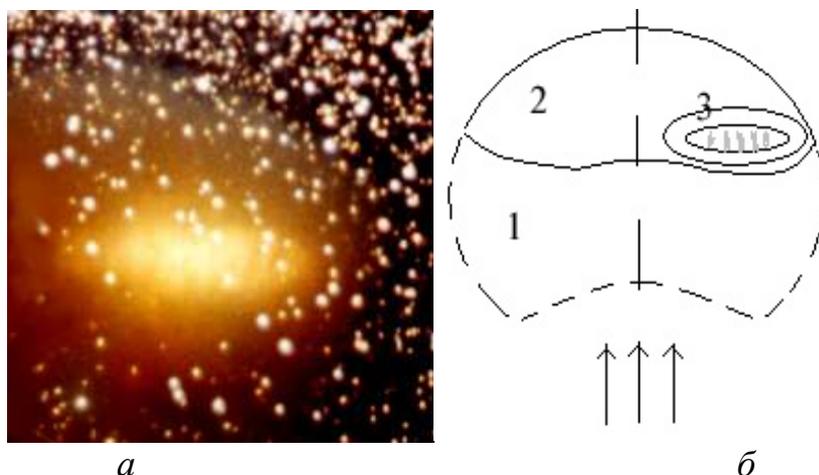


Рис. 3. Фрагмент (а) и схема (б) ШЭМ с ДПО типа «глаз». Обозначения на схеме: 1 – контуры ШЭМ через $0,5 \text{ с}$ (рис. 1, а), 2 - контуры ШЭМ через 1 с после импульса, 3 – ДПО.

точки зрения об организации двух-трех шароидов в области теплового излучения ШЭМ, один (левый) из которых «мгновенно» диссипировал (рис. 2, 3, б).

Макроструктура ДПО естественно формируется объемными слоями с характерными основными цветами, распределенными от периферии к центру шароида как: красный, желтый и зеленый (рис. 3). Потери внутренней энергии за счет излучения происходят с нарастающей скоростью в том же направлении. Если периферийная область ВДА выполняет функцию создания адиабатических условий для центральных областей, то центральная область выполняет функции аккумулятора энергии [7]. Порядок исчезновения слоев такой же с резким уменьшением видимого объема. Красный слой ВДА как бы стягивается к центру ДПО, и, высвечиваясь, превращается в конечном итоге в дымное кольцо.

Дымное кольцо нагрето выше температуры окружающего воздуха, и некоторое время имеет положительное ускорение. Остывая, кольцо достигает уровня отрицательной плавучести, сплющивается в гравитационном поле, нарушая системную динамику. Это приводит к реорганизации радиальных размеров – радиус кольца начинает резко расти. Если температура падает быстрее, чем к этому процессу может подстроиться процесс роста радиуса, то тор компенсирует это потерей массы – выпадением более крупных фракций частиц конденсированной дисперсной фазы. Размер наиболее крупной фракции частиц, вероятно, является управляющим параметром устойчивости такого динамического процесса.

При встрече с горизонтальной поверхностью (потолок лаборатории), кольцо останавливается и фиксируется на расстоянии не более диаметра. При этом его внутренняя динамика также резко замедляется с выбросом наиболее крупных фракций («сыплется»). Кинетическая составляющая в системе падает и, в конце концов, около поверхности остается бесформенная дымка - кластер самых мелких фракций, который разрушается медленно или быстро в зависимости от уровня сдвиговых флуктуаций внешней среды. При каждой малой флуктуации кластер как бы «прокапывает», отделяя от себя все менее и менее охотно «дымные капли» все более мелких фракций частиц.

Авторы полагают, что методика эксперимента создает необходимые условия для генерации замкнутой области пылевой плазмы [10, 11] в форме описываемого ШЭМ, образуемой испаряющейся частью диафрагмы при электро взрыве. Внутри области пылевой плазмы возможна организация плазменного кристалла [10] в форме описанного ДПО.

Можно предположить возможность формирования «естественных диафрагм» в приземном слое атмосферы. Разрыв вертикального градиента электропроводности в естественных условиях может сформироваться локально на пылеводяных аэрозольных кластерах или на границе раздела аэрозольных фракций. Разряд молнии, по мнению авторов, может спровоцировать разряд одного или нескольких стримеров от поверхности земли в область пространства komponующихся кластеров, скорость организации которых в плотную аэрозольную структуру ВДА положительна (вероятно, в слое до 0,5 м) [6]. При большой плотности энергии импульса разряда кластерный аэрозоль дисперги-

руется и электризуется. Коагуляция высокодисперсных капелек воды с твердыми частицами делает их формы округлыми, что значительно снижает скорость коагуляции [12]. Определяющими становятся локальные метеоусловия, генерирующие объемные «естественные диафрагмы». Разряд стримера организуется по механизму объемного взрыва - синхронно в каждом малом объеме кластера. Вероятно, это кластеры особые, находящиеся только под границей скачка нормальной составляющей вектора напряженности электрического поля. На этой высоте необходимы оптимальная плотность «аэрозольной диафрагмы» и максимальное значение энергии неустойчивости.

Скачок электропроводимости может быть пространственно распределен. Это может быть вертикальный канал или горизонтальный «заряженный лист». В первом случае образуемая светящаяся кластерная структура (СКС) движется как по монорельсу, во втором – «катится», скручивая на себя структуру (или структура кластеров втягивает ее). СКС движется в сторону наилучшего качества структуры (по градиенту электропроводимости), в сторону роста энтропии. Уничтожая кластеры, она питается отрицательной энтропией. Она не движется по окружности, не возвращается назад по своей траектории, предпочитает вообще не пересекать собственные траектории, области, уже обедненные кластерными структурами. Если она попадает в зону, где «питание» отсутствует по всем направлениям, она начинает колебаться на месте и постепенно, меняя светло-желтый цвет на зеленый, высвечивается за несколько секунд.

В таком представлении искусственные ШЭМ организуются мощным точечным разрядом с поверхности малой толщины «сворачиванием» этой поверхности скачка электропроводимости в тор, а естественные – более слабым, но объемным взрывом и без существенной реорганизации макроструктуры.

Авторам естественный ШЭМ представляется как светящийся «питающийся кластерами» приземного уровня, скользящий по горизонтальному градиенту электропроводимости и удерживающийся на задаваемом метеоусловиями уровне при помощи притяжения по средству энергий кластеров.

Литература

1. Фуров Л.В. Генератор автономных долгоживущих образований // ПТЭ, – 2004. – Т.47, №5. –С. 143-144.
2. Фуров Л.В., Кузнецов А.А., Дорожков В.В. К модели шаровой молнии// Дисперсные системы. ОГУ, Одесса. – 1998. – С.178.
3. Кунин В.Н., Конопасов Н.Г., Плешивцев В.С. Индукционный накопитель электрической энергии // ПТЭ. – 1988. – №3. – С.103-104.
4. Кузнецов А.А., Фуров Л.В. О структуре и динамике светящегося макрообразования// Дисперсные системы. ОНУ, Одесса. – 2004. – С.186-187
5. Кузнецов А.А., Фуров Л.В. Об эволюции шароидов электромагнитной природы (ШЭМ)// Дисперсные системы. ОНУ, Одесса. – 2006. – С. 205-206.
6. Кузнецов А.А., Фуров Л.В. О возможности генерации естественного шароида электромагнитной природы (ШЭМ)// Дисперсные системы. ОНУ, Одесса. 2006. – С.209-210.

7. Фуров Л.В., Кузнецов А.А., Дорожков В.В. Выявление некоторых особенностей внутренней структуры долгоживущих плазменных образований, получаемых в свободной атмосфере// Дисперсные системы. ОГУ, Одесса. – 2000. – С. 193.
8. Фуров Л.В., Дорожков В.В., Дробязко С.С. Получение и исследование долгоживущих плазменных образований в свободной атмосфере// Течения газа и плазмы в соплах, струях и следах. СПб. – 2000. – С. 25.
9. Фукс Н.А., Сутугин А.Г. Высокодисперсные аэрозоли// Итоги науки. Сер. физическая химия. М.: 1969. – 84 с.
10. Цытович В.Н. Плазменно - пылевые кристаллы, капли и облака // УФН, 1997. - Т. 167, № 1. - С. 57 - 99.
11. Фортон В.Е., Храпак А.Г., Храпак С.А., Молотков В.И., Петров О.Ф. Пылевая плазма // УФН, 2004. - Т. 174, № 5. - С. 495 -544.
12. Фукс Н.А. Механика аэрозолей.– М.: Изд-во АН СССР. – 1955. – 353 с.

А.А. Кузнецов, Л.В. Фуров

**Генерація і дослідження шароїдів електромагнітної природи
у вільній атмосфері**

АНОТАЦІЯ

Приводиться опис і методика експерименту по генерації у вільній атмосфері шароїда електромагнітної природи. Експериментально доведена можливість штучного отримання довгоживучої плазмової освіти. Робиться спроба виявлення чинників, що впливають на формування плазмової стійкої структури і її звироднілість у вихрове кільце. Пропонується до обговорення уявлення авторів про можливість генерації природних шароїдов електромагнітної природи.

A.A. Kuznetsov, L.V. Furov

**Generation and research the electromagnetic nature globe-shaped objects
in a free atmosphere**

SUMMARY

The description and technique of experiment on generation in a free atmosphere the electromagnetic nature globe-shaped object is resulted. The opportunity of artificial reception of long-living plasma formation is experimentally proved. Attempt of revealing of the factors influencing formation of plasma steady structure and its degeneration in a vortex ring is done. Representation of authors about an opportunity of generation the natural electromagnetic nature globe-shaped objects are offered to discussion.

Л.Л. Терлецкая, Н.Х. Копыт, Е.А. Чернова, В.В. Голубцов

Одесский национальный университет им. И.И. Мечникова

Влияние электрического поля на динамические процессы в гетерогенных системах с проводящими неоднородностями

Изучено и описано движение неоднородностей в виде высокодисперсных включений галлия в монокристаллах арсенида галлия под действием электрических полей. Проведен анализ скоростей электротермомиграции дефектов в кристаллах для случаев проводящих и диэлектрических неоднородностей. Показана возможность управления динамическими процессами в гетерогенных системах с проводящими неоднородностями в электрических полях с оптимальными характеристиками.

Нестабильность электрофизических характеристик приборных структур на основе соединений A^3B^5 и их ускоренная деградация в значительной степени обусловлены наличием и миграцией в кристаллах неоднородностей в виде высокодисперсных включений собственного компонента A^3 [1]. Изучение динамики проводящих микровключений в монокристаллах представляет научный и практический интерес.

Ранее нами была показана возможность управления движением таких неоднородностей в монокристаллах арсенида галлия при условии действия на них температурных полей с предварительно рассчитанными оптимальными параметрами [2, 3].

В данной работе описано движение неоднородностей в виде включений галлия в монокристаллах арсенида галлия, рассматриваемых как гетерогенные системы из-за содержащихся в них нескольких гомогенных фаз, под действием электрического поля.

В соответствии с результатами [1] электродиффузионные потоки тяжелых носителей заряда на границе включения Q_Γ в неоднородной среде и потоки тех же носителей заряда по контуру включения при однородном распределении поля $Q_{\Gamma\infty}$ определяются:

$$Q_\Gamma = \frac{DqZ_{\text{eff}}}{fkT} \vec{E}_{1\Gamma} n, \quad (1)$$

$$Q_{\Gamma\infty} = \frac{DqZ_{\text{eff}}}{fkT} \vec{E}_1(\infty) n, \quad (2)$$

где D – коэффициент самодиффузии; qZ_{eff} – эффективный заряд ионов с учетом эффекта увлечения их электронным потоком; f – корреляционный фактор, учитывающий взаимодействие ионов при перескоках; k – постоянная Больцмана.

Согласно [1], вычитая (2) из (1), получаем выражение для вектора скорости электродиффузионной миграции неоднородностей (в общем случае эллипсоидальной формы)

$$\vec{v}_e = \frac{DqZ_{\text{eff}}}{fkT} \chi_e \vec{E}_1(\infty), \hat{\chi}_e = \begin{pmatrix} \chi_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \chi_{22} & 0 \\ 0 & 0 & \chi_{33} \end{pmatrix},$$

$$\chi_{11} = \frac{(1-n^{(x)})(1-k_{11})}{n^{(x)}}, \chi_{22} = \frac{(1-n^{(y)})(1-k_{22})}{n^{(y)}}, \chi_{33} = \frac{(1-n^{(z)})(1-k_{33})}{n^{(z)}} \quad (3)$$

где $n^{(x)}$, $n^{(y)}$, $n^{(z)}$ – коэффициенты деполяризации; k_{11} , k_{22} , k_{33} – компоненты диагонального тензора \hat{k} , связывающего напряженность электрического поля в области включений с напряженностью внешнего однородного поля $\vec{E}_1(\infty)$, которые определялись согласно результатам работы [4].

В результате получаем зависимости для компонент скорости электродиффузионного дрейфа макронеоднородностей эллиптической формы:

$$v_x = \frac{DqZ_{\text{eff}}}{fkT} E_{1x}(\infty) \frac{(1-n^{(x)})(\sigma_2/\sigma_1 - 1)}{1+n^{(x)}(\sigma_2/\sigma_1 - 1)};$$

$$v_y = \frac{DqZ_{\text{eff}}}{fkT} E_{1y}(\infty) \frac{(1-n^{(yx)})(\sigma_2/\sigma_1 - 1)}{1+n^{(y)}(\sigma_2/\sigma_1 - 1)} \quad (4)$$

$$v_z = \frac{DqZ_{\text{eff}}}{fkT} E_{1z}(\infty) \frac{(1-n^{(z)})(\sigma_2/\sigma_1 - 1)}{1+n^{(z)}(\sigma_2/\sigma_1 - 1)};$$

где σ_1 , σ_2 – электрическая проводимость неоднородности и матрицы соответственно.

Анализируя поведение составляющей скорости электродиффузионного дрейфа, например, вдоль оси z при изменении относительной величины проводимости σ_2/σ_1 , из (4) получим, что для слабопроводящих ($\sigma_2/\sigma_1 \ll 1$) неоднородностей:

$$v_z = -v_z^*, \quad v_z^* = \frac{dqZ_{\text{eff}}}{fkT} E_{1z}(\infty) \quad (5)$$

В другом предельном случае сильно проводящих неоднородностей ($\sigma_2/\sigma_1 \ll 1$) выражение для скорости их электродиффузионной миграции принимает вид:

$$v_z = (1-n^{(z)}) \frac{v_z^*}{n^{(z)}} \quad (6)$$

Отсюда следует, что неоднородности такого типа перемещаются вдоль внешнего поля. Таким образом, движение дефектов заметно проявляется только в случае сильнопроводящих неоднородностей.

Установлено, что вблизи значений ($\sigma_2/\sigma_1 \approx 1$) электродиффузионная очистка кристаллов от легкоплавких включений галлия неэффективна.

Характер зависимости v_z от параметра σ_2/σ_1 в промежуточной области значений относительной проводимости неоднородностей представлен на рисунке.

Аналогично решается задача электродиффузионного дрейфа неоднородности сферической формы в электрическом поле

$$\vec{E}_1(\infty) = \{E_{1x(\infty)}, E_{1y(\infty)}, E_{1z(\infty)}\} = \text{const}.$$

На основании аналитического решения задач о распределении поля, тока и температуры в области расплавленных металлических неоднородностей можно сделать вывод о том, что при наличии переходных слоёв с малой относительно матрицы проводимостью величина градиента температуры в области расплавленной фазы резко уменьшается. Это приводит к значительному уменьшению скорости электромиграции расплавленных неоднородностей.

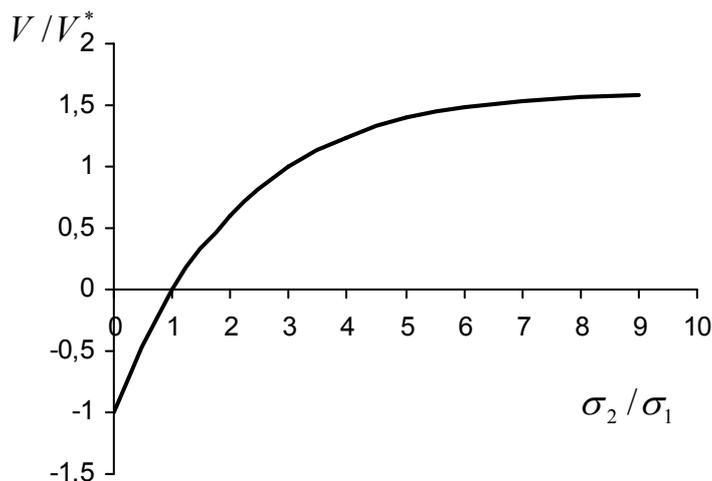


Рис. Зависимость безразмерной скорости v/v^* от соотношения проводимостей σ_2/σ_1

Если обозначить скорость перемещения включений без переходных слоёв через v_1 , а с переходными слоями через v_2 , то

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{\sigma_2}{\sigma_1} \frac{h_0}{(R_H - h_0)}, \quad (7)$$

где h – толщина окисного слоя.

Так, например, в арсениде галлия, выращенном из раствора-расплава в кварцевом тигле, возможно образование слоёв окиси кремния вокруг включений галлия вследствие взаимодействия кремния и кислорода. Поскольку средние размеры галлиевых неоднородностей составляют $R_H \approx 0,1$ мкм, расчет по формуле (7) показал, что наличие переходного слоя из окиси кремния толщиной $h \approx 0,1$ мкм вокруг микровключений уменьшает скорость их электротермомиграции в 10 и более раз.

Установлено, что эффект замедления скорости электротермомиграции расплавленных микровключений имеет размерный характер, что является характерным для объемных неоднородностей.

Таким образом, активное поведение неоднородностей под действием силовых полей является не только одним из факторов, существенно влияющих на качество гетерогенных систем на основе сложных соединений, но и может быть

принято за основу при разработке способов управления их электрофизическими свойствами.

Литература

1. Гегузин Я.Е., Кривоглаз М.А. Движение макроскопических неоднородностей в твердых телах.- М.:Металлургия.- 1971-344 с.
2. Терлецкая Л.Л., Копыт М.Х., Голубцов В.В. Влияние температурных полей на поведение некогерентных неоднородностей в монокристаллах и эпитаксиальных структурах арсенида галлия // Физика аэродисперсных систем.- 2003.- Вып. 40.- С. 293-297.
3. Терлецкая Л.Л., Копыт М.Х., Голубцов В.В. Особенности получения подложек арсенида галлия с улучшенными электрофизическими параметрами для сенсоров // Международная научно-техническая конф. “Сенсорная электроника и микросистемные технологии” (1-5 июля, 2004, г.Одесса): Тез. докл.- Одесса, 2004.- С.314.
4. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред.- М.: Наука, 1982.- 413 с.

Л.Л. Терлецька, М.Х. Копит , О.О. Чернова, В.В.Голубцов

Вплив електричного поля на динамічні процеси в гетерогенних системах з провідними неоднорідностями

АНОТАЦІЯ

Вивчено та описано рух неоднорідностей у вигляді високодисперсних включень галію в монокристалах арсенида галію за умов дії електричних полів. Проведено аналіз швидкостей електротермоміграції дефектів у кристалах для випадків провідних та діелектричних неоднорідностей. Показано можливість керування динамічними процесами в гетерогенних системах з провідними неоднорідностями в електричних полях з визначеними оптимальними характеристиками.

L.L. Terletskaia, N.Kh. Kopyt, E.A. Chernova, V.V. Golubtsov

Effect of the electric field on dynamical processes in heterogeneous systems with conductive inhomogeneity

SUMMARY

The electric-field induced drift of inhomogeneities formed by highly dispersed inclusions of Ga in GaAs single crystals is studied and described. Rates of electrothermomigration of defects in crystals have been analyzed for cases of conductive and dielectric inhomogeneities. The possibility of controlling the dynamical processes in heterogeneous systems with conductive inhomogeneities in electric fields with optimal characteristics is shown.

ИМЕННОЙ УКАЗАТЕЛЬ

А

Аветисов А.К. 90
Алёхин А.Д. 55, 67
Алтоиз Б.А. 45

Б

Бойко Ю.И. 5
Булавин Л.А. 55
Бутенко А.Ф. 45

В

Вишняков В.И. 120

Г

Голубцов В.В. 137
Грызунова Т.В. 30, 34

Д

Дмитриева М.П. 90
Драган Г.С. 120

З

Зуй О.Н. 19

К

Калинчак В.В. 19, 39, 82
Каримова Ф.Ф. 30, 34, 39
Кириян С.В. 45
Кондратьев Е.Н. 75
Конопасов Н.Г. 100
Копыт Н.Х. 5, 137

Кузнецов А.А. 100, 131
Курилки С.В. 90
Кучаев В.Д. 90

М

Мартынова Е.А. 75
Минашкин В.М. 9

Н

Нужный В.М. 9

О

Обвинцев Ю.И. 9
Обвинцева Л.А. 90
Оксенгойт-Грузман Е.А. 90
Орловская С.Г. 19, 30, 34, 39

П

Поповский А.Ю. 45

Р

Рудников Е.Г. 67

С

Стручаев А.И. 106

Т

Терлецкая Л.Л. 137

Ф

Фуров Л.В. 131

Ч

Черненко А.С. 82

Чернова Е.А. 137

Чесноков М.Н. 19

Чибилова Ф.Х. 90

Ш

Шкоропадо М.С. 39

ПРАВИЛА ДЛЯ АВТОРОВ СТАТЕЙ

1. В сборнике публикуются статьи с оригинальными результатами научных исследований по тематике:

- испарение, конденсация, коагуляция и электрическая зарядка аэрозолей, механизмы их образования и переноса;
- горение аэродисперсных систем;
- тепломассообмен и газодинамические явления в дисперсных системах при фазовых и химических превращениях;
- низкотемпературная плазма с конденсированной дисперсной фазой.

2. Статьи с результатами исследований, выполненными в организациях, подаются с разрешением этой организации на публикацию и сопроводительным письмом. Рукопись подписывается авторами (автором). На отдельном листе необходимо указать фамилию, имя, отчество, место работы, должность, контактные телефоны и адреса (электронный и почтовый).

3. Текст статей представляется в двух экземплярах на украинском, русском или английском языке с двумя аннотациями на двух (из трех указанных) языках, отличных от языка оригинала статьи и электронным файлом на дискете. Файл создается в Word и должен содержать текст статьи, аннотацию и рисунки. Название файла образуется от фамилии первого автора.

4. Статьи проходят научное рецензирование. В случае отрицательной рецензии статья или присылается на доработку или отклоняется.

Оформление статьи

Материал статьи должен быть изложен в следующей последовательности:

- 1) номер УДК;
- 2) инициалы и фамилии авторов;
- 3) название организации (й), представляющей (их) статью (если организаций больше, чем одна, после фамилии каждого автора ставится знак сноски (*), а ниже указываются все организации, названия городов;
- 4) название статьи;
- 5) аннотация;
- 6) текст статьи;
- 7) литература;
- 8) аннотации на 2-х упомянутых выше языках, отличных от языка оригинала статьи, с фамилиями и инициалами авторов и названием статьи.

Объем статьи, включая рисунки, литературу, аннотации, не должен превышать 10 страниц текста, напечатанного на компьютере через 1 интервал (с размером букв 14 pt). Поля: левое – 20 мм, правое 20 мм, сверху 20 мм, внизу 20 мм. Название статьи, фамилии авторов и название организаций печатаются буквами, размером 14 pt с межстрочным расстоянием между УДК, названием статьи и фамилиями авторов 1,5 интервала.

Таблицы. Таблицы нумеруют только в том случае, если их больше одной. Отступ до таблицы и после нее - 2 интервала. При необходимости таблицы могут иметь заголовки и примечание.

Иллюстрации. Иллюстрации выполняются по ходу изложения текста статьи по мере их упоминания в тексте в РСХ – формате или другом распространенном формате. Под рисунком печатается соответствующая подпись. Надписи, загромаждающие рисунок, заменять цифровыми или буквенными обозначениями и переносить в текст статьи или в подписи под рисунком. Все обозначения на рисунке должны соответствовать обозначениям в тексте. Нумерацию кривых на рисунке вести сверху вниз, слева направо. Размер рисунка должен быть не менее 50 × 50 мм и не более 100 × 100 мм.

Литература. После текста статьи через 2 интервала печатается список литературных источников, используемых в статье, на языке оригинала по образцу:

Книги:

1. Бабий В.И., Куваев Ю.Ф. Горение угольной пыли и расчет пылеугольного факела. – М.: Энергоатомиздат, 1986. – 206с.
2. Основы практической теории горения: учебное пособие для вузов // В.В, Померанцев, К.М. Арефьев, Д.Б. Ахметов и др. // под ред. Померанцева. – Л.: Энергоатом издат, 1986. – 312с.

Статьи:

1. Асланов С.К., Копейка П.И. Об особенностях моделей детонационного спина в различных горючих средах. // Физика аэродисперсных систем. – 1971. – Вып. 5. – С.92-100.
2. Флорко А.В., Золотко А.Н., Каминская Н.В., Шевчук В.Г. Спектральные исследования горения частицы магния // Физика горения и взрыва. – 1982. – Т.18, №1. – С.17-22.
3. Калинин В.В. Тепломассообмен и кинетика химических реакций углеродной частицы с газами // Вісник Одеськ. держ. ун-ту. Сер.: фіз.-мат. науки. – 1999. – Т.4, вип.4. – С.12-16.
4. Zatovsky A.V., Zvelindovsky A.V. Hydrodynamic fluctuations of a liquid with anisotropic molecules // Physica A. – 2001. – V.298. – P. 237-254.

Тезисы:

1. Стручаев А.И., Стручаев Н.И. Оценка среднего размера жировых шариков гомогенизированного молока // Дисперсные системы. XX научная конференция стран СНГ, 23-27 сент. 2002 г., Одесса, Украина / Тез. докл. – Одесса: Астропринт, 2002. – С.252-253.
2. Suslov A.V., Semenov K.I. Interaction of high-temperature monodispersed metal particles with gases // Abstr. Of 14th Annual meeting of the American Association for aerosol research. – Pittsburgh, USA. – 1995. – P.37.

Аннотация, предшествующая тексту статьи, пишется на языке статьи одним абзацем, размером букв 12 pt, объемом 6-10 строк. **Аннотации** на других языках к тексту статьи печатаются после списка литературы. Аннотациям предшествуют фамилии и инициалы авторов и название статьи. После слова “АННОТАЦІЯ” или “SUMMARY” с абзаца печатается текст аннотации.