

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

# Физика аэродисперсных систем

ВЫПУСК 44

МЕЖВЕДОМСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ СБОРНИК

*Основан в 1969 г.*

Одесса

2007

Наукова бібліотека ОНУ імені І.І. Мечникова

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.

Расчитан на исследователей, работающих в области науки и техники, занимающихся изучением и применением аэродисперсных систем, и в частности аэрозолей. Полезен также для студентов и аспирантов физических, физико-технических, энергетических и химических факультетов, специализирующихся в области теплофизики дисперсных систем и физики плазмы, химической физики и гидродинамики.

*Редакционная коллегия:*

д.р. физ.-мат. наук, проф.  
д.р. физ.-мат. наук, проф.  
д.р. физ.-мат. наук, проф.  
д.р. физ.-мат. наук, проф.  
д.р. физ.-мат. наук, проф.  
д.р. физ.-мат. наук, проф.  
д.р. физ.-мат. наук, проф.  
академик НАН Украины  
д.р. физ.-мат. наук, проф.  
д.р. физ.-мат. наук, проф.  
канд. физ.-мат. наук  
канд. физ.-мат. наук, доцент

**Калинчак В.В.** (гл. ред.);  
**Асланов С.К.** (зам. гл. ред.);  
**Золотко А.Н.** (зам. гл. ред.);  
**Алтоиз Б.А.** (зам. гл. ред.);  
**Копыт Н.Х.** (зам. гл. ред.);  
**Драган Г.С.** (зам. гл. ред.);  
**Контуш С.М.**  
**Корчевой Ю.П.**  
**Шевчук В.Г.**  
**Гавдик А.**  
**Вовчук Я.И.** (секретарь);  
**Орловская С.Г.** (отв. секретарь);  
**Смагленко Т.Ф.** (техн. секретарь)  
**Каримова Ф.Ф.** (техн. секретарь)  
**Черненко А.С.** (техн. секретарь)  
**Кириян С. В.** (техн. секретарь)

*Адрес редакционной коллегии:*

65082, Одесса, ул. Пастера, 27,  
Одесский национальный университет имени И.И. Мечникова,  
кафедра теплофизики,  
Редакция при Одесском национальном университете имени И. И. Мечникова  
тел. +38 048 /723-12-03, 723-62-27  
E-mail: chernalex@ukr.net

## ФИЗИКА АЭРОЗОЛЕЙ

*Александров В.Д., Фролова С.А., Шебетовская Н.В.*

Новый подход к расчету критических размеров зародышей при кристаллизации переохлажденных расплавов.....5

*Бойко Ю.И., Копыт Н.Х.*

О возможности расширения модели сплошной среды по Эйлеру.....14

*Контуш С.М., Мандель В.Е., Чурашов В.П., Мойса А.А., Земляных Ю.П.*

Оптический многоугловой метод измерения дисперсности частиц в суспензиях.....20

## ТЕПЛОМАСООБМЕН

*Орловская С.Г., Рябчук Л.И., Калинчак В.В., Протас С.К., Новикова И.В.*

Исследование распределения температуры по частице при высокотемпературном тепломассообмене с газом.....28

*Рокицкий М.О., Шут М.І.*

Теплопровідність матрично-дисперсної системи на основі пентапласту та йодиду срібла.....37

*Калинчак В.В., Черненко А.С., Зуй О.Н., Мойса А.А.*

Пределы высокотемпературного тепломассообмена углеродных частиц при протекании параллельных химических реакций.....47

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

Структурированные приповерхностные слои синтетических и полусинтетических масел на подложке с профилированным микрорельефом.....58

*Дорошенко А.В., Казак И.И., Глауберман М.А., Андреев В.И.*

Солнечные системы теплохладоснабжения с непрямой регенерацией абсорбента и тепломассообменной аппаратурой с псевдооживленным слоем.....67



## ФИЗИКА ГОРЕНИЯ

Головки В.В., Баронецкий В.К., Величко А.А., Копейка А.К., Исаев Д.И.

Распространение диффузионного пламени по пленкам горячего на металлических подложках.....78

## ГАЗОДИНАМИКА

Кузнецов А.А.

Экспериментальное исследование динамической структуры вертикального факела пламени при работе метеотрона ПП.....85

Шут М.І., Січкара Т.Г., Кирилов Д.В., Мишак В.Д.

Вивчення неоднорідності структури дисперсної системи на основі полістилену та гумової крихти.....92

Стручаев А.И.

Изменение характеристик конвективного массопереноса при движении вихревого кольца из-за порождения его неустойчивости.....97

## ЭЛЕКТРОФИЗИКА

Маренков В.І., Кучерський А.Ю.

Статистична концепція розгляду і апроксимація Томаса Фермі в теорії властивостей гетерогенних плазмовим систем.....107

Именной указатель.....121

Правила для авторов.....122

## ФИЗИКА АЭРОЗОЛЕЙ

УДК 541.64:542.62:546.23

Александров В.Д., Фролова С.А., Щebetовская Н.В.

Донбасская национальная академия строительства и архитектуры,  
г. Макеевка

### Новый подход к расчету критических размеров зародышей при кристаллизации переохлажденных расплавов

Разработана оригинальная методика расчета интервала температур вблизи температуры плавления, в пределах которого происходит изменение плотности при фазовом переходе расплав – кристалл. Дан альтернативный вариант расчета критических размеров зародышей кристаллов из переохлажденного расплава путём использования концентрационных характеристик растворов.

Движущей силой кристаллизации является разность свободных энергий Гиббса  $\Delta G = G_L - G_S$  между жидкой (L) и твердой (S) фазами [1]. Термодинамическими параметрами, имеющими наибольшее практическое значение при изучении кристаллизации, являются изменения объема  $\Delta V$  и энтропии  $\Delta S$  на единицу массы. Энергия Гиббса связана с энтальпией  $\Delta H$  и энтропией  $\Delta S$ :  $\Delta G = \Delta H - T\Delta S$ . При температуре плавления  $\Delta S = \Delta H/T_L$ , следовательно  $\Delta G$  есть функция переохлаждения  $\Delta T = T_L - T (T < T_L)$ :  $\Delta G = \Delta H \Delta T / T_L$ .

Экспериментальные исследования [2 – 8] подтверждают, что кристаллизация начинается при определенном переохлаждении. Степень переохлаждения зависит от многочисленных факторов: термической предистории жидкой фазы, массы вещества, скорости охлаждения, внешних воздействий (давления, электромагнитных полей, акустических колебаний и пр.). Для использования энергии Гиббса при расчете параметров кристаллизации важно установить на каком этапе она зависит от переохлаждения, учитывая, что массовая кристаллизация включает в себя стадии первичного и вторичного зародышеобразования, роста кристаллитов, коагуляционные процессы с участием молекул, кластеров, зародышей, слияния зёрен.

На рис.1 приведены наиболее характерные схематические термограммы охлаждения индивидуальных веществ (химических элементов и соединений), отображающие различные экзотермические процессы кристаллизации в зависимости от массы образцов, либо от скорости охлаждения. На основании опытов на целом ряде веществ в одних и тех же условиях нами [7 – 8] было доказано, что наиболее приемлемыми массами для термического анализа тепловых эффектов и степени переохлаждения при кристаллизации из расплава являются

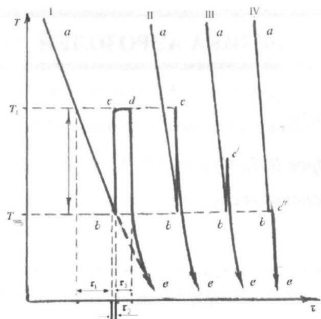


Рис.1. Схематические термограммы охлаждения расплавов индивидуальных веществ с переохлаждением. С увеличением скорости охлаждения либо с уменьшением массы образцов вид термограмм изменяется по схеме I → II → III → IV.

образцы массами от нескольких миллиграмм до нескольких грамм, охлаждаемые со скоростями от  $\sim 0.001$  до  $\sim 1.0$  K/с.

Термограмма I соответствует классическим диаграммам плавкости [2 – 3] при кристаллизации простых веществ. На ней выделены три участка по времени  $\tau_1$ ,  $\tau_2$  и  $\tau_3$ , характеризующие различные этапы общей кристаллизации.

Наиболее приемлемой моделью, объясняющей последовательные этапы кристаллизации расплава является так называемая кластерно – коагуляционная теория [9 – 10]. Согласно этой модели при охлаждении ниже  $T_L$  в переохлажденном расплаве формируются кристаллоподобные кластеры и зародыши. За время  $\tau_1$  во всем объеме расплава  $V$  (массой  $m$ ) идет процесс накопления подобных частиц. Распределение этих частиц неоднородно. В наиболее „благоприятной” области образца объемом  $V_x$  (массой  $m_x$ ) концентрация кластеров – зародышей достигает критического значения  $\eta_k = V_x/V = m_x/m$ . Близость этих частиц способствует их быстрому объединению (коагуляции) за время  $\tau_2$  с образованием первичной твердой массы  $m_x$ . О том, что нанокристаллы в переохлажденном расплаве образуются за время  $\tau_1$ , затем разворачиваются друг относительно друга благоприятными плоскостями и быстро сливаются свидетельствуют электронно-микроскопические исследования [11] в пленках серебра.

Судя по термограммам II, III на рис. 1 за время  $\tau_2$  кристаллизация на начальном этапе носит неравновесный взрывной (адиабатный) характер. При объединении кристаллоподобных кластеров выделяется скрытая теплота  $Q_1 = \Delta H m_x$ , которая приводит к прогреву всего образца от температуры  $T_{min}$  до  $T_L$ , на что затрачивается теплота  $Q_2 = c_p m \Delta T^-$ . Поскольку  $\tau_2 \gg \tau_1$ ,  $\tau_3$  и  $\tau$ , теплотерями на втором этапе можно пренебречь. Тогда из уравнения теплового

баланса  $Q_1 \approx Q_2$  можно рассчитать долю  $\eta_k$  первоначально закристаллизованной части образца

$$\eta_k = m_x/m = c_p \Delta T^- / \Delta H, \quad (1)$$

где  $c_p$  – удельная теплоемкость,  $\Delta H$  – удельная теплота плавления.

На последнем этапе за время  $\tau_3$  затвердевает оставшаяся часть  $m' = m - m_x$  (или  $1 - \eta_k$ ) расплава.

По термограмме I можно вычислить не только относительную критическую концентрацию кристаллических зародышей в части образца объемом  $V_x$ , но и относительную концентрацию зародышей  $\eta$  во всем объеме  $V$  по времени инкубационного периода  $\tau_1$  и общего времени затвердевания  $\tau$ :  $\eta' = \tau_1/\tau$  на момент начала кристаллизации. Роль переохлаждения сводится лишь к начальному этапу зарождения кристаллов, а последующая массовая кристаллизация от первичного переохлаждения фактически не зависит.

Эксперименты [2 – 8, 12] свидетельствуют, что массивные (до нескольких грамм вещества Sn, Bi, Sb, S, Se, H<sub>2</sub>O, C<sub>6</sub>H<sub>6</sub>, Na<sub>2</sub>S<sub>2</sub>O<sub>3</sub>·5H<sub>2</sub>O и многие другие), охлаждаемые с нормальными скоростями на начальном этапе переохлаждаются на  $\sim 10-30$  градусов. Расчеты по формуле (1) показывают, что доля  $\eta_k$  составляет несколько процентов от общего объема вещества. Например, для висмута массой 2 г при  $\Delta T^- = 30^\circ$ , величина  $\eta_k = 7,85\%$ , для олова такой же массы при  $\Delta T^- = 20^\circ$   $\eta_k = 8,2\%$  и т.д.

Очевидно, что изменение энергии Гиббса для кристаллизации, соответствующей термограмме I, должна состоять из трех частей, характеризующих последовательные этапы кристаллизации,  $\Delta G = \Delta G_1 + \Delta G_2 + \Delta G_3$  на участках от  $T_L$  до  $T_{min}$  ( $\Delta G_1$ ), от  $T_{min}$  до  $T_L$  ( $\Delta G_2$ ) и при  $T_L$  ( $\Delta G_3$ ) и лишь первая часть  $\Delta G_1$  зависит в явном виде от переохлаждения  $\Delta G_1 = f(\Delta T^-)$ . Она в основном и используется [13] для термодинамического анализа образования кристаллических зародышей критических размеров, устойчивых для дальнейшего роста.

С уменьшением массы вещества или увеличением скорости охлаждения длина плато плавления  $cd$  на термограмме сокращается и в предельном случае она становится равной нулю (термограмма II на рис. 2). Путь охлаждения здесь проходит через точки  $a \rightarrow b \rightarrow c \rightarrow e$ . Данный пример соответствует «мгновенному» затвердеванию всего объема, а тепловыделение достаточно для прогрева всего образца от  $T_{min}$  до  $T_L$ , т.е. на величину переохлаждения  $\Delta T^-$ .

При дальнейшем уменьшении массы и увеличении скорости охлаждения фиксируется термограмма типа III, когда подъем температуры от  $T_{min}$  происходит не до  $T_L$ , а до некоторой промежуточной между  $T_L$  и  $T_{min}$  температуры  $T_x$ :  $T_{min} < T_x < T_L$ . В данном случае имеют место несколько разновидностей переохлаждения: физическое  $\Delta T_{\phi}^- = T_L - T_{min}$ , видимое  $\Delta T_{\sigma}^- = T_x - T_{min}$  и фиктивное  $\Delta T_{\tau}^- = T_L - T_x$ . Очевидно, что  $\Delta T_{\phi}^- = \Delta T_{\sigma}^- + \Delta T_{\tau}^-$ . Для термограммы IV кристаллизация начинается и заканчивается при температуре  $T_{min}$  на отрезке  $bc''$ .



Одним из самых значимых параметров при кристаллизации является удельный объём, который претерпевает быстрое изменение на величину  $\Delta V = |V_L - V_S|$ . Если фазовый переход происходит равномерно при температуре  $T_L$ , то и объём меняется при этой температуре. Но мы видели, что если кристаллизация взрывная, то она может происходить и на линии подъёма температуры от точки  $b$  до точки  $c$  частично, как показано на термограмме I, или полностью в соответствии с термограммами II – IV. В данном случае мгновенная перестройка из одной упаковки (в жидкости) к другой (в кристаллическом состоянии) при  $T_L$  вряд ли возможна. В динамике такой процесс должен начинаться раньше, т.е. при определённом переохлаждении  $\Delta T^-$ . Это подтверждается многочисленными предпереходными явлениями [14] при переходе от одной фазы к другой. В данном случае можно увязать изменение, например, химического потенциала  $\Delta\mu = \Delta H_{sl} \Delta T_{\phi}^- / T_L$  через переохлаждение с изменением объёма (или плотности фаз). Для этого воспользуемся выражением для  $\Delta\mu$  [15], обычно используемым для случая кристаллизации из растворов. Применительно к нашему примеру, когда кристаллизация начинается при температуре  $T_{\min}$  и заканчивается при  $T_L$ :  $\Delta\mu = RT_L \ln n_S - RT_{\min} \ln n_L$ , где  $R = 8.31$  Дж/(моль·К),  $n_L$ ,  $n_S$  – концентрации молекул в жидкой и твердой фазах. Объединяя оба выражения для  $\Delta\mu$ , получим

$$\Delta\mu = \Delta H_{sl} \Delta T_{\phi}^- / T_L = R(T_L \ln n_S - T_{\min} \ln n_L). \quad (2)$$

Выразим концентрации молекул в жидком состоянии  $n_L$  и в твердом –  $n_S$  через соответствующие удельные объёмы  $V_L$ ,  $V_S$ :  $n_L = \frac{N_1}{V_L}$ ;  $n_S = \frac{N_2}{V_S}$  и плотности  $\rho_L$ ,  $\rho_S$  соответствующих фаз  $n_L = \frac{N_1 \cdot \rho_L}{m}$ ;  $n_S = \frac{N_2 \cdot \rho_S}{m}$ . Считая число молекул  $N_1$ , перешедших из жидкой фазы в твердую, равное числу молекул  $N_2$ , присоединившихся к твердому телу из расплава ( $N_1 = N_2$ ) при одной и той же массе, концентрации можно заменить на плотности фаз, а выражения (4) записать следующим образом

$$\Delta\mu = \Delta H_{sl} \Delta T_{\phi}^- / T_L = R(T_L \ln \rho_S - T_{\min} \ln \rho_L). \quad (3)$$

Уравнение (3) может быть использовано для определения интервала температур  $\Delta T^-$ , в пределах которого происходит изменение плотности при переходе от одной фазы к другой. Например, для случая кристаллизации, характерного для термограммы II, т.е. когда кристаллизация начинается при  $T_{\min}$  и заканчивается при температуре  $T_L$ , из (5) можно найти  $\Delta T_{\phi}^-$ :

$$\Delta T_{\phi}^- = RT_{\phi}^2 \alpha / (M \Delta H_{LS} \pm RT_L \ln \rho_L), \quad (4)$$

где  $\alpha = \Delta\rho / \rho_L$ ,  $M$  – молярная масса, знаки «+» и «-» зависят от изменения плотностей фаз. Множитель  $M$  появляется в связи с тем, что при расчетах используются справочные данные [16 – 17] по  $\Delta H$  в Дж/кг.

В таблице приведены расчетные значения  $\Delta T_{\phi}^-$  по формуле (4) для целого ряда индивидуальных веществ, которые свидетельствуют о небольших интервалах  $\Delta T^-$ , в пределах которых может происходить изменение плотности. В этой же таблице приведены справочные данные по физическим характеристикам, используемым для расчетов  $\Delta T_{\phi}^-$ , и критических размеров зародышей кристаллов.

Учитывая, что в этих интервалах переохлаждений формируются кристаллические зародыши, данные значения  $\Delta T_{\phi}^-$  можно использовать для расчета их критических размеров  $l_k$ .

Для идеальных зародышей кристаллов, например, кубической формы на основании объёмной  $\Delta G_v$  и поверхностной  $\Delta G_f$  составляющих энергии Гиббса используют [13] выражение

$$l_k = 4\sigma_{sl} / \Delta\mu, \quad (5)$$

где  $\sigma_{sl}$  – межфазное поверхностное натяжение.

В [13] в качестве  $\Delta\mu$  подставляют значение  $\Delta\mu = \Delta H_{sl} \Delta T^- / T_L$ . Тогда

$$l_k = 4\sigma_{sl} T_L / \Delta H_{sl} \Delta T^- \rho_S, \quad (6)$$

где  $[\Delta H_{sl}]$  – Дж/кг.

Расчетные значения  $l_k$  с учетом (4) и (6) даны в таблице.

В классической литературе [13] для расчетов величины  $l_k$  для индивидуальных веществ обычно пользуются значениями  $\Delta T^-$ , достигающими сотни градусов [см. таблицу]. Подобные переохлаждения имеют изолированные микронные капли, охлаждаемые с сверхвысокими скоростями  $10^{10} \div 10^{11}$  К/с. Эти объекты являются прерогативой физики малых частиц со своими размерными эффектами. Значительные изменения  $\sigma_{sl}$ ,  $T_L$  и  $\Delta H_L$  в зависимости от размеров не могут использоваться для объективной оценки  $l_k$  при образовании зародыша кристалла в матрице окружающего его массивного расплава.

Для сравнения в таблице даются и значения  $l_k'$  для этих микрообъектов с их «справочными» переохлаждениями [13]. Вообще в литературе имеется большой разброс сведений по переохлаждениям одних и тех же массивных материалов. Очевидно, что подобные расхождения связаны с условиями того или иного эксперимента. Немаловажное значение имеет и смысл, в который вкладывает тот или иной исследователь в понятие переохлаждения: то ли это физическое переохлаждение  $\Delta T^-$  между  $T_L$  и  $T_{\min}$ , то ли видимое  $\Delta T^-$  по подъёму температуры от  $T_{\min}$  до  $T < T_L$ , то ли это разность между температурой расплава и окружающей средой и т.д.

Для избежания недоразумений с использованием тех или иных переохлаждений в качестве альтернативы можно предложить вариант подсчета  $l_k$ , который в основном используется в случае кристаллизации из раствора [15, 18].

Запишем изменение химического потенциала при кристаллизации из расплава с учетом изменения плотности

$$\Delta\mu = RT \ln(\rho_s/\rho_L) = RT \ln(1 + \Delta\rho/\rho_L) \approx RT \ln \Delta\rho,$$

где  $\Delta\rho = \rho_s - \rho_L$ . Следовательно, выражение (5) приобретёт вид (при кристаллизации в точке  $T_{\min}$ )

$$I_k = 4\sigma_{SL}M/RT_{\min}\Delta\rho. \quad (7)$$

В таблице приведены расчетные значения  $I_k$  по формуле (7), которые в точности совпадают с результатами, полученными из выражения (6) с использованием (4). Из данной таблицы видно, что зародыши кристаллов из жидкой фазы появляются при сносных переохлаждениях. В их пределах группа молекул или кластеров из жидкой фазы успевает перестроиться в упорядоченную кристаллическую структуру.

Подводя итог сказанному выше о взаимосвязи термодинамических и кинетических параметров зародышеобразования и массовой кристаллизации с разновидностями термограмм плавкости, следует отметить, что без использования термограмм невозможен качественный и количественный анализ процессов, происходящих на той или иной стадии кристаллизации.

Разработана оригинальная методика расчета интервала температур вблизи температуры плавления, в пределах которого происходит изменение плотности при фазовом переходе расплав – кристалл.

Дан альтернативный вариант расчета критических размеров зародышей кристаллов из переохлажденного расплава путём использования концентрационных характеристик растворов.

Работа выполнена в рамках госбюджетной тематики Г1–2–06 в области фундаментальных исследований Министерства образования и науки Украины

Таблица справочных и расчетных характеристик при кристаллизации индивидуальных веществ: температуры  $T_L$  и энтропии  $\Delta H$  плавления, плотности твердой  $\rho_{\text{тв}}$  и жидкой  $\rho_{\text{ж}}$  фаз, их абсолютные и относительные разности, межфазные поверхностные энергии  $\sigma_{SL}$ , молярные массы  $M$ , физические  $\Delta T_{\Phi}$  и литературные  $\Delta T_{\text{перех}}$  переохлаждения, критические размеры зародышей кристаллов  $l_{\text{кр}1}$  и  $l_{\text{кр}2}$  при переохлаждении  $\Delta T_{\Phi}$  и  $\Delta T_{\text{перех}}$  соответственно.

В-во	$T_L$ , К	$\Delta H$ , кДж/кг	$\rho_{\text{тв}}$ , г/см <sup>3</sup>	$\rho_{\text{ж}}$ , г/см <sup>3</sup>	$\Delta\rho$ , г/см <sup>3</sup>	$\alpha$ , $\cdot 10^{-2}$	$\sigma_{SL}$ , кДж/м <sup>2</sup>	$M$ , г/моль	$\Delta T_{\Phi}$ , К	$l_{\text{кр}1}$ , нм	$l_{\text{кр}2}$ , нм	$\Delta T_{\text{перех}}$ , К
Li	453	416	0.523	0.513	0.010	1.83	7.8	6.939	10.9	6.03	-	-
Na	371	117	0.952	0.928	0.024	2.51	5.6	22.99	10.8	6.9	-	-
K	337	59.46	0.850	0.829	0.021	2.5	3.1	39.10	10.3	8.06	-	-
Rb	313	27.32	1.509	1.472	0.037	2.4	2.73	85.47	8.5	9.71	-	-
Cs	323	16.05	1.887	1.837	0.050	2.7	2.0	132.91	9.5	8.5	-	-
Mg	923	357	1.625	1.580	0.045	2.8	36.6	24.31	22.6	10.3	-	-
Ca	1125	216.4	1.520	1.365	0.155	10.2	23	40.08	-	2.54	-	-
Fe	1811	273	7.500	7.264	0.236	3.15	204	55.85	64	11.5	2.5	295
Co	1797	263.2	8.080	7.830	0.250	3.09	234	58.93	160	15.0	2.43	330
Ni	1728	302	8.100	7.850	0.250	3.09	255	58.71	43	16.7	2.6	319
Cu	1357	239	8.217	8.000	0.217	2.64	177	65.55	26	18.9	2.1	236
Ag	1235	104.6	9.860	9.485	0.375	3.8	126	107.87	27.6	15.1	2.66	227
Au	1338	64.4	18.27	17.17	1.10	6.0	132	196.97	130	8.5	2.6	230
Zn	693	110.0	6.92	6.57	0.35	5.1	49.0	65.37	24	6.36	-	-
Cd	594	57	8.419	8.010	0.409	4.9	39.1	112.4	23	7.12	-	-
Hg	234	11.68	14.19	13.85	0.34	2.37	28.1	200.59	6.9	23	2.1	77
Al	934	389.4	2.550	2.397	0.153	6.0	90.3	26.98	4	7.7	2.7	130
Ga	303	80.18	5.900	6.095	0.195	3.3	56.0	69.72	4.5	31.8	1.9	76
In	429	28.47	7.26	7.00	0.26	3.6	7.7	114.82	17	3.8	-	-
Tl	576	21.10	11.53	11.28	0.25	2.2	10.6	204.37	14	7.23	-	-
Ge	1210	308	5.80	5.51	0.29	5.34	181	72.59	19	18.2	2.66	227
Sn	505	59.56	7.84	6.98	0.88	2.8	59.0	118.69	8.2	32.8	2.4	118
Pb	601	23.4	11.53	10.69	0.84	3.3	33.3	207.19	22	14.9	3.4	80
Sb	904	162.4	6.20	6.44	0.24	1.4	101	121.75	5	68.9	2.55	135
Bi	545	54.69	10.70	9.75	0.95	3.2	54.4	208.98	7.3	31.4	2.4	90
S	392	49.2	1.96	1.88	0.08	4.1	10.6	32.06	33	5.2	-	-
Se	490	68.1	4.8	4.5	0.3	6.2	8.45	78.96	23	2.13	-	-
Te	723	137.5	6.25	5.77	0.48	7.7	86.8	127.6	19	15.3	-	-
H <sub>2</sub> O	273	335	0.9	1.0	0.1	11.1	32.1	18.02	11.5	10.2	2.98	39

## Литература:

1. М. Фольмер. Кинетика образования новой фазы. – М.: Наука, 1986. – 208 с.
2. Данилов В.И. Строение и кристаллизация жидкости. – Киев: АН УССР, 1956. – 268с.
3. Кидяров Б.И. Кинетика образования кристаллов из жидкой фазы. – Новосибирск: Наука, 1979. – 134с.
4. Александров В.Д. Влияние термической предыстории расплава сурьмы на скачкообразный переход от равновесной кристаллизации к неравновесно взрывной // Неорганические материалы. – 1998. – Т. 28, №4. – С. 709 – 714.
5. Александров В.Д., Баранников А.А. Исследование влияния термической предыстории капель олова и свинца на их кристаллизацию методом БТА // Химическая физика. – 1998. – Т. 17, №10. – С. 140 – 147.
6. Александров В.Д., Петренко В.И. Поэтапное плавление и кристаллизация двухлористого свинца // Расплавы. – 1992. – №3. – С. 837 – 839.
7. Александров В.Д., Постников В.А. Зависимость предкристаллизационного переохлаждения расплава висмута от массы образцов // Письма в Журнал технической физики. – 2003. – Т. 29, №7. – С.48 – 54.
8. Александров В.Д., Володин Н.А., Баранников А.А., Фролова С.А. Анализ влияния скорости охлаждения на предкристаллизационное переохлаждение в металлах // Металлофизика и новейшие технологии. – 2001. – Т. 23, №1. – С. 75 – 81.
9. Александров В.Д. Модель гомогенного образования зародышей с реальной структурой при кристаллизации из расплава // Журнал физической химии. – 1992. – Т. 66. – С. 567 – 569.
10. Александров В.Д., Постников В.А. Математическое построение кривой охлаждения, характеризующей кристаллизацию из переохлажденного расплава // Инженерно-физический журнал. – 2005. – Т. 78, №6. – С. 64 – 69.
11. Хирс Дж.П., Моazed К.Л. Образование зародышей при кристаллизации тонких пленок // В кн. «Физика тонких пленок». Под ред. Хасса Г. и Туна Р.Э. М.: Мир, 1970. – Т.4. – С.123 – 166.
12. Александров В.Д., Соболев О.В., Щebetовская Н.В., Самойлова Е.Э. Анализ путей кристаллизации и тепловых эффектов при синтезе пентагидрата тиосульфата натрия из собственной кристаллизационной воды // Наукові праці Донец. націон. техн. уні-ту. Сер.: Хімія і хімічна технологія. – Вип. 134(10). – Донецьк: ДонНТУ. – 2008. – С. 26 – 32.
13. Чалмерс Б. Теория зародышеобразования. – М.: Металлургия, 1968. – 288с.
14. Уббеллоде А.Р. Расплавленное состояние вещества. – М.: Металлургия, 1982. – 376 с.
15. Стромберг А.Г., Семченко Д.И. Физическая химия. – М.: Высшая школа, 1973. – 480 с.
16. Зиновьев В.Е. Теплофизические свойства металлов при высоких температурах. – М.: Металлургия, 1989. – 384с.
17. Свойства элементов. Справочник// под ред. Дрица М.Е. – М.: Металлургия, 1985. – 672 с.

18. Жуховицкий А.А., Шварцман Л.А. Физическая химия. – М.: Металлургия, 1987. – 487с.

**Александров В.Д., Фролова С.А., Щebetовська Н.В.**

### **Новий підхід до розрахунку критичних розмірів зародків при кристалізації переохолоджених розплавів**

#### АНОТАЦІЯ

Розроблена оригінальна методика розрахунку інтервалу температур поблизу температури плавлення, в межах якого відбувається зміна густини під час фазового перетворення розплав – кристал. Показано альтернативний варіант розрахунку критичних розмірів зародків кристалів з переохолодженого розплаву шляхом використання концентраційних даних розчинів.

**Aleksandrov V.D., Frolova S.A., Schebetovskaya N.V.**

### **New numerical approach to nuclei critical dimensions calculation during supercooled melts crystallization**

#### SUMMARY

An original modelling procedure was developed to define the temperature interval near the melting point corresponding to density change during phase transition liquid - crystal. The alternative variant of crystal nuclei critical sizes calculation was suggested with use of solution concentration characteristics.



Бойко Ю.И., Копыт Н.Х.

Одесский национальный университет имени И. И. Мечникова  
Проблемная научно-исследовательская лаборатория №1

### О возможности расширения модели сплошной среды по Эйлеру

Отмечено, что возможность протяженного существования элементов среды в ее модели по Эйлеру определяется возможностью расширения модели через интегральный вариационный принцип. В геометрическом рассмотрении получающихся при этом через уравнение синус-Гордона солитонных решений показана особая роль ортогональности базиса их описания. В нем возможно упрощение этого уравнения до уравнения циклического процесса (маятника). Такая лоренц-инвариантность локальной метрики (солитона) может быть признаком физического существования солитонного этапа возмущенного состояния среды.

В механике на модель сплошной среды Эйлера обычно смотрят, как на некоторый этап развития ньютоновых представлений, отражаемый такой формой уравнения переноса импульса

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + (\bar{v} \bar{\nabla}) \bar{v} = -\frac{\bar{\nabla} p}{\rho}. \quad (1)$$

Параметры среды здесь относятся к ее состоянию ( $\rho$  – плотность,  $p$  – давление) и движению ( $\bar{v}$  – скорость). В действительности при таком подходе проявляются проблемы изоморфизма этих моделей.

Так из принятых математических записей параметра  $\rho$  в ньютоновой и эйлеровой модели соответственно (для компоненты  $x$  «радиус-вектора») [1]

$$\rho_{(x)} = m_{(a)} \delta(x-a), \quad \rho_{(x)} = \frac{dm}{dx} \quad (2)$$

следует, что связь между интегральным параметром массы  $m$  и локальным параметром плотности  $\rho$  в этих моделях качественно различна. Если плотность в модели Эйлера, построенная с пониманием сплошности как непрерывности геометрических точек, соответствует пониманию операции предельного перехода в евклидовом пространстве  $E^3$ , то плотность в модели Ньютона, построенная через  $\delta$  – функцию, не входящую даже в гильбертово пространство, требует обобщения предельного перехода на топологическое пространство.

Относительно введения сил давления следует сказать, что уже линейное приближение (1), совместно с уравнением непрерывности дающее классическую теорию звука (развития бесконечно малых возмущений среды), требует термодинамической трактовки давления (наряду с термодинамическим пониманием скорости звука как  $c = \sqrt{\left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_{s=\text{const}}}$  – адиабатичность возмущения, удельная энтропия  $s$  сохраняется). С одной стороны, это и приближает к нью-

тоновой методологии, позволяя и для поверхностных сил давления ввести потенциал их объемного действия (изобарно-изотропный термодинамический потенциал единицы массы –  $h$ ). С другой стороны, получаемые при этом через (1) кинематические ограничения для такого элемента среды [2]

$$\frac{\bar{\nabla} p}{\rho} = \bar{\nabla} h \rightarrow \text{rot } \bar{v} = \text{const} \quad (3)$$

сводятся лишь к требованию сохранения его вращательного состояния, не создавая геометрических ограничений (это соответствует неопределенности нормы элемента среды и в ньютоновой модели при использовании первой формы (2), но противоречит заданию его геометрической точкой в аксиоматическом определении этой модели).

Все же в частном случае (3)  $\text{const} = 0$ , эйлерову модель через квазивекторное представление можно максимально близко подвести к ньютоновой. Действительно, трактовка этого случая через векторные операции

$$\text{const} = 0 \rightarrow \text{rot } \text{grad } \varphi = 0, \quad \bar{v} \equiv \bar{\nabla} \varphi, \quad (4)$$

совместно с основной теоремой векторного анализа (расширяющей понятие «радиус-вектора» в ньютоновой модели до понятий линейного векторного пространства, содержащего два класса математических объектов – скаляры  $\psi$  и векторы  $\bar{A}$ )

$$F = \text{grad } \psi + \text{rot } \bar{A}, \quad \text{div } \bar{A} = 0,$$

позволяет получить

$$\bar{F} = \bar{A} = \bar{v} \rightarrow (\bar{\nabla})^2 \varphi = 0, \quad \text{div } \bar{v} = 0. \quad (5)$$

Это значит, что при поступательном движении элементов несжимаемой среды движение любого из них полностью описывается движением любой точки области пространственного существования этого элемента – тривиальный результат по используемым определениям, но позволяющий снять, для этого случая, неопределенность понятия скорости в механике сплошной среды. При этом тождественно выполняется и операция второго порядка

$$\text{div rot } \bar{v} \equiv \bar{\nabla} [(\bar{\nabla} \bar{v})] \equiv 0, \quad (6)$$

которую, совместно с (4), (5), можно рассматривать, как условие идентификации линейного векторного пространства описания этих моделей. Именно, при указанных ограничениях под элементом среды, отражающим ее движение в результате воздействия («точкой» описательного пространства), равным образом можно понимать геометрическую точку и часть поверхности (по (4) и (6)), а также и часть объема, охватываемую поверхностью – тело (уравнение Лапласа в (5) есть и использование потенциала  $\varphi$  в асимптотике волнового уравнения, соответствующей бесконечной фазовой скорости, и использование его в задаче Дирихле, по состоянию области как движению тела в целом после удара [3]).

В общем же случае, как то следует из работы самого Эйлера «Метод нахождения кривых линий...», его модель должна связываться с интегральным вариационным принципом

$$I_{(y)} = \int_{x_0}^{x_1} f(x, y, y') dx \rightarrow f'_{y'} - \frac{d}{dx} f'_{y'} = 0. \quad (7)$$

Если функция  $y^{(i)}$  доставляет функционалу  $I_{(y)}$  слабый (локальный) экстремум, то она должна являться решением дифференциального уравнения Эйлера-Лагранжа, понимаемого при таком необходимом и достаточном условии как основное уравнение механики, из которого может быть получена ньютонова модель движения материальной точки. Однако из сопоставления понятий нормы в классе  $C_0$  непрерывных и классе  $C_1$  непрерывно дифференцируемых функций следует, что сильный (локальный) экстремум (определяемый как экстремум в классе  $C_0$ ) есть одновременно и слабый (локальный) экстремум (определяемый как экстремум в классе  $C_1$ ). Соответственно, дифференциальное уравнение Эйлера-Лагранжа есть также и необходимое условие для сильного (локального) экстремума. Вопрос же о сочетании его с достаточностью условий для движения элемента среды, определяемого первой частью (вариационным принципом) соотношений (7) рассмотрим с привлечением понятий внутренней геометрии такого элемента. Это позволяет включить в изучение развития возмущения на нелинейной стадии и условия состояния самого элемента среды. Отражение его, в обобщение предыдущего, центром масс, дает возможность учета нелинейных признаков состояния лишь опосредованным способом, через статистический вес положений составляющих тела, в определении, и сопоставлением различных определений скорости [4].

При определенности поверхности такого элемента как регулярной (допускающей двукратное дифференцирование) во всей области ее задания мы возвращаемся к ньютоновой модели, в аспекте понятия тела как системы геометрических точек. Допустимость менее жестких требований к понятиям внутренней геометрии поверхностей исследовал Гильберт, на примере задания угла  $z$  между ортами  $u, v$  локального базиса поверхности уравнением синус-Гордона [5]

$$\frac{\partial^2 z}{\partial u \partial v} = \sin z. \quad (8)$$

Он показал, что при этом поверхность постоянной отрицательной кривизны как целое в евклидовом пространстве  $E^3$  существовать не может. Эквивалентная обратная формулировка – существует кусками с особенностями, т.е. происходит выделение частей из целого, сопровождаемое при этом проявлением их фрактальных и солитонных свойств. Для дальнейшего, в частности имея в виду распространение солитонных понятий на распад струй жидкости [6], рассмотрим представление такого куска псевдосферы. В обоснование такого выбора заметим, что псевдосфера образуется вращением трактрисы. Последняя же весьма значима в плане геометризации динамического воздействия, поскольку ее эволюта (кривая центров кривизны, фундаментального понятия внутренней геометрии) есть цепная линия (геометризация проявления потенциальных сил (тяжести) в действии на нерастяжимую (т.е. удовлетворяющую требованиям Гаусса по внутренней геометрии) всомую кривую) [7].

Поверхность псевдосферы, за исключением таких ее особенностей как ребро возврата и острия, удовлетворяет требованию постоянной отрицательной кривизны. При этом такое ее развитие отражается преобразованием элемента площади (четыреугольника чебышевской сети [5]) по (8). Таким способом в задачу о развитии возмущений эйлеровой среды уравнение синус-Гордона вводится как эволюционное уравнение. Что касается особенностей (где (8) становится тождественным нулем), то эти геометрические места позволяют подключать к описанию такого элемента понятие фрактальности, как допустимого сочетания непрерывности с недифференцируемостью. Развитие этих областей может быть представлено в одномерном базисе, что, без противоречия подходу Гильберта, можно считать формой преобразования, отвечающей таким особенностям. Снижение размерности базиса описания есть признак автомодельности, что соответствует сопоставлению фрактальных и солитонных образов с автомодельностью второго рода, как промежуточной асимптотикой [8].

Применительно к геометризации преобразований проблема размерности базиса пространства описания может быть затронута более общо. В физическом подходе, когда в описательном пространстве время выделяется как особая координата, геометризация есть кинематика процесса в определенный момент времени. Время играет роль параметра при рассмотрении процесса по всем координатам базиса в физическом пространстве, будучи в этом смысле всем им коллинеарно. Такая форма смещения координат, согласуясь по этому качественному признаку с преобразованиями Лоренца и автомодельности, вместе с тем ведет и к более специальным симметриям описания. Равноправность всех координат при математическом подходе к описательному пространству наиболее просто достигается введением в нем ортогонального базиса. При этом время как такая геометрическая координата получается из физического времени  $t$  (с признаком коллинеарности) его ортогонализацией через операцию  $t \rightarrow it$ , алгебраическим признаком которой есть  $i \cdot i = -1$  [1]. Процедура возврата из описательного пространства в пространство физического наблюдения процесса состоит в отбрасывании мнимой части результата описания, что соответствует теореме о проекции [9], важными содержательными частями которой являются также определяемость нормы в этом пространстве и среднеквадратичное представление погрешности наблюдения.

Возвращаясь на основе указанных представлений к преобразованию (8) получаем, что в одной координате базиса оно существует как

$$\frac{d^2 z}{d(\omega t)^2} = \sin z,$$

т.е. уравнение маятника с циклической частотой  $\omega$ . Подчеркнем, что речь идет не о замене  $u = v = i\omega t$ , а о их равноправном существовании в ортогональном базисе, т.е. о расширении алгебраической структуры уравнения синус-Гордона на использование еще одной координаты описательного базиса, для обобщения наблюдения за угловой переменной, подобно тому как имеет место обобщение оператора Лапласа оператором Даламбера в пространстве Минковского. Математически это соответствует тому, что замкнутая осесимметричная поверх-



ность может быть получена как в процессе изгиба куска поверхности (в соответствии с условиями внутренней геометрии), так и в процессе вращения (поворота) образующей (как накрывающая [5]). Это положение нашло отражение в моделировании уравнением синус-Гордона солитонных преобразований, в механической модели Скотта непосредственно, и в понятии кинка с выходом на многосолитонные решения [10]. Рассмотренное получение математического элемента позволяет говорить о лоренц-инвариантности его состояния на таком этапе представления им развития возмущения, что есть существенный аргумент в пользу его физического существования.

Таким образом, проведенное рассмотрение служит обоснованию солитонных решений в модели Эйлера как отражению представления нелинейной стадии возмущений среды физическим образом солитона.

#### Литература:

1. Зельдович Я.Б., Мышкис А.Д. Элементы прикладной математики. – М.: Наука, 1967. – 648с.
2. Бойко Ю.И., Копыт Н.Х. Диспергирование сплошной среды (как выделение частей системы) в ее модели по Эйлеру. // Физика аэродисперсных систем. – 2006. – Вып. 43. – С.5–8.
3. Седов Л.И. Механика сплошной среды. – Т.2. – М.: Наука. – 1970. – 568с.
4. Бойко Ю.И., Копыт М.Х. Розпад суцільного середовища як процес автоматичності другого роду // Фізика в Україні. Всеукраїнський з'їзд. – Одеса. – 3-6 жовтня, 2005. – С.87.
5. Позняк Э.Г., Попов А.Г. Геометрия уравнения синус-Гордона // Проблемы геометрии. Итоги науки и техн. – 1991. – Т.23. – С.99 – 130.
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. Бронштейн И.Н., Семендяев К.А. Справочник по математике. – М.: Наука, 1986. – 544с.
8. Баренблатт Г.И. Подобие, автомодельность, промежуточная асимптотика. – Л.: Гидрометеоиздат, 1982. – 255с.
9. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике. – М.: Наука, 1973. – 832с.
10. Ньюэлл А. Солитоны в математике и физике. – М.: Мир, 1989. – 326с.

Бойко Ю.И., Копыт М.Х.

#### Про можливість розширення моделі суцільного середовища по Ейлеру

##### АНОТАЦІЯ

Зазначено, що можливість існування елементів середовища в його моделі по Ейлеру обумовлена можливістю її розширення через інтегральний варіаційний принцип. В геометричному розкладі отримуваних при цьому через рівняння синус-Гордона солітонних рішень показано особливу роль ортогонального базису їх опису. В ньому це рівняння спрощується до рівняння циклічного процесу (маятника). Така ж лоренц-інваріантність локальної метрики (солітона) може бути ознакою фізичного існування солітонного етапу збудженого стану середовища.

Бойко Ю. И., Копыт Н. Х.

#### On the possibility of Euler's model of continuous media expansion

##### SUMMARY

It was noted that the opportunity of bulk existence of media elements in Euler formalism was defined by this model expansion possibility by integrated variational principle. By geometrical consideration of sinus - Gordon equation soliton solutions the special role of their description basis orthogonality was shown. This equation could be reduced to cyclic process (pendulum) equation. Such Lorenz-invariancy of the local metrics (soliton) could be a sign of physical existence of soliton stage of the environment excited state.

Контущ С.М.\*, Мандель В.Е.\*\*\*, Чурашов В.П.\*\*\*,  
Мойса А.А.\*\*\*, Земляных Ю.П.\*

\*Одесская государственная академия холода

\*\*НИИ физики Одесского национального университета имени И.И.Мечникова

### Оптический многоугловой метод измерения дисперсности частиц в суспензиях

*Предлагается бесковветный метод исследования дисперсности гидрозолей на основе анализа индикатрисы рассеяния лазерного излучения. Математическая обработка экспериментальных данных с использованием известных программ позволяет экспрессно определять средние размеры рассеивающих частиц.*

Оптические методы исследований дисперсных систем, несмотря на свою весьма длинную историю, переживают второе рождение благодаря использованию новых технологий, в первую очередь, лазерной техники, фотоники и компьютеров. Известно, что они основаны в значительной степени на явлении рассеяния света частицами, теория которого известна как теория Ми [1]. Существуют два методических подхода при проведении соответствующих измерений – регистрация света, рассеиваемого отдельными частицами, и измерение интенсивности света, рассеиваемого коллективом частиц. В конечном счете, основной величиной, которую необходимо определить, является дисперсность системы, то есть функция распределения частиц по размерам.

В первом случае соответствующие приборы носят название счетчиков частиц, они предназначены для измерения размеров и счетной концентрации частиц как в воздухе, так и в жидкостях. Однако, они имеют существенные недостатки – трудно с их помощью измерять размер очень малых частиц, меньших, чем примерно 0.1 мкм, а также изучать без разбавления плотные дисперсные системы. Приборы второго типа используют рассеяние света коллективом частиц либо для определения их размеров по интенсивности рассеянного света (метод SLS – static light scattering – статическое рассеяние света), либо рассеяние света лишь регистрирует интенсивность броуновского движения частиц (как правило, в жидкости) и, соответственно, этот метод измерения носит название DLS – dynamic light scattering – динамическое рассеяние света. Часто этот метод известен как метод фотонной корреляционной спектроскопии.

Рассмотрим более подробно второй из указанных методических подходов. Как правило, для проведения измерений суспензия из изучаемых частиц в подходящей жидкости помещается в цилиндрическую либо прямоугольную кювету и освещается лазерным лучом. Под некоторым углом к направлению лазерного луча устанавливается фотоприемник, который измеряет интенсивность рассеянного сразу многими частицами света. Часто такие измерения проводят под многими углами и тогда они выполняются с помощью гониометра. Типичные

приборы такого типа изготавливаются некоторыми фирмами, например, фирмой Drockhaven, США.

В предыдущие годы много усилий было потрачено на создание таких конструкций кювет для изучения рассеяния света суспензиями под разными углами, в которых влияние их стенок можно более точно учесть при обработке результатов измерений. Искажения вызываются тем, что прозрачные стенки кюветы преломляют лучи, рассеиваемые частицами в кювете, и, следовательно, изменяют ход лучей. Кроме того, относительно большой объем суспензии в кювете не дает возможности изучать рассеяние света концентрированными суспензиями.

Одной из возможностей уменьшения влияния стенок кюветы на измерения является установка кюветы в сосуд с жидкостью и выбор такого типа стекла стенок, чтобы все три оптических компонента системы – жидкость в кювете, материал стенок и жидкость в сосуде – имели бы один и тот же или близкие коэффициенты преломления. Однако такие условия достаточно трудно выполнить.

Для проведения измерений интенсивности рассеянного света под разными углами используются кюветы специальной конструкции, в которых удается резко расширить диапазон углов за счет введения поправок на преломление света. Но и в таких случаях некоторые диапазоны углов (обычно вблизи 45° и 135°) остаются недоступными для измерений (например, кювета, разработанная фирмой Fritsch GmbH, Германия, для прибора Analysette-22). В случае высококонцентрированных суспензий естественно уменьшить сечение кюветы. Так, в работе [2] в качестве кюветы использовался капилляр с внутренним диаметром порядка 1 мм, но сильное преломление света на цилиндрической стенке капилляра не дало возможности проводить достаточно точные измерения. В некоторой степени ситуация улучшается при применении плоской кюветы с очень узким зором [3], порядка десятков микрон. При этом можно уверенно проводить измерения интенсивности рассеянного света в диапазоне углов лишь вблизи 0° и 180°.

Для введения пробы изучаемой суспензии в чувствительный объем любого оптического прибора полезно воспользоваться так называемым струйным методом, который широко используется для моделирования разнообразных явлений в аэрозолях и суспензиях. Суть этого метода [4] состоит в изокINETическом смешении двух потоков, один из которых содержит некоторую нейтральную среду (например, чистый воздух или жидкость), а второй содержит в своем составе исследуемые частицы и обычно представляет собой тонкую струйку той же среды внутри первого потока. При выполнении простых гидро- или аэродинамических условий оба эти потока могут некоторое время существовать без смешения, но твердая стенка между ними отсутствует. Следовательно, оптическое излучение подходящего для измерений типа может одним и тем же образом проходить как через первый, так и через второй потоки, однако во втором потоке излучение будет взаимодействовать с частицами, вызывая соответствующие физические явления. В настоящей статье приводится описание кюветы



для проведения измерений интенсивности рассеянного света частицами суспензий описанным методом в диапазоне углов примерно от  $25^\circ$  до  $155^\circ$

Схема разработанной измерительной кюветы приведена на рис.1. Чистая жидкость находится в цилиндрическом сосуде 1 диаметром около 10 см и высотой 4 см. В боковой стенке имеется прозрачное окно для освещения внутреннего пространства лучом света и проведения оптических измерений. Струя изучаемой суспензии вводится через цилиндрическое сопло 2 диаметром 1–2 мм в центр сосуда сверху из небольшой емкости 5, и одновременно чистая жидкость вводится в сосуд из емкости 7 через патрубок 4, установленный вблизи упомянутого выше сопла. Скорость подачи чистой жидкости примерно в 1.5–2 раза больше, чем скорость подачи суспензии, которая составляет около 1–3 мл в минуту. В дне сосуда имеется патрубок 3, через который вытекает смесь из суспензии и чистой жидкости. С помощью нескольких кранов 6, 8 и 12, установленных на магистралях для подачи суспензии и чистой жидкости, можно установить такой режим, при котором течение суспензии является стационарным без каких-либо заметных турбулентностей.

Струя суспензии освещается через окно в боковой стенке лазерным модулем 9, луч которого на противоположной стенке сосуда улавливается ловушкой 10, а рассеянный частицами свет регистрируется фотоприемником 13 с фокусирующей системой 14, который может перемещаться вокруг оси системы с помощью двигателя 15. Поток смешанных жидкостей из сосуда с чистой водой собирается в небольшой сборник 11.

Недостатком разработанного струйного метода и кюветы является необходимость затраты некоторого количества суспензии для проведения измерений.

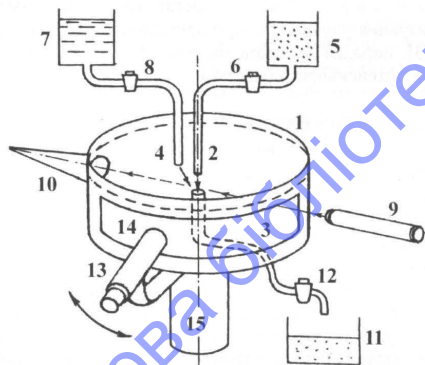


Рис.1. Схема проведения измерения дисперсности суспензий оптическим многоугловым струйным методом

Однако, во-первых, это количество невелико (0.1–1 мл), а, во-вторых, оно может быть собрано в виде менее концентрированной суспензии на выходе из системы.

Для реализации нового метода собрана экспериментальная установка, основной частью которой является описанная выше система формирования струи в сосуде с чистой водой. В качестве фотоприемника использован фотодиод с усилителем постоянного тока и небольшой фокусирующей линзой, который может перемещаться вокруг оси системы с помощью малооборотного двигателя 9 (скорость вращения изменяется от 0.1 до 0.5 об/с); угол между направлением распространения светового луча и осью фотоприемника при этом изменяется от  $25^\circ$  до  $155^\circ$ , причем в крайних положениях фотоприемник останавливается под действием концевых выключателей.

Важной частью устойчивой работы установки является подбор режима течения струи суспензии и окружающей ее чистой жидкости. Для решения этой задачи вместо системы из двух сосудов и регулирующих кранов, упомянутых выше, был использован шприцевой насос, в котором поршни 2-х шприцов разного объема одновременно подавали суспензию и чистую жидкость соответственно в сопло и в сосуд с чистой водой. Равенство линейной скорости движения поршней позволяли просто проводить моделирование устойчивой работы системы с помощью вспомогательной суспензии и затем проводить измерения интенсивности рассеянного света.

Пробные измерения на разработанной экспериментальной установке проводились в ручном режиме следующим образом. Для регистрации интенсивности рассеянного частицами света к фотоприемнику подключался достаточно чувствительный цифровой вольтметр, показания которого мог фиксировать оператор. После заполнения системы подходящими жидкостями (чистой водой и суспензией) включались лазер и система подачи жидкостей. Визуально достаточно просто наблюдать поведение струи в центре системы и, изменяя скорость подачи жидкостей, добиться ее устойчивости. Затем включается двигатель, который изменяет угловое положение фотоприемника. При малой скорости движения фотоприемника достаточно просто фиксировать показания цифрового вольтметра, например, через каждые  $10^\circ$ .

Ниже приведена таблица результатов измерений, при которых фиксировались значения интенсивности рассеянного частицами света для разных углов  $\alpha^\circ$  для различных суспензий.

Исследуемые суспензии получались по следующей методике: 1 – объем ~ 0.5 мл клея ПВА тщательно диспергировали в 100 мл дистиллированной воды. Суспензии, обозначенные под номерами 2 и 3, представляют собой сильно разбавленные в воде (1:50) фотографические эмульсии, содержащие микрокристаллы, соответственно, флюорита и AgBr, полученные методом двухструйной эмульсификации при поддержании постоянным избытков ионов фтора (pF 1.0) или брома (pBr 3.0) [5]. Последний образец суспензии (по Веймару) получается при интенсивном перемешивании 1 мл 0.1% спиртового раствора канифоли в 20 мл дистиллированной воды.



Эти значения графически представлены на рис.2, из которого хорошо виден немонотонный ход полученных кривых. Сильное различие в интенсивностях рассеянных световых потоков объясняются существенной разницей в концентрации частиц, рассеивающих свет.

Полученные при измерениях функциональные зависимости являются исходными данными для определения размеров частиц в изучаемых суспензиях. Одним из методов решения этой задачи является такое математическое преобразование данных, которое бы (при некоторых допущениях) дало прямой ответ на поставленный вопрос. Такой подход называется обратной задачей в теории рассеяния света частицами, и он применяется с целью создания рациональных расчетных схем (см., напр. [6]). Однако до настоящего времени такие схемы разработаны недостаточно для того, чтобы с их помощью оперативно находить параметры изучаемых дисперсных систем. Существуют также приближенные расчетно-графические методы, которые используют асимптотический подход на основе измерений интенсивности рассеяния света одной и той же суспензией, но, например, при разных концентрациях. Такой подход был разработан Зиммом в 1948 году и он довольно часто используется для изучения растворов полимеров [7].

В связи с развитием компьютерной техники в последние годы все чаще используется метод «подгонки данных». Он заключается в поиске таких предсказываемой теорией функциональных зависимостей, которые с той или иной по-

грешностью совпали бы с полученными экспериментальными данными. В «ручном» режиме такую подгонку можно осуществлять с помощью одной из опубликованных в Интернете программ, моделирующих картину рассеяния света частицами на основе теории Ми. В этом случае подходящую теоретическую графическую зависимость находят самостоятельно изменяя параметры рассеивающих частиц (их размер и коэффициент преломления вещества частиц).

Очевидно, что аналогичную подгонку значительно эффективнее могут проводить компьютерные программы, которые автоматически подбирают основные параметры подходящих теоретических зависимостей (с некоторой заданной точности подгонки), так что, в конечном счете, эти параметры и являются искомыми в результате проведения измерений. Именно такой является компьютерная программа, которую разработал М.Шубмель [8]. Собственно программа состоит из трех разделов. В первом находятся табличные значения интенсивностей рассеяния света сферическими частицами (в относительных единицах) для большого диапазона параметров. Во втором разделе имеется программа, которая учитывает влияние стенок кюветы квадратного сечения (через углы преломления рассеянного частицами света) на проводимые расчеты. Третий раздел может быть назван основным, так как именно в нем имеется программа для реализации процесса подгонки данных.

Таблица

$\alpha, ^\circ$	Наименование суспензии			
	Клей ПВА	pF 1.0	AgBr	Канифоль
25	1	2	3	4
30	—	20	100	785
35	—	19	69	641
40	4430	15.8	53	634
50	2369	13	38	536
60	986	10.7	32	388
70	502	6.4	26.5	309
80	305	4.8	20.5	259
90	206.5	4.1	19.5	199
100	152	3.5	15.5	159
110	122.5	3.3	15.8	124
120	97.5	3	15.7	99
130	77.2	2.9	15.5	79
140	61	3	24	67
145	51.8	3.3	23	61
150	41	3.5	10	61
155	25.8	3.3	—	37
		1.8	—	—

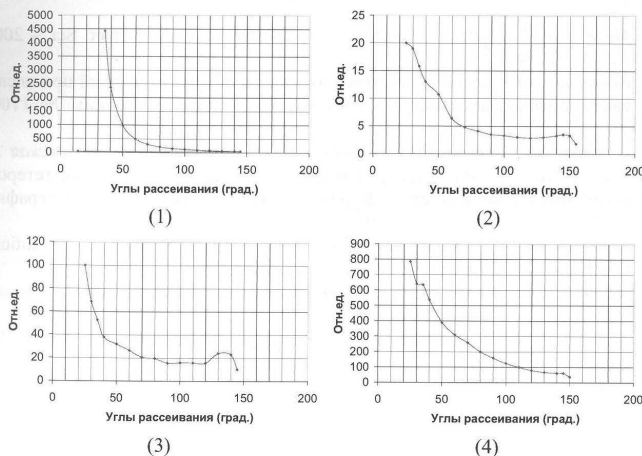


Рис.2. Зависимости интенсивности рассеянного частицами света от угла наблюдения. Номер под рисунком соответствует номеру суспензии в таблице.

Обычно ограничения в использовании этой программы связаны с тем, что невозможно учесть влияние стенок кюветы на проведение расчетов для любых углов. Действительно, при больших углах рассеяния частицами (порядка 30° и больше) стенки кюветы не только преломляют, но и значительно отражают рассеянный свет, что значительно искажает данные измерений. В отличие от такого подхода при проведении измерений струйным методом указанные ограничения исчезают, так как стенки кюветы физически отсутствуют. Поэтому второй раздел упомянутой программы вообще не должен учитываться при расчетах.

Для работы с этой программой в соответствующее окно вводятся относительные значения интенсивности рассеянного света и через короткое время (порядка нескольких секунд) программа в командном окне предлагает два параметра подобранной функциональной зависимости – средний размер частиц и среднее отклонение полученного значения от экспериментальных данных.

В результате расчетов по упомянутой выше программе были получены следующие значения средних размеров микрочастиц суспензий: 1 – 0.33 мкм, 2 – 0.13 мкм, 3 – 0.12 мкм, 4 – 0.16 мкм.

#### Литература:

1. Ван Де Хюлетт Рассеяние света малыми частицами. – М. – 1961. – 536 с.
2. Ratahoff T.W., Tani T.H., Cromwell M.E.M. Anal. Biochem. – 1990. – V.270. – P. 338.
3. Medebach M., Moitzl C., Freiburger N., Glatter O., Coll J. Inter. Sci. – 2007. V.305. – P. 88.
4. Контуш С.М. Способ формирования малого объема суспензий при исследовании оптических свойств малых частиц. – Патент Украины № 1709 от 2.02.2006 г.
5. Нижнер Д.Г., Белоус В.М., Чурашов В.П., Манченко Л.И., Орловская Н.А., Херсонская П.Г. Малосеребряные фотографические материалы с гетерофазными микрокристаллами // Журнал научной и прикладной фотографии. – 1992. – Т. 37, № 2. – С. 132-139.
6. Kokhanovsky A.A., Light Scattering Media Optics: Problem and Solutions // Chichester: Springer-Praxis, 2001. – 2nd Edition.
7. Эскин В.Е. Рассеяние света растворами полимеров и свойства макромолекул. – Л.: Наука. – 1986. – 288 с.
8. Michael P. Schubmehl Mie Scattering Utilities // User's Guide. Version 1.0. – 2002.

Контуш С.М., Мандель В.Ю., Чурашов В.П.,  
Мойса О.А., Земляних Ю.П.

#### Оптический багатокутловий метод вимірювання дисперсності частинок в суспензіях

#### АНОТАЦІЯ

Пропонується безкюветний метод дослідження дисперсності гідрозолей на основі аналізу індикатриси розсіювання лазерного випромінювання. Математична обробка експериментальних даних з використанням відомих програм дозволяє експресно визначати середні розміри частинок, які розсіюють світло.

Kontush S.M., Mandel V.E., Churashov V.P.,  
Moysa A.A., Zemlianykh Yu.P.

#### Optical multi-angle granulometry in suspensions

#### SUMMARY

The cuvetteless method hydrosols granulometry study based on laser radiation scattering indicatrix analysis was proposed. A mathematical processing of experimental data by known software use allowed to determine quickly the mean size of suspended particles.

Одесский национальный университет имени И.И. Мечникова  
кафедра теплофизики, НИЛ-5, Одесса, ул. Дворянская, 2

### Исследование распределения температуры по частице при высокотемпературном тепломассообмене с газом

Рассмотрена задача высокотемпературного тепломассообмена и окисления частицы углерода с учетом распределения температуры по их диаметру. Доказано, что при физико-математическом моделировании задачи определения характеристик процесса необходимо учитывать распределение температуры в глубь углеродного массива, особенно для крупных частиц углерода.

Для развития теоретической базы перспективных методов высокотемпературной переработки топлива необходимо усовершенствовать модели расчета оптимальных параметров, что может в дальнейшем скорректировать параметры нагрева. Одной из задач, возникающих в этом направлении, есть учет в физико-математических моделях распределения тепла вглубь углеродного массива [1]. Во многих случаях задача высокотемпературного тепломассообмена и окисления частиц углерода решалась в предположении, что частица, попадая в нагретую среду, мгновенно прогревается на всю глубину до температуры поверхности [2,3].

В работе представлено физико-математическое и экспериментальное исследование задачи нестационарной теплопроводности сферической частицы углерода, помещенной в нагретый газ, содержащий окислитель, температура которого значительно выше начальной температуры частицы.

Физико-математическая постановка задачи описывалась дифференциальным уравнением теплопроводности с граничными условиями третьего рода, которые учитывают химические реакции окисления углерода до оксида и диоксида, конвективный тепломассообмен частиц с газовой средой и радиационный теплообмен со стенками реакционной установки.

Проводилось компьютерное моделирование задачи, анализировались динамика нагрева частицы и определялись критические условия зажигания и потухания, рассчитывалось соотношение мощностей эффективного химического энерговыделения и теплопотерь частицы и влияние этого соотношения на возможность самоускорения реакций, условия перехода с низкотемпературного на высокотемпературный режим окисления и наоборот, остывание частицы.

В результате исследований получены: временные зависимости температуры поверхности и центра частицы; временные зависимости диаметра частицы; временные производные температуры поверхности и центра частицы, а также динамика изменения температуры частицы вдоль ее радиуса для фиксированных моментов времени. Проведен сравнительный анализ экспериментальных и теоретических исследований.

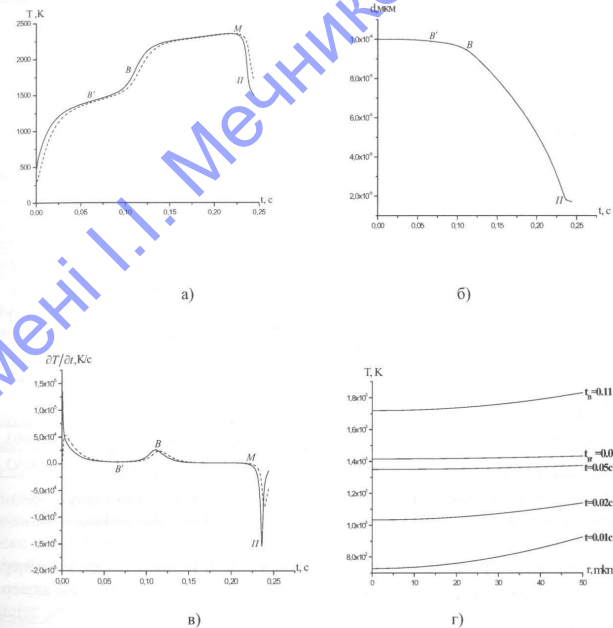


Рис. 1. Временные зависимости: а) температуры частицы, б) ее диаметра, в) производной  $\partial T / \partial t$  (t) на поверхности (сплошная) и в центре (пунктирная) частицы, г) динамика изменения температуры частицы вдоль ее радиуса  $T_g = 1400$  K,  $d = 100$  мкм.

Попадая в нагретый газообразный окислитель, поверхность образца топлива прогревается за счет инертного разогрева и за счет активации химических реакций, затем тепло распространяется во внутренние слои частицы за счет теплопроводности. Следовательно, поведение системы определяется не только тепловым состоянием реагирующего слоя вещества, но также зависит от распределения температуры по всей частице. Скорость нагрева внутренних слоев частицы можно проследить, изучая характер распределения температуры по глубине частицы в фиксированные моменты времени (рис.1г). В простейшем случае на поверхности частицы поглощается однородный тепловой поток, и на



Таблица. Характеристики воспламенения, горения и потухания углеродной частицы

	Характеристики	$T_g = 1400K$					$T_g = 1500K$				
		$d, мкм$					$d, мкм$				
		100	200	300	500	1000	100	200	300	500	1000
а)	$t_{инд}, мс$	53	127	225	407	846.4	33	87	148	276	538
	$T_R, K$	1812	1655	1572	1471	1348	1806	1654	1577	1482	1357
	$T_0, K$	1660	1467	1363	1222	973	1596	1395	1280	1113	783
б)	$t_{инд0}, мс$	58	141	254	470	1370	38	97	173	328	1016
	$T_R, K$	1957	1808	1720	1602	1576	1990	1813	1754	1636	1635
	$T_0, K$	1792	1603	1495	1344	1323	1766	1528	1440	1262	1253
в)	$t_{индR}, мс$	183	655	1484	3863	15292	159	591	1295	3529	14541
	$T_R, K$	1925	1956	1975	1797	1537	2044	1970	1993	2208	2322
	$T_0, K$	2263	2359	2346	2274	2121	2429	2486	2453	2366	2413
г)	$t_{инд0}, мс$	186	664	1502	3909	15479	161	598	1312	3577	14631
	$T_R, K$	1642	1544	1500	1459	1417	1715	1623	1579	1534	1511
	$T_0, K$	2078	2168	2175	2136	2013	2228	2312	2296	2228	2211
д)	$V_f \cdot 10^{-3} м/с$	10	7.1	5.7	3.9	0.95	10	10	6	4.8	1
	$t_{burn}, мс$	130	529	1259	3456	14446	125	504	1147	3253	14003
	$t_{burn}, мс$	132	537	1278	3502	14533	127	511	1163	3301	14093
	$t_{burn} / t_{burn}$	0.98	0.98	0.99	0.99	0.99	0.98	0.99	0.99	0.99	0.99

стадии инертного прогрева температура поверхности приближается к температуре газовой среды (рис. 1а, 1в т. В', скорость изменения температуры поверхности минимальна). На этом этапе активизируется химический прогрев; теплопритоки за счет химических реакций возрастают, начинается процесс самоускорения реакции окисления, система переходит в состояние с более высокой температурой (т. В – переход на высокотемпературный режим), которая при этом непрерывно повышается. После прохождения максимального значения (т. М) температура поверхности снижается. При достижении диаметром и температурой частицы критических значений в т. П (рис. 1а-в) происходит самопроизвольный переход с квазистационарного высокотемпературного режима на низкотемпературный. На кривой  $d(t)$  в точке П появляется излом, характеризующий переход на низкоскоростной режим протекания реакции.

Из рис. 1а, в следует, что на этапе воспламенения и на начальной стадии горения температура в центре частицы отстает от температуры поверхности. Ее максимальное приближение к температуре поверхности наблюдается вскоре после достижения квазистационарного высокотемпературного режима горения. После прохождения температурой поверхности максимального значения температура в центре частицы становится выше, и ее максимум наблюдается не-

сколько позже. На стадии потухания поверхность охлаждается интенсивнее, температура центра частицы в т. П превышает температуру поверхности более, чем на 300 К.

Анализ температурного профиля по частице (рис. 1г) указывает на значительное различие температур поверхности ( $T_R$ ) и центра ( $T_0$ ) на начальной стадии процесса ( $t = 0,01$  с), которое по мере прогрева уменьшается ( $t = 0,02$  с) и минимизируется вблизи т. В'. Температура частицы в которой близка к температуре окружающего газа (т. В',  $t = 0,07$  с). Т. В характеризует температуру частицы, при которой на ее поверхности активизируются химические превращения, тепловыделения от которых определяют ее дальнейший саморазогрев.

а) Температура поверхности растет по сравнению с температурой центра. В т. В их разность максимальна ( $t = 0,11$  с), происходит переход близлежащих к поверхности слоев частицы в высокотемпературное состояние. Температура центра при этом ниже температуры поверхности примерно на 100 К.

При изучении высокотемпературного превращения частиц натурального топлива важными количественными характеристиками процесса являются: период индукции, время высокотемпературной стадии – время горения, температура горения, критические параметры перехода из высокотемпературного состояния в низкотемпературное (время, диаметр, температура потухания).

Полученные временные зависимости для широкого диапазона начальных диаметров частиц и двух температур газа, позволили определить нам эти характеристики. В таблице представлены значения периода индукции  $t_{инд}$ , длительности высокотемпературного этапа  $t_{burn}$ , момента времени  $t_c$ , с которого начинается низкотемпературный режим теплообмена и температур  $T$  углеродного массива, которые рассчитаны относительно поверхности частиц (индекс «R») и ее центра (индекс «0»), а также скорость распространения тепла вглубь частицы ( $V_f$ ).

Полное время высокотемпературной стадии  $t_{burn}$  рассчитывалось как длительность процесса от момента зажигания поверхности частицы ( $t_{инд}$ , табл.а) до момента максимальной скорости уменьшения температуры в центре ( $t_{e0}$ , табл.г).

Из представленной таблицы видно, что для различных температур газовой среды существуют общие качественные особенности временных характеристик процесса нагрева частиц различных размеров:

1) при фиксированной температуре окислительной среды с увеличением диаметра частицы время индукции  $t_{инд}$  увеличивается, однако это время уменьшается для частиц одного размера с повышением температуры окружающего газа;

2) длительность высокотемпературного процесса частиц  $t_{burn}$  возрастает с увеличением их размера при фиксированной температуре окружающей среды, и этот же интервал времени уменьшается с повышением температуры окружающей среды для частиц одинакового диаметра.

Анализ таблицы позволяет сделать следующие выводы:

1) Переход на высокотемпературный режим частицы относительно ее поверхности и центра (табл., а, б) происходит в различные моменты времени. Если для мелких частиц ( $d = 100$  мкм,  $T_g = 1400$  К) эта разница составляет 5 мс, то для крупных ( $d = 1000$  мкм) она увеличивается до 500 мс. С увеличением температуры газа ( $T_g = 1500$  К) время отставания температуры центра частицы от температуры ее поверхности сокращается. Температура поверхности частицы в момент перехода на высокотемпературный режим поверхности выше температуры ее центра более чем на 100 К, а для миллиметровых частиц – более чем на 300 К (табл., а). Отметим важный факт, что в момент завершения стадии химического саморазогрева (т. В) температура центра (табл., б) может быть существенно выше, чем в аналогичных условиях температура поверхности ( $T_R$ , табл., а). Это объясняется отсутствием химической реакции в центре, температура которого определяется только уровнем разогрева поверхности. На горящей поверхности дальнейшее увеличение температуры лимитируется скоростью подвода окислителя.

2) При переходе из высокотемпературного в низкотемпературное состояние ( $t_{R}$ ) разность температур поверхности и центра частицы значительно выше, чем при зажигании (табл., в). Если рассматривать этот переход относительно центра частицы ( $r$ ), то эта разность еще более возрастает.

3) Сравнительный анализ (табл., д) полного времени высокотемпературной стадии частиц  $t_{bur}$  и времени горения, рассчитанного относительно поверхности частицы  $t_{bur}$ , показывает, что учет распределения температуры по частице не значительно влияет на эту временную характеристику процесса горения. За время горения температура, как поверхности, так и центра частицы возрастает в 1.3 раза. Температура центра частицы практически сравнивается с температурой поверхности, причем разность между этим температурами тем выше, чем больше размер частицы и выше температура газовой среды.

Таким образом, на разных этапах высокотемпературного теплообмена частицы угля с воздухом температура ее поверхности отличается от температуры центра на определенную величину. По нашему мнению неучет перепада температур по радиусу частицы может привести к некоторому искажению результатов математического моделирования задачи, особенно на стадии инертного прогрева и эффективного химического энерговыделения.

Экспериментальные исследования температурного профиля при высокотемпературном окислении углеродных частиц проводились на установке, содержащей высокотемпературную печь, термопары для измерения температур среды, поверхности и центра частиц, АЦП и яркостного пирометра, измеряющего дополнительно температуру поверхности.

В качестве варьируемых параметров выбирались энергетические характеристики газа и пространственные характеристики частиц. Рассматривались частицы топлива диаметрами  $d = 3 - 10$  мм, температура газа в печи  $T_g = 1000 - 1150$  К.

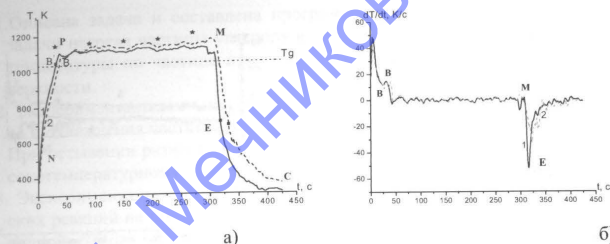


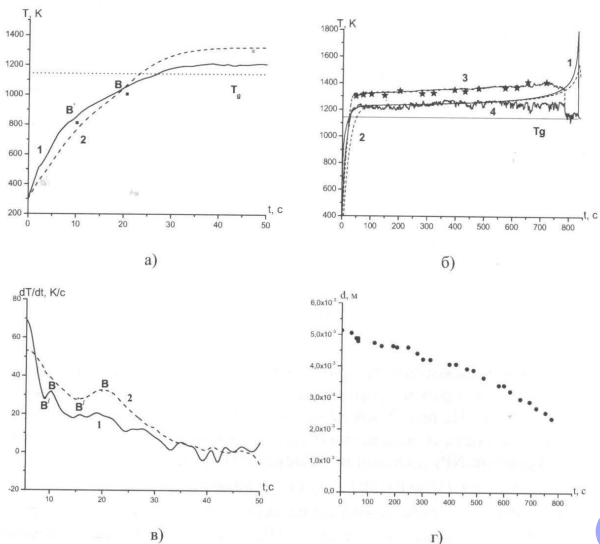
Рис. 2. Экспериментальные временные зависимости температуры углеродной частицы (а) и скорости ее изменения (б), на поверхности (1) и в центре (2), ★ – измерения яркостным пирометром;  $d = 5.34$  мм,  $T_g = 1033$  К.

Нагрев и высокотемпературное окисление частиц можно проиллюстрировать экспериментальными графиками временных зависимостей температуры и ее производной. На рис. 2 показаны экспериментальные зависимости температуры (а) и скорости ее изменения (б) на поверхности частицы и в ее центре при нагреве (участок NP), окислении (участок PM) и остывании (участок ME). Линией  $T_g$  отмечена температура нагретого воздуха в печи. Из графиков видно, что на участке прогрева температура центра частицы ниже температуры поверхности и их разность составляет  $\sim 100$  К. Анализ временных зависимостей скоростей изменения температуры на этом этапе указывает на активацию химических процессов в углеродной частице. Это подтверждается экстремумами  $dT/dt$  (минимум в т. В' и максимум в т. В) на поверхности частицы. Качественно подобное поведение температуры наблюдается и в центре частицы с небольшим запозданием по времени. На этапе окисления (участок PM) температура поверхности частицы превышает температуру окислительной среды и практически не изменяется.

Температура центра частицы возрастает и превышает температуру ее поверхности, вероятно, вследствие больших теплопотерь излучением к стенкам от термопары, регистрирующей температуру поверхности. Этому повышению способствует, видимо, и химическое тепловыделение в порах частицы, которые пронизывают углеродный массив.

При извлечении частицы из печи (т. М) наблюдается ее остывание (участок ME), скорость которого максимальна в т. E (рис. 2, минимум  $dT/dt$ ). Звездочками даны измерения температуры поверхности яркостным пирометром, которые находятся в удовлетворительном согласии с температурой, измеряемой термопарой.





**Рис. 3.** Временные зависимости: а) температуры поверхности (1) и центра (2) углеродной частицы на начальном этапе прогрева; б) температуры поверхности (4) и центра (3) частицы во время всего эксперимента и рассчитанные теоретически (кривые 1 и 2); в) временной производной температуры поверхности (1) и центра (2) частицы на начальном этапе прогрева; г) зависимость диаметра частицы от времени, полученная экспериментально для  $d = 5.13 \mu m$ ,  $T_g = 1143 K$ ; ★ – температура частицы, измеренная при помощи яркостного пирометра.

На рис. 3а,б,в,г. представлены экспериментальные и расчетные временные зависимости температуры, скорости ее изменения и диаметра частицы углерода  $d = 5.13 \mu m$ , окисляющейся в нагретом газе  $T_g = 1143 K$ .

Экстремумы на зависимостях  $dT/dt$  на начальном этапе прогрева (рис.3.в) указывают на активизацию химических процессов в углеродном массиве, в результате чего частица переходит в высокотемпературное состояние.

Температура частицы в центре в процессе высокотемпературного окисления превышает температуру поверхности (рис.3.б). Действительная температура поверхности частицы, рассчитанная по показаниям яркостного пирометра, хорошо согласуется с показаниями термопары.

Таким образом:

1. Описана задача и составлена программа компьютерного моделирования задачи нагрева частицы углерода в газовой среде с учетом распределения температуры по частице при протекании химических реакций на ее поверхности.
2. Экспериментальными исследованиями установлено, что в процессе нагрева и охлаждения частицы температуры поверхности и центра неодинаковы. При остывании разность этих температур больше, чем при переходе к высокотемпературному окислению.
3. Экспериментальным путем доказано, что начало самоускорения химических реакций на поверхности частицы характеризуется минимумом производной  $dT/dt$ , момент перехода к высокотемпературному окислению – максимумом, а момент перехода к низкотемпературному состоянию – минимумом в отрицательной области значений  $dT/dt$ .
4. Доказана необходимость учета распределения температур по частице при определении в результате физико-математического моделирования характеристик высокотемпературного теплообмена, особенно для крупных частиц углерода.

#### Литература:

1. Рябчук Л.И., Орловская С.Г., Чесноков М.Н., Новикова И.В. Высокотемпературный теплообмен углеродной частицы с учетом распределения температуры по диаметру. // Труды VI Минского международного форума «Теплообмен – ММФ-2008». – Минск. – 2008.
2. Калинин В.В., Орловская С.Г., Калинин А.И., Дубинский А.В. Теплообмен частицы с воздухом при учете стефановского течения и теплопотерь излучением // Теплофизика высоких температур. – 1996. – Т.34, №1. – С. 83-91.
3. Головина Е.С. Исследование гетерогенного горения и газификации углерода и твердого топлива // Физика горения и взрыва. – 2002. – Т.38, №4. – С.25-34.

Орловська С.Г., Рябчук Л.І., Калінчак В.В.,  
Протас С.К. Новикова І.В.

Дослідження розподілу температури по частинці при  
Високотемпературному тепло масообміні с газом

#### АНОТАЦІЯ

Розглянуто задачу високотемпературного тепломасообміну і окислення частинок вуглецю з урахуванням розподілу температури по їх діаметру. Доведено, що при фізико-математичному моделюванні задачі визначення характеристик процесу необхідно врахувати розподіл температури в глибину вуглецевого масиву, особливо для частинок великого розміру.

Orlovskaya S.G., Ryabchuk L.I., Kalinchak V.V.,  
Protas S.K., Novikova I.V.

**Effect of temperature distribution inside carbon particle  
on high temperature heat transfer.**

**SUMMARY**

*High temperature heat and mass transfer during carbon particle oxidation was investigated with temperature profile account along particle radius. It was shown that correct modeling required the account of temperature profile, especially for coarse carbon particles.*

**ТЕПЛОМАСООБМЕН**

УДК 536.21

**Рокицький М.О., Шут М.І.**

*Національний педагогічний університет імені М.П. Драгоманова, м. Київ*

**Теплопровідність матрично-дисперсної системи на основі пентапласту  
та йодиду срібла**

*Проведено експериментальні дослідження впливу теплових полів на теплофізичні властивості композитів матрично-дисперсної системи пентапласт – йодид срібла (AgI). Встановлені закономірності змін теплопровідності, мікро- та макроструктурування композитів системи в залежності від вмісту компонентів. Проведена оцінка теплопровідності пентапласту у сталі пристійного шару в залежності від зміни температури. Результати обговорюються з використанням моделі квазіізогенного середовища.*

Модифікування полімерів дисперсними наповнювачами є ефективним методом керованого регулювання фізичних властивостей композиційних матеріалів, що дозволяє суттєво розширити межі використання виробів із них. У ряді випадків до полімерних композиційних матеріалів ставляться нетрадиційні підвищені вимоги щодо їх теплопровідності. Особливий інтерес представляють собою композиційні матеріали до яких ставляться вимоги зміни знаку приросту теплопровідності при певних температурах для керованого теплопровідності. Таких властивостей ПКМ можуть набувати за випадку значної різниці теплопровідності складових композиту, а саме при використанні в якості матриці полімеру з монотонним у певному температурному інтервалі експлуатації пониженням теплопровідності, а в якості наповнювача матеріалу зі змінним у даному температурному інтервалі механізмом теплопровідності, а отже, і зі змінною теплопровідністю.

В якості полімерної матриці було вибрано порошкоподібний пентапласт промислового виробництва марки БП. Вихідний порошок диспергували механічним способом із наступним фракціонуванням з використанням лабораторних сит марки УКС-СЛ-200 з діаметром комірок 50 та 40 мкм. Перед пресуванням порошок пентапласту було витримано протягом 24 год при температурі 50 °С для видалення легких низькомолекулярних домішок.

Дисперсний наповнювач – йодид срібла (AgI) синтезували з особливо чистих йодиду калію KI та AgNO<sub>3</sub>. Розчин KI вливали при постійному перемішуванні у розчин AgNO<sub>3</sub>. Змішування розчинів та промивання осаду AgI проводили у темряві. Залишок переносили на фільтрувальний папір та висушували при 110 °С. Висушений AgI диспергували механічним способом. Розмір частинок контролювали за допомогою оптичного мікроскопа ПМТ-3. Контроль чистоти вихідного AgI здійснювали методом рентенофазового аналізу. Ди-

фрактограми досліджуваних зразків реєстрували на дифрактометрі ДРОН-4-07 у випромінюванні  $Cu K_{\alpha}$  лінії аноду з нікелевим фільтром у відбитих променях і геометрії зйомки по Бреггу - Брентано.

Зразки системи пентапласт – дисперсний AgI готували у наступному термо-баро-часовому (Т-р-т) режимі: нагрівання зі швидкістю 3,5 К/хв, витримка при 483 К протягом 15 хв під тиском 20 МПа, охолодження з розплав у швидкості 0.5 К/хв, що відповідає найкращим технологічним умовам переробки композиту з урахуванням властивостей як наповнювача, так і полімерної матриці [1].

Вимірювання температурної залежності теплопровідності в інтервалі температур 113 – 493 К проводили при неперервній зміні температури нагрівника в режимах, близьких до регулярного нагріву з використанням динамічного  $\lambda$  - калориметра, що являв собою модернізований вимірювач теплопровідності “ИТ- $\lambda$ -400”.

Результати дослідження теплопровідності свідчать про монотонне зменшення теплопровідності в інтервалі температур 113 – 419 К з тенденцією більш інтенсивної зміни при низьких температурах (113 – 208 К) для чистого полімера. Для AgI інтенсивність зміни теплопровідності нижче температури фазового переходу діелектрик – суперіонік подібна до кристалічних діелектриків – з підвищенням температури значення теплопровідності зменшується (рис. 1).

Концентраційні залежності теплопровідності композитів МДС пентапласт – AgI наведено на рис. 2, з якого видно, що при концентрації  $C_V \approx 30\%$  спостерігається різке підвищення значень коефіцієнта теплопровідності, що в залежності від температури може перевищувати відповідні значення  $\lambda$  для чисто-

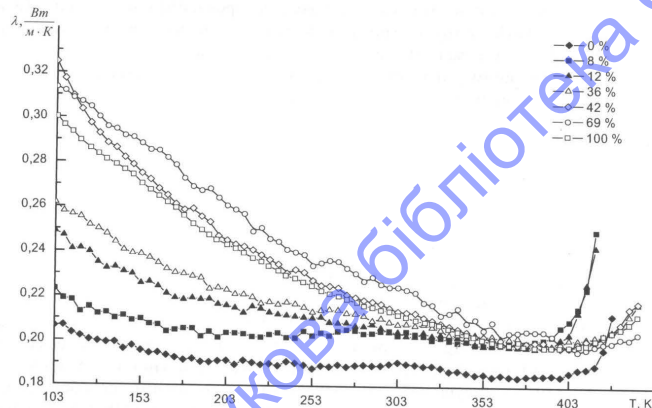


Рис.1. Температурні залежності теплопровідності композитів системи пентапласт - AgI

го пентапласту у 1,5 рази [2].

Фазовий  $\beta \rightarrow \alpha$  перехід у йодиді срібла пов'язаний з руйнуванням підгратки срібла і “розморожуванням” іонної електропровідності [3, 4], величина якої при фазовому переході стрибкоподібно зростає у  $10^3 - 10^4$  разів [5, 6]. При цьому іони  $Ag^+$  приймають участь одночасно у двох незалежних видах рухів: трансляційному і локальному.

Локальний рух іонів срібла представляє собою хаотичний “броунівський” рух у деяких обмежених “мікропорознинах” кристалічної ґратки Г, тоді як трансляційні рухи являють собою переміщення іонів срібла у міжвузловому просторі по зигзагоподібним траєкторіям за стрибковим механізмом – деякий час ( $\tau_0 = 7,5 \cdot 10^{-12}$  с) іони срібла знаходяться у фіксованому положенні, а потім протягом часу  $\tau$  ( $\tau = 16,5 \cdot 10^{-12}$  с) здійснюють стрибкоподібні переміщення на відстані порядку 50 нм. В результаті переходу утворюється зв'язана сітка траєкторій руху іонів (каналів провідності), яка пронизує усю жорстку структуру підґратки, сформовану аніонами йоду. Оскільки  $\sigma_e < 10^7$  Ом $^{-1}$ ·см $^{-1}$  [7], то вплив електронної складової теплопровідності AgI є незначним і не розглядається. Таким чином іони срібла відповідальні за швидкий іонний електро- тепло- та масоперенос [8, 9].

При малому вмісті дисперсного наповнювача теплопровідність ПКМ низька і близька до теплопровідності полімера і забезпечується реалізацією фононного механізму у наповнювачі, кристалічних, а також за рахунок провідності кінетичними елементами аморфних ділянок полімеру за дифузійним ме-

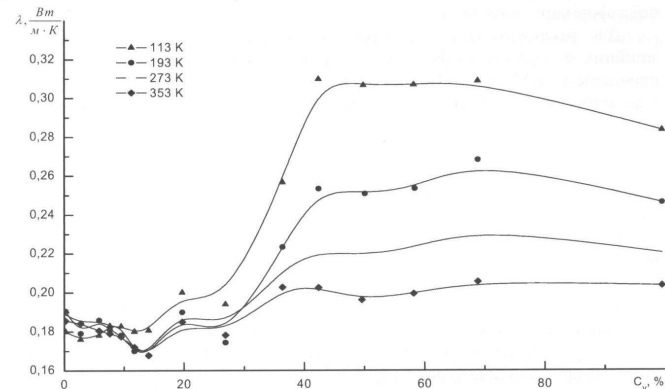


Рис.2. Концентраційні залежності теплопровідності композитів системи пентапласт – AgI.



ханізмом.

При концентраціях  $C_V > 42\%$  значення  $\lambda$  композитів наближається до відповідних значень коефіцієнтів теплопровідності наповнювача [10] за рахунок збільшення вмісту більш теплопровідного наповнювача (при  $T = 103\text{ K}$

$$\frac{\lambda_{\text{AgI}}}{\lambda_{\text{пентапласт}}} > 1,5), \text{ а при } C_V = 69\% \text{ навіть перевищує її за рахунок сумарного вне-$$

ску механізмів провідності полімерної матриці та дисперсного наповнювача (рис. 1). Зростання значень теплопровідності композитів пов'язане із реалізацією структурного перколяційного переходу в наповнювачі – система ізольованих кластерів – неперервний кластер (ІК – НК), що виявляється з теплофізичних вимірювань в околі  $\sim 30\%$  (рис. 2), що співпадає з відповідним значенням, одержаним з електрофізичних досліджень [11, 12].

При температурах вище температури фазового переходу вказані механізми провідності доповнюються переважаючим потужним дифузійним переносом, пов'язаним із трансляційним переміщенням іонів і фононим механізмом, обумовленим підсиленням локальної рухливості катіонів срібла у наповнювачі.

Деяке підвищення теплопровідності чистого пентапласту та композитів з низьким вмістом наповнювача на графіку температурної залежності теплопровідності при температурах вищих  $393\text{ K}$  відбувається за рахунок порушення режиму вимірювання як наслідок процесів передплавлення полімерної матриці, зміни її в'язкості і товщини зразків під дією масивного тепловоду. При підвищенні концентрації йодиду срібла цей ефект практично зводиться до нуля внаслідок утворення жорсткого каркасу з частинок наповнювача і малої сумарної деформації композитів.

Для реального опису процесів теплопровідності у полімерних композиційних матеріалах необхідним є встановлення залежності ефективної теплопровідності КМ від особливостей структури, взаємодії, теплофізичних параметрів, вмісту компонентів системи та геометрії їх просторового розташування.

Особливістю полімерних композиційних матеріалів є утворення при введенні у полімер дисперсних частинок наповнювача пристінного до поверхні модифікатора шару з відмінними від полімеру в об'ємі властивостями, що може бути спричинено виникненням просторової орієнтації молекул полімеру на поверхні частинок наповнювача під дією внутрішніх радіальних напруг стиснення, викликаних різницею температурних коефіцієнтів лінійного розширення компонентів, величини яких у системі пентапласт – AgI можуть досягати значень  $\approx 4 \cdot 10^7\text{ Па}$ , появою тріщин та інших змін структури полімеру. Тому при визначенні ефективних властивостей ПКМ їх, за відсутності порового простору, розглядають як трьохкомпонентну систему, де в якості третьої компоненти виступає пристінний шар полімеру.

Вплив на ефективну теплопровідність пристінного до частинок дисперсного наповнювача шару полімеру враховується у моделі квазігомогенної системи з хаотичним розподілом компонентів [13].

Зрахуємо за цією моделлю ефективну теплопровідність композитів МДС пентапласт – AgI, що являє собою матрицю із зв'язуючого полімеру – пентапласту, до якої введено анізодіаметричні частинки йодиду срібла. Зміни структури такого композиційного матеріалу можна описати наступним чином. У матриці пентапласту при її наповненні йодидом срібла виникають ізольовані групи частинок наповнювача. При збільшенні об'ємної концентрації наповнювача відбувається перехід ІК – НК. Подальше збільшення концентрації призводить до зростання об'єму НК що при досягненні деякого значення  $C_V$  займає весь об'єм композиту. Таким чином визначення ефективної теплопровідності КМ зводиться до визначення властивостей НК та всього композиту.

Для визначення ефективної теплопровідності неперервного кластеру опишемо навколо частинок AgI багатогранника, таким чином, щоб їх грані були дотичними у точках контакту. Тепер структура НК складається із багатогранників, що описані навколо частинок, а властивості НК стають аналогічними до властивостей багатогранника з усередненими геометричними параметрами. Об'ємна концентрація багатогранників з частинками наповнювача обчислюється за формулою

$$C_{V_1} = g \cdot C_V, \quad (1)$$

де  $g = \frac{V_r}{V_0}$  – нормувальний множник;  $V_1$  – об'єм багатогранника;  $V_0$  – об'єм частинки наповнювача.

На рис. 3 представлено зображення узагальненого елемента (УЕ) КМ системи пентапласт – AgI та еквівалентної схеми теплових опорів УЕ.

Визначимо тепловий опір, що чинить узагальнений елемент проходженню теплового потоку вздовж осі OX, для чого розпишемо теплові опори, що чинять окремі ділянки УЕ:

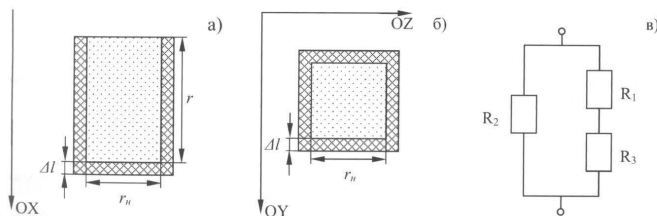


Рис. 3. а) – усереднений елемент; б) – поперечний переріз усередненого елемента у площині YOZ; в) – еквівалентна схема теплових опорів узагальненого елемента

$$\left. \begin{aligned} R_1 &= \frac{r}{\lambda_n r_n^2} \\ R_2 &= \frac{r + \Delta l}{4\lambda_w \Delta l (r_n + \Delta l)} \\ R_3 &= \frac{\Delta l}{\lambda_w r_n^2} \end{aligned} \right\},$$

де  $R_1$  – тепловий опір частинки наповнювача;  $R_2$  – тепловий опір пристінного шару полімеру висотою  $r_n + \Delta l$  та площею поперечного перерізу  $(r_n + 2\Delta l)^2 - r_n^2$ ,  $\lambda_w$  – теплопровідність полімеру у стані пристінного шару;  $R_3$  – тепловий опір прошарку полімеру у стані пристінного шару висотою  $\Delta l$  та площею поперечного перерізу  $r_n^2$ .

Тепловий опір узагальненого елемента  $R_k$  можна змоделювати за еквівалентною схемою. Він складатиметься із послідовно з'єднаних опорів  $R_1$  і  $R_3$  та паралельно під'єднаного до них опору  $R_2$ :

$$R_k = \frac{R_2 (R_1 + R_3)}{R_1 + R_2 + R_3}. \quad (2)$$

Підставимо у вираз (2) значення опорів  $R_1$ ,  $R_2$  та  $R_3$ :

$$R_k = \frac{(r + \Delta l)(r\lambda_w + \Delta l\lambda_n)}{\lambda_n \lambda_w r_n^2 (r + \Delta l) + 4\Delta l \lambda_w (r\lambda_w + \Delta l\lambda_n)(r_n + \Delta l)} \quad (3)$$

З іншого боку опір узагальненого елемента:

$$R_k = \frac{r + \Delta l}{\lambda_k (r_n + 2\Delta l)^2}, \quad (4)$$

де  $\lambda_k$  – теплопровідність узагальненого елемента.

Прирівнюючи праві частини рівнянь (3) та (4) отримуємо вираз для обчислення ефективної теплопровідності узагальненого елемента:

$$\lambda_k = \frac{\lambda_n \lambda_w r_n^2 (r + \Delta l) + 4\Delta l \lambda_w (r\lambda_w + \Delta l\lambda_n)(r_n + \Delta l)}{(r\lambda_w + \Delta l\lambda_n)(r_n + 2\Delta l)^2}.$$

Тепер виконаємо ренормування багатогранників для чого проведемо розрахунок об'єму багатогранника та частинки наповнювача:

$$V_n = (r + \Delta l)(r_n + 2\Delta l)^2; V_w = r \cdot r_n^2.$$

Тоді нормувальний множник –  $g = \frac{(r + \Delta l)(r_n + 2\Delta l)^2}{r \cdot r_n^2}$ . Підставимо отриманий для розрахунку нормувального множника вираз у рівняння (1):

$$C_{V_n} = \frac{(r + \Delta l)(r_n + 2\Delta l)^2}{r \cdot r_n^2} C_V.$$

Тепер НК можна розглядати як квазіізотропну область з коефіцієнтом теплопровідності, що дорівнює  $\lambda_k$ . У цьому випадку композиційний матеріал мож-

на представити як двокомпонентний з відповідними коефіцієнтами теплопровідності  $\lambda_k$  і  $\lambda_w$ . Тепер використовуючи перколяційну модель [14] можна визначити ефективний коефіцієнт теплопровідності композитів пентапласт – AgI за формулою:

$$\lambda_{\text{еф}} = \lambda_n \left[ \frac{\lambda_k \bar{S}_{1k}}{\lambda_w \bar{S}_{1k}} + \frac{\bar{S}_{3k}}{\bar{L}_{1k} (\frac{\lambda_n}{\lambda_k} - 1) + 1} + \frac{\bar{S}_{2k}}{\bar{L}_{2k} (\frac{\lambda_n}{\lambda_k} - 1) + 1} + \bar{S}_{4k} \right], \quad (5)$$

де при

$$1) 0 \leq C_{V_n} \leq C_{V_c}: \bar{L}_{1k} = 0; \bar{L}_{2k} = C_{V_n}^{\frac{1}{3}}; \bar{S}_{1k}^{(M)} = 0; \bar{S}_{2k} = C_{V_n}^{\frac{2}{3}}; \bar{S}_{3k} = 0; \bar{S}_{4k} = 1 - C_{V_n}^{\frac{2}{3}};$$

$$2) C_{V_c} < C_{V_n} \leq 0,5: \bar{L}_{1k} = \bar{S}_1^{\frac{1}{2}}; \bar{L}_{2k} = C_{V_c}^{\frac{1}{3}}; \bar{S}_{1k}^{(M)} = \frac{1}{3} \left( \frac{C_{V_n} - C_{V_c}}{1 - C_{V_c}^{\frac{1}{3}}} \right); \bar{S}_{2k} = C_{V_c}^{\frac{2}{3}} - \bar{S}_1;$$

$$\bar{S}_{3k} = 2\bar{L}_1(1 - \bar{L}_2); \bar{S}_{4k} = 1 - C_{V_c}^{\frac{2}{3}} - \bar{S}_{3k}$$

$$\left( \text{тут і далі } \bar{S}_i = \left( \frac{C_{V_n} - C_{V_c}}{1 - C_{V_c}} \right)^{1,6} + u(z) \left( \bar{S}_w - \left( \frac{C_{V_n} - C_{V_c}}{1 - C_{V_c}} \right)^{1,6} \right) \right), C_{V_n} = 1 - C_{V_c},$$

$$u(z) = 5,53z - 8,3z^2 + 3,23z^3 + 0,54z^4, z = \frac{\lambda_w}{\lambda_k};$$

$$3) 0,5 < C_{V_n} \leq 1 - C_{V_c}: \bar{L}_{1k} = 1 - \bar{S}_4^{\frac{1}{2}}; \bar{L}_{2k} = 1 - C_{V_c}^{\frac{1}{3}}; \bar{S}_{1k}^{(M)} = 1 - C_{V_c}^{\frac{2}{3}} - \bar{S}_3;$$

$$\bar{S}_{2k} = C_{V_c}^{\frac{2}{3}} - \bar{S}_{4k}; \bar{S}_{3k} = 2\bar{S}_4^{\frac{1}{2}} \left( 1 - C_{V_c}^{\frac{2}{3}} \right); \bar{S}_{4k} = \frac{1}{3} \left( \frac{C_{V_n} - C_{V_c}}{1 - C_{V_c}^{\frac{1}{3}}} \right);$$

$$4) 1 - C_{V_c} < C_{V_n} \leq 1: \bar{L}_{1k} = 1; \bar{L}_{2k} = 1 - C_{V_n}^{\frac{1}{3}}; \bar{S}_{1k}^{(M)} = 1 - C_{V_n}^{\frac{2}{3}}; \bar{S}_{2k} = C_{V_n}^{\frac{2}{3}}; \bar{S}_{3k} = 0; \bar{S}_{4k} = 0.$$

Тепер використовуючи рівняння (5) та беручи до уваги, що (виходячи із геометричних міркувань) товщина пристінного шару пентапласту при концентрації  $C_V = 50\%$  становить 0,288 нм, можна обчислити значення ефективної теплопровідності композитів МДС пентапласт – AgI.

Як видно з рис. 4 розрахунок ефективної теплопровідності композитів системи пентапласт – AgI за моделлю квазіізотропного середовища із врахуванням пристінного шару полімеру із особливою структурою та властивостями дозволяє досить точно описати концентраційні залежності теплопровідності КМ.

Слід зауважити, що використання моделі квазіізотропного середовища дозволило підтвердити гіпотезу про вищі ніж у полімера в об'ємні значення коефіцієнтів теплопровідності пристінного шару, їх залежність від температури та дозволило оцінити значення  $\lambda_w$  на кількісному рівні. Так найкраще набли-



ження теоретично розрахованих кривих до отриманих експериментальним шляхом при температурі 113 К досягається при значенні теплопровідності пристінного шару пентапласту  $\lambda_{ш} = 0,348 \frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}}$ , при  $T = 193 \text{ К}$  відповідне значення коефіцієнту теплопровідності  $\lambda_{ш} = 0,296 \frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}}$ , при  $T = 273 \text{ К}$  –  $\lambda_{ш} = 0,249 \frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}}$  та при  $T = 353 \text{ К}$  –  $\lambda_{ш} = 0,212 \frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}}$ .

Значення коефіцієнтів теплопровідності пристінного шару пентапласту при температурах 113, 193, 273 та 353 К перевищують значення для полімеру в об'ємі на 94,3, 55,4, 31,9 та 14,2 % відповідно. Високі значення теплопровідності пристінного шару пентапласту у МДС пентапласт – AgI, очевидно, зумовлені більш впорядкованою по відношенню до полімеру в об'ємі структурою, що підтверджується дослідженнями швидкості поширення та поглинання ультразвуку, лінійного розширення, теплостомості та діелектричної релаксації у НВЧ діапазоні. Пониження значень  $\lambda_{ш}$  з ростом температури може бути викликане поступовим руйнуванням впорядкованої структури пристінного шару, що відбувається внаслідок зростання амплітуд коливань полімерних ланцюгів та окремих кінетичних одиниць.

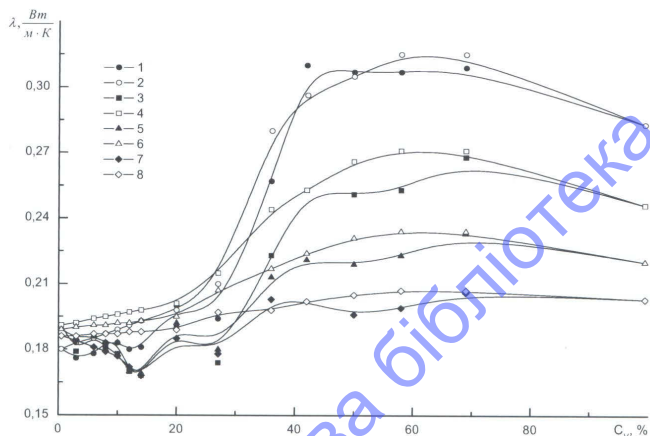


Рис. 4. Порівняння експериментально отриманих залежностей теплопровідності системи пентапласт – AgI при 113 К – 1, 193 К – 3, 273 К – 5 та 353 К – 7 із теоретично розрахованими залежностями ефективною теплопровідності за моделлю квазі-гомогенного середовища 2, 4, 6 та 8, відповідно

#### Література:

1. Рокицький М.О., Кирилов Д.В., Янчевський Л.К., Левандовський В.В. Технологія та пристрій для приготування термоістичних ПКМ методом пресування // Науковий часопис НПУ імені М.П. Драгоманова. Сер.: Фіз.-матем. науки. – 2004. – №5. – С.58-62.
2. Рокицький М.О., Шут М.І., Махно С.М., Левандовський В.В., Горбик П.П. Тепло- та електрофізичні властивості композитів системи пентапласт – дисперсний суперіонний провідник (AgI) // Науковий часопис НПУ імені М.П. Драгоманова. Сер.: Фіз.-матем. науки. – 2005. – №6. – С.43-49.
3. John V. Goodenough. Solid electrolytes. // Pure and Appl. Chem. – 1995. – Vol.67, №6. – P.931-938.
4. Sumandana C.S., Kumar P., Senthil. Theoretical approaches to superionic conductivity // Bull. Matter. Sci. – 2004. – Vol.27. – P.1-17.
5. Бакунцева М.В., Горбик П.П., Комащенко О.В., Левандовський В.В., Махно С.М., Гаркуша О.М., Чуйко О.О. Дослідження електропровідності системи поліхлортрифторетилен – дисперсний йодид срібла // Доповіді НАН України. – 1998. – №3. – С.78-81.
6. Гаркуша О.М., Горбик П.П., Дзюбенко Л.С., Левандовський В.В., Махно С.М., Бакунцева М.В. Электрофизические свойства системы психлортрифторетилен – дисперсный йодид серебра в сверхвысокочастотном диапазоне // Металлофизика і новітні технології. – 2000. – Т.22, №8. – С.12-18.
7. Kobayashi Y., Tamura S., Imanaka N., Adachi G. Quantative demonstration of  $\text{Al}^{3+}$  ion conduction in  $\text{Al}_2(\text{WO}_4)_3$  solids // Solid State Ionics.-1998.-Vol.113-115. – P.545-552.
8. Гаркуша О.М. Властивості матричної дисперсної системи поліхлортрифторетилен – йодид срібла: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук: 01.04.18 / Інститут хімії поверхні НАН України. – К., 2003. – 18 с.
9. Левандовський В.В., Горбик П.П., Гаркуша О.М., Янчевський Л.К., Бакунцева М.В. Теплопроводность системы полихлортрифторэтилен – дисперсный йодид серебра // Металлофизика. Новітні технології. – 2002. – Т.24, №9. – С.1221-1229.
10. Рокицький М.О., Шут М.І., Махно С.М., Левандовський В.В., Горбик П.П. Тепло- та електропровідність композитів системи пентапласт – дисперсний суперіонний провідник (AgI) // XXII науч. конф. стран СНГ “Дисперсные системы”. – Одеса: Астропринт, 2006. – С.285-286.
11. Rokits'kyi M.A., Gorbyk P.P., Levandovs'kyi V.V., Makhno S.M., Kondratenko O.V., Shut N.I. Electrophysical properties of polymer composites penton – silver iodide system in SF-region // Functional Materials. – 2007, №1. – P. 1-5.
12. Рокицький М.О., Горбачов В.О., Мазуренко Р.В., Махно С.М. Електрофізичні властивості полімерних композитів на основі йодиду срібла // Всеукраїнська та міжнародною участю конф. молодих учених “Наноматеріали в хімії, біології та медицині”. – К.: ІМФ НАН України, 2007. – С.110.

13. Новиков В.В. Влияние межфазного слоя и структурных параметров на коэффициент теплопроводности полимерных композитов // Композиционные полимерные материалы. – 1988. – Вып.38. – С.17-23.
14. Дульнев Г.Н., Новиков В.В. Теория протекания и проводимости неоднородных сред // Инженерно-физический журнал. – 1983. – Т.45, №3. – С.443-551.

Рокицкий М.А., Шут Н.И.

### Теплопроводность матрично-дисперсной системы на основе пентапласта и йодистого серебра

#### АННОТАЦИЯ

Проведено экспериментальные исследования влияния тепловых полей на теплофизические свойства композитов матрично-дисперсной системы пентапласт – йодид серебра (AgI). Установлены закономерности микро- и макроструктурирования и изменения теплопроводности композитов системы в зависимости от содержания компонента. Результаты обсуждаются с использованием модели квазигомогенной среды. Проведена оценка теплопроводности пентапласта в состоянии прилегающего слоя в зависимости от изменений температуры.

Rokitskiy M.A., Shut N.I.

### Heat conductivity of penton – silver iodide matrix-disperse system

#### SUMMARY

Experimental research of thermal fields influence on thermal properties of matrix-disperse system composites based on penton and silver iodide (AgI) was fulfilled. Regularities of micro- and macrostructure formation and changes of heat conductivity of system composites with changes of components content were determined. Results were discussed using the quasihomogeneous environment model. Heat conductivity of penton in neighboring to the filler layer state (wall layer state) with temperature change was estimated.

УДК 536.4

Калинчак В.В., Черненко А.С.

Одесский национальный университет имени И.И. Мечникова  
кафедра теплофизики, НИЛ-5

### Пределы высокотемпературного теплообмена углеродных частиц при протекании параллельных химических реакций

Проводится совместный анализ зависимостей стационарных температур плотной углеродной частицы от ее диаметра и временных зависимостей температуры и диаметра с учетом ступенчатого течения и теплопотерь излучением для случаев протекания на поверхности частицы одной или двух параллельных химических реакций. Аналитически рассмотрены пределы высокотемпературных состояний при самопроизвольных и вынужденных переходах на высокотемпературные режимы теплообмена и кинетики химических реакций, причем верхний предел определяется теплопотерями излучением. Повышение температуры воздуха или содержания кислорода в смеси с азотом выше критических значений путем повышения начальной температуры выше критических значений, выбор которых предложен в работе, позволяет перевести частицу на высокотемпературный режим. Учет параллельных реакций на поверхности частицы уменьшает интервал размеров частицы, для которых возможны вынужденные переходы на высокотемпературный режим теплообмена.

Ранее [1-3] аналитически изучались пределы высокотемпературного теплообмена, критические условия, определяющие переходы на высокотемпературное окисление частицы углерода в нагретом воздухе с учетом теплообмена излучением со стенками при условии  $T_w \ll T_g$ . Показано, что в этом случае возможно существование четырех критических значений коэффициентов тепло- и массообмена, ограничивающих области самопроизвольного перехода на высокотемпературный режим (т.г) и вынужденного воспламенения (г.е). Не обращалось внимание на возможность перехода частиц углерода на высокотемпературные режимы теплообмена в холодных азотно-кислородных смесях при условии, что температуры газа и стенок равны  $T_w = T_g$ .

В данной работе аналитически определены пределы высокотемпературных состояний, значения начальной температуры, определяющих критический переход на высокотемпературное состояние в азотно-кислородных смесях комнатной температуры, а также выяснено влияния на них второй параллельной гетерогенной реакции.

Известно, что на поверхности углеродной частицы могут протекать параллельные экзотермические химические реакции



с разными константами скоростей химических реакций и тепловыми эффектами.

Плотность мощности химического тепловыделения на поверхности частицы определяется скоростями химических реакций (I) и (II) по активному газобразному компоненту – кислороду:

$$q_{ch} = (Q_1 k_1 + Q_2 k_2) C_{as} \rho_{gs},$$

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

В результате образования дополнительных газообразных масс ( $CO_2$  и  $CO$ ) на поверхности частицы скорость стефановского течения направлена от поверхности углеродной частицы и ее величина  $U_s$  определяется скоростью химической реакции по углероду  $W_c$ :

$$U_s \rho_{gs} = W_c = \frac{12}{32} (k_1 + 2k_2) C_{as} \rho_{gs},$$

$$C_{as} = C_a \left(1 + \frac{(k_1 + k_2 + U_s) \rho_{gs}}{\beta \rho_g}\right), U_s k = U_s \frac{C_a}{C_{as}}.$$

По мере удаления от поверхности частицы скорость стефановского течения убывает обратно пропорционально квадрату расстояния:  $U(r) = U_s \frac{r_s^2}{r^2}$ .

Стефановский поток увеличивает ньютоновские теплопотери в результате теплообмена частицы с газом:

$$q_g = \alpha (T - T_g) + \frac{1}{2} U_s \rho_{gs} c_g (T + T_g),$$

$$\alpha = \beta c_g \rho_g = \frac{\lambda_g Nu}{d}, \rho_{gs} = \rho_{g0} \left(\frac{T_0}{T}\right), \rho_g = \rho_{g0} \left(\frac{2T_0}{T + T_g}\right),$$

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

Теплопотери излучением к стенкам реакционной установки определяются законами Кирхгофа и Стефана-Больцмана:

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

Уравнение для изменения температуры частицы с течением времени для случая  $Bi \ll 1$  имеет вид:

$$\frac{1}{6} c_p d \frac{\partial T}{\partial t} = q_{eff}, T(t=0) = T_b, \quad (1)$$

где  $q_{eff}$  – эффективная плотность тепловыделения, теплопотерь, плотность мощности химического тепловыделения:

$$q_{eff} = q_{ch} + q_b, q_b = q_g + q_w.$$

Здесь  $Bi$  – критерий Био,  $Q_1, Q_2$  – тепловые эффекты первой и второй реакции, рассчитанные на 1 килограмм активного компонента (кислорода) в Дж/кг $O_2$ ;  $E_1, E_2$  – энергии активации первой и второй реакции в Дж/моль,  $k_1, k_2$  – константы химических реакций в м/с,  $k_{01}, k_{02}$  – передэкспоненциальные мно-

жители в м/с,  $R$  – универсальная газовая постоянная в Дж/(моль·К),  $C_{as}, C_a$  – концентрация кислорода на поверхности частицы и в газовой фазе вдали от частицы;  $\rho_g, \rho_{gs}$  – плотность газа вдали и на поверхности частицы в кг/м<sup>3</sup>,  $c_g$  – удельная теплоемкость газа в Дж/(кг·К),  $\lambda_g$  – коэффициент теплопроводности газа в Вт/(м·К),  $\rho$  – плотность частицы в кг/м<sup>3</sup>,  $c$  – удельная теплоемкость частицы в Дж/(кг·К),  $\Omega$  – температурный коэффициент теплоемкости газа в Дж/(кг·К<sup>2</sup>),  $\alpha$  – коэффициент теплообмена в Вт/(м<sup>2</sup>·К),  $\beta$  – коэффициент массообмена в м/с,  $\varepsilon$  – коэффициент черноты частицы,  $\sigma$  – постоянная Стефана-Больцмана в Вт/(м<sup>2</sup>·К<sup>4</sup>),  $d$  – диаметр частицы в м,  $T_g$  – температура газа в К,  $T_w$  – температура стенок в К,  $t$  – время в с,  $Nu$  – критерий Нуссельта.

Представим условие стационарности  $q_{eff} = 0$  из (1) в виде:

$$(Q_1 k_1 + Q_2 k_2) C_a \rho_{gs} (1 + Se)^{-1} - \frac{1}{Se} (k_1 + k_2) \rho_{gs} c_g (T - T_g) - \frac{1}{2} U_s k c_g C_a \rho_{gs} (1 + Se)^{-1} - q_w = 0,$$

$$\text{где } Se = \frac{(k_1 + k_2 + U_{st,k}) r_{gs} c_g}{\alpha}.$$

Отсюда нетрудно получить квадратное уравнение относительно числа  $Se$ :

$$\frac{1}{Se+1} - \frac{1}{Se} A_g - A_{st} \left(\frac{1}{Se+1}\right) - A_w = 0$$

или

$$A_w Se^2 - 2A_{st} Se + A_g = 0,$$

где

$$A_g = \frac{c_g \rho_{gs} (k_1 + k_2 + U_{st,k}) (T - T_g)}{(Q_1 k_1 + Q_2 k_2) \rho_{gs} C_a}, A_w = \frac{\varepsilon \sigma (T^4 - T_w^4)}{(Q_1 k_1 + Q_2 k_2) \rho_{gs} C_a},$$

$$A_{st} = \frac{1}{2} \frac{U_{st,k} \rho_{gs} c_g (T + T_g)}{(Q_1 k_1 + Q_2 k_2) C_{as} \rho_{gs}}, A = \frac{1}{2} (1 - A_g - A_w - A_{st}).$$

Зависимость диффузионно-кинетического отношения от стационарной температуры частицы представим в виде:

$$Se = \frac{1}{A_w} \left( A^2 \pm \sqrt{A^2 - A_g A_w} \right), \quad (2)$$

Величины  $A_g, A_w$  и  $A_{st}$  определяют роль различных механизмов теплообмена частицы с окружающими телами (теплообмен с окружающим газом молекулярно-конвективным путем, теплообмен излучением со стенками и теплообмен за счет стефановского течения) по отношению к химическому тепловыделению.

С учетом стефановского течения, используя (2), зависимость диаметра частицы углерода от ее стационарной температуры, описывающую критические и устойчивые режимы тепломассообмена, представим в виде:



$$d = \frac{\lambda_g Nu}{(Q_1 k_1 + Q_2 k_2) C_{\text{об}} \rho_{\text{гс}} (A^2 \pm \sqrt{A^2 - A_g A_w})} \quad (3)$$

Критические параметры, характеризующие переходы с низко- на высокотемпературные режимы тепломассообмена, определяются системой:

$$\begin{cases} q_{\text{эф}} = 0 \\ \frac{\partial q_{\text{эф}}}{\partial T} \geq 0 \end{cases} \quad (4)$$

Знак равенства в (4) характеризует критический переход на высокотемпературный режим окисления независимо от начальной температуры  $T_b$  (самопроизвольное воспламенение), знак больше определяет влияние  $T_b$  на изменение критических параметров, в частности диаметр частицы (вынужденное воспламенение). Изменение диаметра частицы в стационарном состоянии приводит к изменению ее стационарной температуры. Для сохранения условия стационарности необходимо, чтобы выполнялось равенство:

$$\frac{\partial q_{\text{эф}}}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial d} + \frac{\partial q_{\text{эф}}}{\partial d} \frac{\partial d}{\partial T} = 0 \quad \text{или} \quad \frac{\partial d}{\partial T} = - \frac{\partial q_{\text{эф}} / \partial T}{\partial q_{\text{эф}} / \partial d} \quad (5)$$

Это дает возможность при изучении критических переходов на высокотемпературные режимы окисления анализировать условия потери стационарности путем исследования зависимости диаметра частицы от ее стационарной температуры.

На рис. 1 представлены зависимости стационарной температуры частицы от ее диаметра в нагретом воздухе различной температуры.

При анализе использовались следующие теплокинетические и теплофизические постоянные:  $E_1 = 140030$  Дж/моль,  $E_2 = 154000$  Дж/моль,  $k_{01} = 6,5 \cdot 10^4$  м/с,  $k_{02} = 13 \cdot 10^4$  м/с,  $Q_1 = 12,343 \cdot 10^6$  Дж/кг  $O_2$ ,  $Q_2 = 6,844 \cdot 10^6$  Дж/кг  $O_2$ ,  $R = 8,31$  Дж/(моль·К),  $T_0 = 273$  К,  $\lambda_{\text{гс}0} = 0,244 \cdot 10^{-2}$  Вт/(м·К),  $\rho_{\text{гс}0} = 1,293$  кг/м<sup>3</sup>,  $c_{\text{гс}0} = 1005$  Дж/(кг·К),  $C_a = 0,23$ ,  $\Omega = 0,195$  Дж/(кг·К<sup>2</sup>),  $\varepsilon = 0,8$ ,  $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8}$  Вт/(м<sup>2</sup>·К<sup>4</sup>),  $n = 0,75$ .

Критические параметры коэффициентов тепло- и массообмена, характеризующие самопроизвольные переходы на высокотемпературную стадию окисления, определяются условиями ( $i_1$ ):

$$\frac{\partial q_{\text{эф}}}{\partial T} = 0, \quad \frac{\partial d}{\partial T} = 0, \quad \frac{\partial q_{\text{эф}}}{\partial d} > 0, \quad \frac{\partial^2 d}{\partial T^2} < 0.$$

Предельные высокотемпературные состояния тепломассообмена ( $T_e$ ,  $d_e$ ) определяются условиями:

$$т. е_1: \frac{\partial q_{\text{эф}}}{\partial T} = 0, \quad \frac{\partial d}{\partial T} = 0, \quad \left. \frac{\partial q_{\text{эф}}}{\partial d} \right|_{e_1} < 0, \quad \left. \frac{\partial^2 d}{\partial T^2} \right|_{e_1} < 0.$$

$$т. е_2: \frac{\partial q_{\text{эф}}}{\partial T} = 0, \quad \frac{\partial d}{\partial T} = 0, \quad \left. \frac{\partial q_{\text{эф}}}{\partial d} \right|_{e_2} > 0, \quad \left. \frac{\partial^2 d}{\partial T^2} \right|_{e_2} > 0.$$

Изменение внешних параметров таких, например, как температура газа (температура стенок) или концентрация активного компонента (окислителя), приводит к изменению критических параметров, определяющие область самопроизвольных переходов с низко- на высокотемпературные режимы тепломассообмена.

При высоких температурах газа и стенок (рис. 1а) при концентрации кислорода  $C_a = 0,23$  существует только один явно выраженный предел высокотемпературного состояния (т.  $e_1$ ). Самопроизвольно (т.е. независимо от начальной температуры) воспламеняются только те частицы, размеры которых больше  $d_{i_1}$ . Частицы, размеры которых принадлежат интервалу  $(d_{e_1}, d_{i_1})$  переходят на высокотемпературный режим тепломассообмена только при увеличении их начальной температуры выше температуры, соответствующей кривой, соединяющей критические точки (т.  $i_1$  и  $e_1$ ). Частицы больших диаметров  $d \gg d_{i_1}$  при уменьшении их размера (окисление происходит при любой температуре) плавно переходят из низкотемпературного на высокотемпературный режим тепломассообмена.

При уменьшении температур газа и стенок происходит увеличение критических значений диаметра  $d_{i_1}$  и  $d_{e_1}$ , и при некотором значении происходит вырождение критических условий, соответствующих воспламенению (рис. 2а, т.  $i_2$ ). При дальнейшем понижении температуры газа, существуют два предела высокотемпературной стадии по диаметру частицы (коэффициентам тепло- и массообмена) (рис. 1б). Частицы с размерами  $d \in (d_{e_1}, d_{e_2})$  могут воспламениться при повышении начальной температуры частицы выше значения температуры, соответствующей нижней части кривой, соединяющей точки  $e_1$  и  $e_2$ . Вынужденным воспламенением назовем процесс перехода на высокотемпературный режим тепломассообмена в результате первоначального нагрева химической

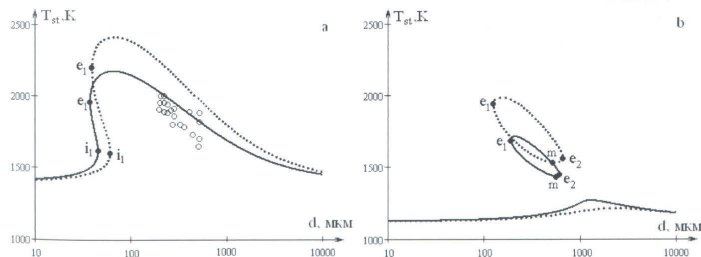
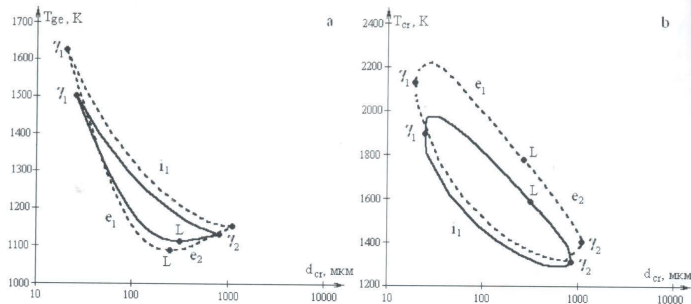


Рис. 1 Зависимость стационарной температуры частицы от ее диаметра при  $T_g = T_w = 1400$  К и  $T_g = T_w = 1125$  К.  $O$  — экспериментальные данные [4]. — — — две реакции. - - - - одна реакция.



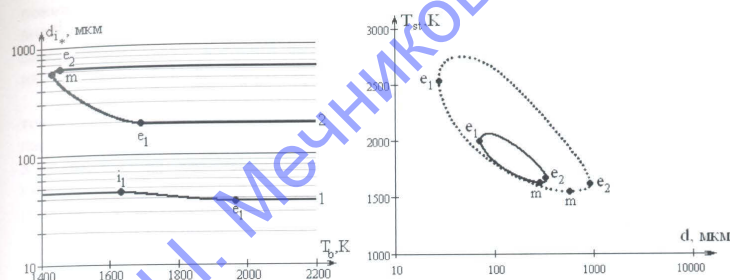
**Рис.2** Зависимости критических значений а) температуры газа и б) температур углеродных частицы от ее диаметра при  $T_g = T_w$ ,  $Ca = 0.23$ .  
 — две параллельные реакции,  
 - - - - - одна реакция.

реагирующей системы (частицы) до температуры выше критического значения. С дальнейшим уменьшением температуры газа область вынужденного воспламенения уменьшается и при некотором значении температуры газа вырождается (рис.2а, точка L). Следовательно, существует минимальная температура воздуха (т. L), при которой возможно вынужденное воспламенение частиц углерода.

Следует обратить внимание, что учет второй экзотермической параллельной реакции на поверхности частицы углерода увеличивает область воспламенения по диаметру (рис. 1а) и уменьшает область вынужденного воспламенения (рис. 1б). Уменьшение области вынужденного воспламенения связано с увеличением роли массопереноса при включении второй реакции и преобладанием при больших температурах реакции с большей энергией активации (реакция до оксида углерода) и, следовательно, с меньшим тепловым эффектом. Таким образом, критическое значение температуры окружающей среды  $T_{gl}$  при учете параллельных реакций больше, чем при учете всего лишь одной реакции.

Таким образом, получена область значений диаметров и начальных температур частицы, приводящих к возникновению высокотемпературных режимов окисления в предварительно нагретом воздухе (рис.3). На обратной зависимости критической начальной температуры от диаметра частицы (рис. 3) может наблюдаться минимум (т. m), который разделяет всю область критических диаметров на две: области малых и больших диаметров.

Для малых диаметров (больших коэффициентов тепло- и массообмена) свойственно уменьшение критического значения начальной температуры с увеличением диаметра. Это связано с тем, что с увеличением диаметра уменьшаются теплопотери с газом. При этом химическая реакция определяется кинети-



**Рис.3.** Зависимость диаметра от критического значения начальной температуры при протекании на поверхности частицы двух параллельных реакций в воздухе 1)  $T_g = T_w = 1400K$  и 2)  $T_g = T_w = 1125K$ .

**Рис.4** Зависимость стационарной температуры частицы от ее диаметра при  $T_g = T_w = 293K$ ,  $Ca = 0.45$ .  
 — две реакции. - - - - - одна реакция.

кой реакции и практически не зависит от размера частицы. В (3) таким частицам соответствует знак "+". Поэтому связь между диаметром и критическим значением начальной температуры частицы в этом случае можно описать зависимостью:

$$\alpha = \beta c_g \rho_g = \frac{\lambda_g Nu}{d}, \quad d_{cr} = \frac{\lambda_g Nu}{(Q_{1a}k_1 + Q_{2a}k_2)C_a \rho_{gr} \left( A^2 + \sqrt{A^2 - A_g A_w} \right)}. \quad (6)$$

Для больших размеров частиц (малых коэффициентов тепло- и массообмена) возрастают теплопотери на излучение по сравнению с теплообменом молекулярно-конвективным путем. Поэтому для больших диаметров частиц для ее воспламенения необходимо поднять ее начальную температуру. Большим диаметрам частиц в (3) соответствует знак "-" и критическое значение начальной температуры частицы определяется из зависимости:

$$d_{cr} = \frac{\lambda_g Nu}{c_g} \frac{(Q_{1a}k_1 + Q_{2a}k_2)C_a \left( A^2 + \sqrt{A^2 - A_g A_w} \right)}{k_1 + k_2 + U_{s,k}} \varepsilon \left( T_b^4 - T_w^4 \right). \quad (7)$$

Для определения области изменения критических диаметров и значений начальных температур частиц для данной температуры воздуха можно воспользоваться зависимостями на рис.2.

Углеродные частицы, как видно из рис. 2а, не воспламеняются в воздухе комнатной температуры при любой начальной температуре частицы. Оставляя температуру газовой среды постоянной и увеличивая концентрацию кислорода в нем, можно добиться воспламенения углеродных частиц определенных раз-

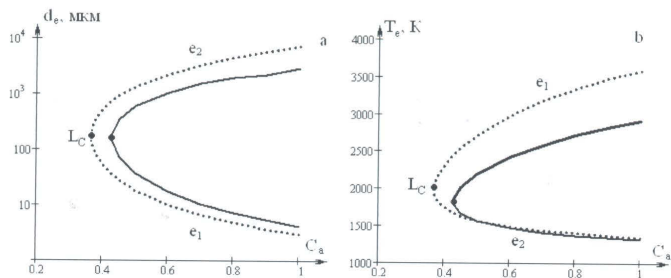


Рис. 5 Область гистерезисных режимов по диаметру и начальной температуре в зависимости от концентрации кислорода в газе при  $T_g = T_w = 293\text{K}$ .  
 — две параллельные реакции,  
 - - - - - одна реакция.

меров. На рис 4 представлены зависимости стационарной температуры от диаметра углеродной частицы в холодном газе при относительной массовой концентрации активного компонента (кислорода) в газе 0.45. Увеличение концентрации выше критического значения приводит к появлению области вынужденного воспламенения, ширина которой по диаметру уменьшается при учете параллельных реакций.

На рис. 5а,б показано влияние концентрации кислорода в газовой фазе комнатной температуры на критические значения диаметров температур углеродных частиц, т.е. область вынужденного воспламенения. На зависимости концентрации кислорода от критического диаметра наблюдается минимум, который можно объяснить так. По мере увеличения диаметра частицы уменьшается теплоотдача к газу, поэтому воспламенение возможно при меньших нагревах химической реакции, и, следовательно, при меньшей концентрации кислорода. По мере дальнейшего увеличения размера частицы возрастают теплопотери на излучение. Поэтому для воспламенения необходимо повысить концентрацию кислорода в газовой фазе.

Существует минимальное значение концентрации  $C_{a,L_c}$ , ниже которой невозможно воспламенение частиц углерода при любой начальной температуре частицы. Задавая концентрацию кислорода, определяется область диаметров (рис. 5а) и, следовательно, область начальных температур частиц (рис. 5б), до которых необходимо разогреть частицы для их воспламенения.

Учет параллельных реакций увеличивает скорость израсходования кислорода в гетерогенной химической реакции. Тем самым возрастает роль массопереноса кислорода к поверхности реакции, концентрация которого на поверхности может значительно отличаться от концентрации в среде. Повысить концентрацию на поверхности можно либо увеличением концентрации в среде, либо

понижением температуры частицы. Поэтому учет параллельных реакций приводит к увеличению критических значений концентраций кислорода и уменьшений критических значений начальных температур при вынужденном воспламенении.

Дополнительный расчет диффузионно-кинетического отношения в этих точках (рис. 5) показал, что число  $1 < Se < 4$ , что указывает на переходную область протекания химических реакций. В предельной точке L число Se близко к 3. С увеличением концентрации в случае протекания одной химической реакции значения Se монотонно убывают, а в случае протекания двух параллельных реакций –  $Se_{e2}$ , в отличие от  $Se_{e1}$  возрастает.

С ростом концентрации окислителя область вынужденного воспламенения возрастает. Однако даже в чистом кислороде невозможен самопроизвольный переход частицы на высокотемпературное состояние теплообмена.

В качестве примера использования полученных аналитических и графических зависимостей рассмотрим изменение температуры и диаметра плотных углеродных частиц с различной начальной температурой в кислородно-азотной смеси ( $C_a = 0.5$ ) комнатной температуры.

Уменьшение диаметра углеродной частицы со временем определим согласно уравнению

$$\frac{dd}{dt} = -2 \frac{M_c \rho_{gs}}{M_{O_2} \rho} C_{a0} (k_1 + 2k_2), \quad d(t=0) = d_b. \quad (8)$$

Совместное решение (1) и (8) позволяет получить путем исключения времени и выбора для каждого интервала времени диаметра и температуры частицы фазовые зависимости температуры частицы от ее диаметра. Если частица

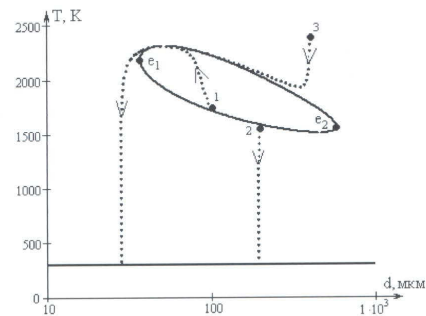


Рис. 6 Зависимость температуры частицы от ее диаметра в кислородно-азотной смеси ( $C_a = 0.5$ ) комнатной температуры при протекании двух параллельных реакций для случая:

- 1)  $d_b = 100 \text{ мкм}$ ;  $T_b = 1750 \text{ K}$ ; 2)  $d_b = 200 \text{ мкм}$ ;  $T_b = 1540 \text{ K}$ ;
- 3)  $d_b = 400 \text{ мкм}$ ;  $T_b = 2400 \text{ K}$ .



(рис.б., кривая 1 и 3) имеет начальную температуру выше критического значения (даже выше максимальной температуры горения), то до момента потухания она проходит через стационарные состояния, соответствующие высокотемпературному режиму окисления. При горении в холодной азотно-кислородной смеси, углеродные частицы ведут себя перед потуханием практически одинаково.

Таким образом, показано, что воспламенение углеродных частиц в нагретом воздухе и в азотно-кислородных смесях комнатной температуры возможно только для определенной области размеров частиц. Предельные значения диаметров, определяющие эту область, зависят от системных параметров и схемы окисления. Полученные зависимости могут быть полезны при получении углеродных частиц определенных одинаковых размеров.

#### Литература:

1. *Калинчак 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.
2. *Калинчак В.В., Черненко А.С., Орловская С.Г., Копыт Н.Н.* Аналитическое определение двух пределов гетерогенного воспламенения частиц углерода и металлов // *Физика аэродисперсных систем*. – 2004. – Т. 41. – С. 177.
3. *Золотко А.Н., Клячко Л.А.* Критические условия в гетерогенных системах с параллельными реакциями. – *Физика горения и взрыва*. – 1979. – Т.15, № 3. – С.3-10.
4. *Основы практической теории горения: Учебное пособие для вузов // В.В. Померанцев, К.М.Арефьев, Д.Б. Ахмедов и др., под редакцией В.В. Померанцева.* – Л., Энергоатомиздат, 1986. – 312с.

*Калинчак В.В., Черненко А.С.*

#### Межі високотемпературного тепломасообміну вуглецевих частинок при протіканні паралельних хімічних реакцій

##### АНОТАЦІЯ

Проводиться сумісний аналіз залежностей стаціонарних температур цільної вуглецевої частинки від її діаметру і часових залежностей температури і діаметру з урахуванням стефановської течії і тепловтрат випромінюванням для випадків протікання на поверхні частинки однієї або двох паралельних хімічних реакцій. Аналітично розглянуті межі високотемпературних станів при самовільних і вимушених переходах на високотемпературні режими тепломасообміну і кінетики хімічних реакцій, причому верхня межа визначається тепловтратами випромінюванням. Підвищення температури повітря або вмісту кисню в суміші з азотом вище за критичні значення шляхом підвищення початкової температури вище за критичні значення, вибір яких запропонований в роботі, дозволить перевести частинку на високотемпературний режим. Врахування паралельних реакцій на поверхні частинки зменшує інтервал розмірів частинки, для яких можливі вимушені переходи на високотемпературний режим тепломасообміну.

*Kalinchak V.V., Chernenko A.S.*

#### Limits of high temperature heat-mass transfer of carbon particle with parallel chemical reaction

##### SUMMARY

*Analysis of carbon particle steady-state temperature of diameter, the particle temperature and diameter histories with account of Stefan flow and radiation heat losses was carried out in case of one or two parallel chemical reactions on the surface. High temperature state limits in spontaneous and forced transition to high temperature mode of heat-mass transfer and chemical reaction kinetics were considered analytically. Upper limit was determined with radiation heat losses account. The particle could be turned to high temperature mode by ambient gas temperature rise as well as by oxygen concentration augmenting. In case of two parallel surface reactions the range of particle diameters which permitted forced transition to high temperature heat transfer mode decreased.*

Алтоиз Б. А. \*, Кириян С. В. \*, Поповский А. Ю. \*\*

\*Одесский национальный университет имени И.И.Мечникова

\*\*Одесская национальная морская академия

[altba@mail.ru](mailto:altba@mail.ru); [svkiriyan@mail.ru](mailto:svkiriyan@mail.ru)

### Структурированные приповерхностные слои синтетических и полусинтетических масел на подложке с профилированным микрорельефом

*Направленный микрорельеф на поверхности подложки способствует организации в неомезогенных жидкостях - синтетических и полусинтетических маслах (Energyn BP180, ESSO 10W40) пристенных планарно ориентированных подмолекулярных слоев. В измерениях оптической анизотропии прослоек этих масел в модельной статической триаде трения проведена оценка структурных характеристик таких слоев и влияния на них термодеструкции. Последняя в большей степени сказывается на полусинтетическом масле, понижая ориентационную упорядоченность молекул в его приповерхностном слое.*

Важной задачей повышения надежности и ресурса механизмов является снижение негативных последствий полусухого и граничного трения [1] в триботехнических узлах. При этом толщина масляной прослойки в триаде трения порядка удвоенной высоты шероховатости (0,1 мкм) твердых поверхностей подложек триады, ограничивающих прослойку. Однако такие режимы могут иметь место и в зазорах триады в среднем более 1 мкм (казалось бы «безопасных» для ее износа) - в локальной области прослойки в случае ее неоднородности по толщине. В статике - в отсутствие сдвигового течения прослойки ее неоднородность вызвана неізотропным распределением сил, сжимающих ее (например, весом вала в подшипнике). Эти силы могут продавить пленку масла (в самой тонкой ее части) до указанной минимальной толщины. В гидродинамическом режиме, за счет «масляного клина», неоднородность нивелируется благодаря появлению в прослойке соответствующих - с несимметричной эпюрой гидродинамических сил давления масла (вал «всплывает»).

Поэтому в моменты пуска-останова механизма в триаде и может возникать режим граничного трения, износное действие которого отражается на деталях вал-вкладыш подшипника, кольцо-втулка цилиндропоршневой группы двигателей внутреннего сгорания (ДВС), компрессоров и др.

Препятствовать выдавливанию масла из тонкой области прослойки может дополнительное противодействие в ней, возникающее при наличии на твердых поверхностях триады, ограничивающих прослойку, приповерхностных структурированных, в частности, эпитропно жидкокристаллических (ЭЖК) слоев [2] с преимущественно гомеотропной ориентацией молекул. Именно такие слои, обладая повышенной вязкостью и устойчивостью к нормальным нагрузкам, оп-

ределяют противозносные свойства смазки. Наличие ЭЖК слоев в тонких ( $5 \pm 20$  мкм) прослойках минеральных моторных масел между гладкими металлическими подложками было установлено в исследованиях оптическими [3] и вискозиметрическими [4] методами. В тоже время, как и в термотропных ЖК [5] специальной обработкой опорной поверхности (например, ее направленной полировкой для образования на ней соответствующих микроканалов - «гребнеобразного» рельефа) можно в неомезогенных ароматиках и алифатиках создать [6, 7] и планарно-ориентированные ЭЖК слои. Как было замечено [4, 7], микронные прослойки минеральных масел с такими слоями имеют хотя и меньшую вязкость, чем «объемная» жидкость, но менее устойчивы к выдавливанию из триады.

Нарушения условий эксплуатации: несвоевременная смена масла (при длительном использовании оно загрязняется механическими примесями и в нем происходит термодеструкция), недопустимые нагрузки (особенно - в период приработки трущихся деталей механизма) могут привести к тому, что трибозулы могут начать работать в режиме граничного трения. При этом на поверхностях пар трения в направлении скольжения появляются микрорадиры и царапины, совокупность которых, очевидно, подобна выше описанному «гребнеобразному» микрорельефу. Последний может способствовать образованию уже не гомеотропной, а планарной структуры как в термотропных жидких кристаллах, так и в ЭЖК [5, 7].

В настоящее время из смазочных материалов стали популярны синтетические и полусинтетические масла. Несмотря на свою повышенную стоимость они по целому ряду характеристик (стабильное значение вязкости и высокие смазочные свойства в широком диапазоне температур, химическая стабильность, огнестойкость) более предпочтительны, чем минеральные. В предварительных вискозиметрических и оптических исследованиях прослоек синтетического (Energyn BP180) и полусинтетического (ESSO 10W40) масел установлено, что на гладкой стальной поверхности они образуют ЭЖК слой ~ 10 мкм, также гомеотропной структуры.

Целью работы было: экспериментально установить возможность, при создании на твердых подложках триады трения направленного микрорельефа, появления в прослойках синтетических и полусинтетических масел планарных ЭЖК слоев, определить их структурные свойства и влияние термодеструкции масла на них.

Объектами для такого исследования были выбраны используемое в ДВС автомобильной промышленности полусинтетическое масло ESSO 10W40 и синтетическое масло Energyn BP180 на полиглицероловой основе, применяемое в грузовых компрессорах судов типа LPG.

Прямым следствием наличия структурированных ЭЖК слоев в прослойке является появление в ней оптической анизотропии. Поэтому экспериментально, методом щелевого световода переменной толщины [7, 8], измерялось двулучепреломление (ДЛП) в таких прослойках. Этот сравнительно простой метод отличается экспрессностью и позволяет исследовать структуру прослойки путем оценки таких ее параметров как равновесная толщина ЭЖК слоя  $d_s$  и величина

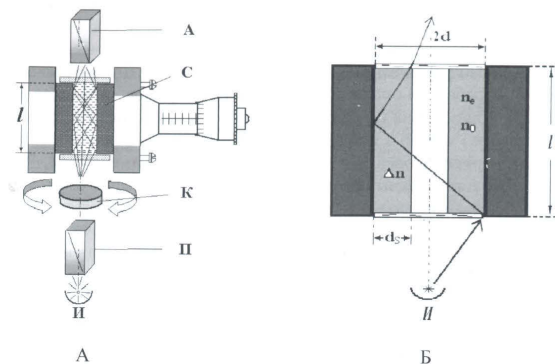


Рис. 1. А - схема измерения оптической анизотропии в тонких прослойках жидкости методом щелевого световода переменной толщины, и Б - структурная модель прослойки жидкости с анизотропными слоями в щели световода с геометрией прохождения света в нем в приближении лучевой оптики.

оптической анизотропии  $\Delta n$ , определяемая степенью ориентационной упорядоченности молекул.

«Щелевой световод» - конструкция, моделирующая реальную триаду тления, собрана на микрометре из прямоугольных (4x10 мм) пластинок (С, рис.1). Последние изготавливались из образцовых конечных мер, выполненных из инструментальной стали. Определяющим для использования мер являлось высокое качество их поверхностей: плоскостность и чистота обработки (высота микрошероховатостей  $\sim 0,05$  мкм, степень непараллельности  $< 10'$ ). В результате направленной полировки (пастами: алмазной и ГОИ) внутренних - отражающих поверхностей пластинок световода (вдоль их длинных сторон) на них появлялись микроканавки, образующие необходимый «гребнеобразный» микрорельеф. По методикам [7, 8] в контрольных опытах устанавливалась зависимость «азимута угла погасания» от толщины воздушного зазора щели в диапазоне от 5 до 100 мкм, затем та же зависимость - в световоде, заполненном препаратом.

Схема поляризационного прибора, структурная модель прослойки жидкости с анизотропными слоями в щели световода и геометрия прохождения света в нем представлены на рис.1.

На рис. 1 изображены: А - анализатор, С - пластинки, образующие щелевой зазор световода, К - компенсатор Сенармона, П - поляризатор; И - лазерный источник света,  $l$  - длина световода,  $2d$  - ширина зазора,  $ds$  - толщина оптически анизотропных (с  $\Delta n = n_e - n_o$ ) слоев в прослойке препарата,  $n_o$ ,  $n_e$  - по-

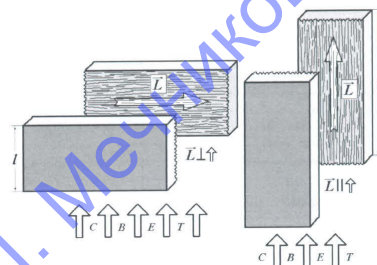


Рис.2. Два положения щелевого световода в поляризационной установке, используемые для установления типа ориентации в пристенных ЭЖК слоях: 1) направление L канавок микрорельефа перпендикулярно лучу света -  $L \perp \vec{l}$ , и 2) направление канавок микрорельефа параллельно световому лучу -  $L \parallel \vec{l}$ .

казатели преломления для обыкновенного и необыкновенного лучей. Зазор измерялся оптическим микроскопом (на рис. не показан) с окулярным микрометром (цена деления - 0,6 мкм).

Для анализа результатов измерений ДПП рассматривалась структурная модель прослойки: однородные приповерхностные ориентационно упорядоченные (и потому оптически анизотропные, одноосные) ЭЖК слои, отделенные резкой фазовой границей от изотропной прослойки жидкости между ними (рис.1Б). Для такой модели упрощенная (в рамках геометрической оптики) формула взаимосвязи измеряемого «азимута угла погасания» - поворота компенсатора и рассчитываемого по нему сдвига фаз  $\delta$  (между компонентами эллиптически поляризованного света) со структурными характеристиками слоя имеет, как следует из [7], вид:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot l \cdot (2d_s \cdot \Delta n) \cdot \frac{1}{2d}, \quad (1)$$

где  $l$  - длина световода,  $\lambda$  - длина волны в вакууме монохроматического светового зонда,  $ds$  - толщина ЭЖК слоя,  $2d$  - расстояние между подложками,  $\Delta n$  - величина ДПП в слое ЭЖК. Очевидно, что  $\langle \Delta n \rangle$  - средняя по толщине  $2d$  прослойки величина ДПП в ней  $\langle \Delta n \rangle = (2d_s / \Delta n) / 2d$ .

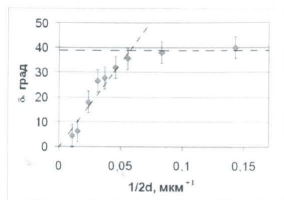
С учетом принятой модели, зависимость (1) представима в виде:

$$\delta = k \cdot \frac{1}{2d}, \quad \text{при } 2d > 2d_s, \quad \text{где } k = \frac{4\pi}{\lambda} \cdot l \cdot d_s \cdot \Delta n \text{ и}$$

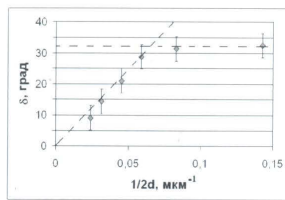
$$\delta = \delta_{\max}, \quad \text{при } 2d \leq 2d_s, \quad \text{где } \delta_{\max} = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot l \cdot \Delta n. \quad (2)$$

Искомые значения толщин  $ds$  ЭЖК слоев и  $\langle \Delta n \rangle$  в них определялись из анализа экспериментально установленных зависимостей сдвига фаз  $\delta$  от об-





а

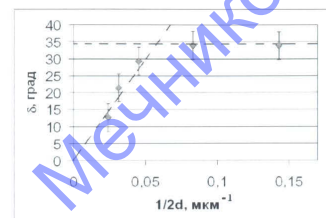


б

**Рис.3.** Экспериментальные зависимости сдвига фаз  $\delta$  от обратной ширины световода  $1/2d$  в прослойках масел ESSO 10W40 (а) и Enersyn BP180 (б).  $T = 295 \pm 298$  К. Световоды (с направленным микрорельефом  $L$  на подложках) в положении  $L \perp \uparrow \uparrow$ . Путь света в них  $l_1 = 4$  мм. Пунктир - результат аппроксимаций по (2).

ратной толщины световода  $1/2d$ . Измерения проводились при разных положениях световода (рис.2) и, соответственно, – двух различных направлений микрорельефа  $L$  на его отражающих пластинах по отношению к лучу света. В одном из них луч света  $\uparrow \uparrow$  был перпендикулярен направлению  $L$  канавок рельефа (вдоль короткой стороны пластин,  $l_1 = 4$  мм) –  $L \perp \uparrow \uparrow$ , а во втором – параллельно им (луч был ориентирован вдоль длинных сторон,  $l_2 = 10$  мм) –  $L \parallel \uparrow \uparrow$ .

Результаты измерений в прослойках масел ESSO 10W40 и Enersyn BP180 (б) в положении световода  $L \perp \uparrow \uparrow$  (при  $l_1 = 4$  мм) представлены на рис.3 в форме зависимости сдвига фаз  $\delta$  от обратной толщины световода  $1/2d$ . Из рисунка 3 видно, что величина сдвига фаз  $\delta$  в обоих случаях в области «голых» прослоек при их утончении (увеличением  $1/2d$ ) сначала почти линейно возрастает, а затем при толщине прослойки  $2d \sim 12$  мкм становится максимальной ( $\delta_{max} = 38^\circ$  для масла ESSO 10W40 и  $\delta_{max} \sim 33^\circ$  для масла Enersyn BP180). В области меньших толщин прослоек величина сдвига фаз в них, а потому и  $\langle \Delta n \rangle$  уже не изменяются. Очевидно, что установленное свойство двулучепреломления, которое проявляется в тонких прослойках, обусловлено наличием в них оптически анизотропных и, значит, ориентационно упорядоченных слоев. Отметим, что в области перехода (по толщине) от этих слоев к изотропной жидкости зависимость  $\delta(1/2d)$  не линейна. Это указывает на «размытость» границы (более 2 мкм), отделяющей каждый из слоев от изотропной прослойки масла между ними, и потому – на существенную структурную неоднородность слоев. Пренебрегая отмеченной нелинейностью в области перехода и полагая слой однородным по величине  $\Delta n$ , можно в соответствии с принятой структурной моделью прослойки аппроксимировать полученные экспериментальные данные двумя прямыми (2). В принятом приближении точка пересечения этих линий определяет удвоенную толщину ЭЖК слоев и величину их оптической анизотропии  $\Delta n$ . Математическая обработка результатов экспериментов в представлении указанной простейшей структурной модели прослойки слоя дала близкие для обоих масел

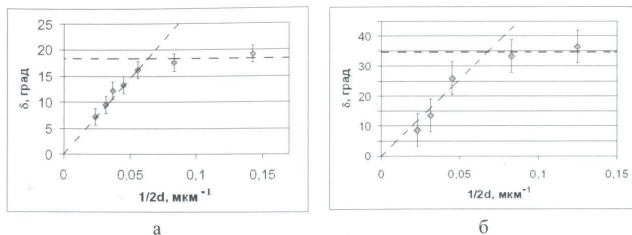


**Рис.4.** Экспериментальная зависимость сдвига фаз  $\delta$  от обратной ширины световода  $1/2d$  в прослойке масла ESSO 10W40.  $T = 295 \pm 298$  К. Световод (с направленным микрорельефом  $L$  на подложках) в положении  $L \parallel \uparrow \uparrow$ ,  $l_2 = 10$  мм. Пунктир - результат аппроксимаций по (2).

значения  $\Delta n \sim (1.3 \pm 1.5) \cdot 10^{-5}$  и средней толщины этих слоев  $ds \sim 8$  мкм. С учетом же отмеченной их неоднородности в области границы, толщина однородного слоя меньше и составляет  $5 \pm 6$  мкм. Эта величина  $ds$  много меньше установленных в реологических экспериментах [9] толщин структурированных приповерхностных слоев масел Enersyn BP 180 и ESSO 10W40 в таких же микронных прослойках между стальными поверхностями ротационной пары вискозиметра. Заметим, однако, что из результатов вискозиметрии тонких прослоек (со структурированными слоями), ввиду установленной повышенной вязкости этих слоев следовал вывод о гомеотропном типе упорядоченности молекул в них.

Для установления типа молекулярной ориентации в слоях исследуемых препаратов те же измерения ДПП были проведены для прослоек масел в положении световода  $L \parallel \uparrow \uparrow$  (соответственно, при этом длина световода  $l_2 = 10$  мм). Результаты таких опытов (отметим, более сложных, ввиду значительного уменьшения светового потока, пропускаемого щелевым световодом с  $l_2 > l_1$ ) с маслом ESSO 10W40 приведены на рис.4.

Из рис. 4 видно, что характер искомой зависимости не изменился и в том же приближении может быть представлен в виде 2-х прямых, что также подтверждает наличие относительно однородных ЭЖК слоев в прослойке. Казалось бы, и численно отличия незначительны: практически та же толщина слоя (область однородности слоя  $ds \sim 6$  мкм) и определяющий его анизотропные свойства сдвиг фаз  $\delta_{max}$  не намного меньше,  $\sim 34^\circ$ . Однако, т.к.  $l_2 > l_1$  ( $l_2/l_1 = 2,5$ ), результаты существенно различаются по величине анизотропии. Так, в новом положении световода  $L \parallel \uparrow \uparrow$  рассчитываемая по величине  $\delta_{max}$  (1) анизотропия ( $\Delta n_2$ ) много меньше, чем в геометрии эксперимента  $L \perp \uparrow \uparrow$ :  $\Delta n_1/\Delta n_2 \sim 3$ . Разумеется, такое изменение связано с изменением направления луча по отношению к главной оптической оси двулучепреломляющего слоя. Очевидно, что в этом случае в силу  $\Delta n_1 < \Delta n_2$  направление луча стало близким к направлению ГОО.



**Рис.5.** Экспериментальные зависимости сдвига фаз  $\delta$  от обратной ширины световода  $1/2d$  в прослойках масел ESSO 10W40 (а) и Enersyn BP180 (б). Образцы предварительно прогреты при  $365 \pm 367$  К. Световоды (с направленным микрорельефом  $L$  на подложках) в положении  $LL\uparrow$  ( $l_1=4$  мм). Пунктир - результат аппроксимаций зависимостей по (2).  $T = 295 \pm 298$  К.

Это свидетельствует о преимущественной ориентации молекул в пристенных слоях в направлении канавок рельефа, т.е. - о наличии в ЭЖК планарной ориентации полимолекулярного слоя (по крайней мере - в его области непосредственно у поверхности подложки) и о том, что своим появлением эта планарность обязана наноструктурному микрорельефу. При этом, так как направление рельефа  $L$  близко к направлению ГОО слоя, то  $L$ , определяя преимущественную ориентацию длинных осей планарно-ориентированных молекул в слое, совпадает с вектором директора в нем. Таким образом, структура (планарная) исследуемых ЭЖК слоев в световоде отличается от гомеотропной структуры в прослойках ротационной пары. Этим, по-видимому, объясняется отмеченное отличие толщин ЭЖК слоев полученных в оптических и реологических экспериментах в прослойках между металлическими подложками близких по свойствам масел.

Для исследования влияния термической деструкции на исследуемые масла ESSO 10W40 и Enersyn BP180, их образцы предварительно прогревались непрерывное (в сравнении с продолжительностью бессменной работы масла) время при температуре  $365 \pm 367$  К, соответствующей ТУ эксплуатации масляных систем. Следует ожидать, что структурные изменения, связанные с термодеструкцией, прежде всего, отразятся на свойствах пристенных ЭЖК слоев, что соответственным образом скажется на изменении характера получаемых зависимостей сдвига фаз  $\delta$  ( $1/2d$ ) в прослойках термообработанных масел.

Результаты опытов с такими образцами показаны на рис.5.

Из рис.5 видно, что толщина пристенных ЭЖК слоев в обоих маслах ESSO 10W40 и Enersyn BP 180 изменилась незначительно,  $ds$  также  $\sim 6$  мкм. Однако, значение  $\delta_{max}$  ( $\sim 18^\circ$ ) для полусинтетического масла стало в два раза меньше, чем было в его прослойке, не прошедшего термообработку ( $\delta_{max} \sim 34^\circ$ ). Следовательно, в результате такого прогрева и величина оптической анизотропии и, соответственно - ориентационной упорядоченности, ее определяющей, уменьшилась также вдвое.

**Таблица**  
Структурные свойства ЭЖК слоев масел ESSO 10W40 и Enersyn BP180 в их прослойках при  $T=366-367$  К между стальными подложками с направленным микрорельефом.

Характеристики структуры ЭЖК слоя	полусинтетическое ESSO 10W40		синтетическое Enersyn BP 180	
	прогрето	планарная	прогрето	планарная
Тип	планарная	планарная	планарная	планарная
Толщина $ds$ , мкм, $\delta_d \sim 30\%$	~6	~6	~6	~6
Опт. анизотропия $10^5 \Delta n$ , $\delta_{\Delta n} \sim 20\%$	~1,5	~0,7	~1,3	~1,2

образцы предварительно прогревались при температуре  $365 \pm 367$  К.

Результаты исследований образцов масел: измерений их ДПП в модельной триаде трения - шелевом световоде переменной толщины и расчета структурных характеристик приповерхностных слоев приведены в таблице.

Таким образом, экспериментально установлено, что микрорельеф, выполненный в виде системы направленных микроканавок на поверхности стальных подложек триады трения, способствует образованию в прослойках образцов синтетических и полусинтетических масел (Enersyn BP180, ESSO 10W40) приповерхностных оптически анизотропных планарно ориентированных слоев. По толщине ( $ds < 6$  мкм, при  $T=285 \pm 287$  К) такие слои тоньше слоев с ориентацией гомеотропной. В прослойках масел толщиной большей, чем удвоенная толщина ориентационно упорядоченных слоев, между последними находится неупорядоченная - изотропная жидкость. Граница, отделяющая эти слои от изотропной жидкости размыта, что свидетельствует о некоторой их структурной неоднородности. Термодеструкция масла в большей степени сказывается на свойствах полусинтетического масла, в частности, на такой структурной характеристике его слоя, как величина ориентационной упорядоченности в нем.

#### Литература:

- Ахматов А. С. Молекулярная физика граничного трения. - М.: Наука, 1964. - 541с.
- Дерягин Б.В., Поповский Ю.М., Алтоиз Б.А. Открытие СССР "Явление образования гомогенной граничной жидкокристаллической фазы немезогенной жидкости". Диплом № 388. Открытия и изобретения. - 1991. - № 12. - С.1-2.
- Поповский Ю.М., Берникова Н.Б. Исследование оптической анизотропии граничных слоев полидиметилсилоксана и его смесей с тетрадеканом // Вопросы физики формообразования и фазовых превращений. Калинин: КГУ.- 1988.- С.25-32.
- Алтоиз Б.А., Асланов С. К., Бутенко А.Ф. Ротационный вискозиметр для исследования микронных прослоек // Физика аэродисперсных систем. - 2005.- №. 42. - С. 53-65.



- 5 П. Де Жен. Жидкие кристаллы. – М.: Наука. – 1977. – 317 с.
- 6 Derjaguin B.V., Altoiz B.A. and Nikitenko I.I. Epitropic Liquid Crystal layers of Nonmesogens on Quartz Substrate. // Journal of Colloid and Interface Science. – 1991. – Vol.145. №2. – P.441-446.
- 7 Алтоиз Б.А., Поповский Ю.М. Физика приповерхностных слоев жидкости. – Одесса: Астропринт. – 1996. – 153 с.
- 8 Поповский А.Ю., Кириян С.В., Алтоиз Б. А, Бутенко А. Ф. Методика исследования оптической анизотропии неоднородных микронных прослоек. // Физика аэродисперсных систем. – 2006. – №.43. – С.45-54.
- 9 Кириян С.В., Бутенко А.Ф., Шатагина А.А., Шатагина Е.А. Вязкость синтетических масел и возможность их идентификации. // Тез. докл. конф. «Аналитический контроль качества безопасности веществ и материалов», Одесса. – 2007. – С. 147-152.

Алтоиз Б. А., Кіріян С. В., Поповський О. Ю.

### Структуровані приповерхневі шари синтетичних та напівсинтетичних мастил на підкладці із профільованим мікрорельєфом

#### АНОТАЦІЯ

Спрямований мікрорельєф на поверхні підкладки сприяє утворенню в немезогенних рідинах - синтетичних та напівсинтетичних мастилах (Energyn BP180, ESSO 10W40) приповерхневих планарно орієнтованих шарів. У вимірюваннях оптичної анизотропії проширків цих мастил у модельній статичній трійці тертя проведені оцінки структурних характеристик таких шарів та впливу на них термодеструкції. Остання більшою мірою позначається на напівсинтетичному мастилі, понижуючи орієнтаційну впорядкованість молекул у його приповерхневому шарі.

Altoiz B.A., Kiriyan S. V., Popovskii A.Yu.

### Structured boundary layers of full synthetic and semi - synthetic oils on a directed microrelief substrate

#### SUMMARY

Directed microrelief on a substrate surface leads to adjacent-to-wall planar oriented multilayers organization in non-mesogen liquids such as full and semi-synthetic oils (Energyn BP 180, ESSO 10W40). Such layers structural characteristics evaluation and thermal destruction influence in static model friction triad were set with optical anisotropy measurements. Thermal destruction affects more semi-synthetic oil, decreasing its multilayer structural order.

УДК 536.248.2:532.529.5

Дорошенко А.В.\*, Казак І.І.\*, Глауберман М.А.\*\*, Андреев В.І.\*\*

\*Одесская государственная академия холода, г. Одесса

\*\*УНПЦ при ОНУ имени И.И.Мечникова, г. Одесса

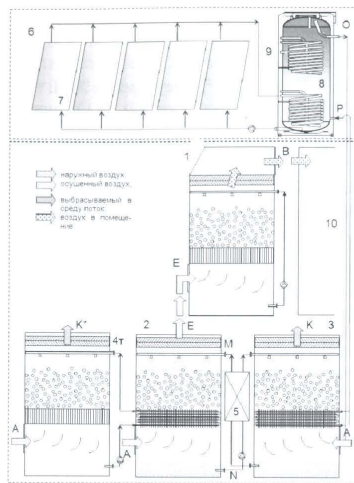
### Солнечные системы теплохладоснабжения с непрямой регенерацией абсорбента и теплообменной аппаратурой с псевдооживленным слоем

Статья посвящена вопросам разработки альтернативных систем теплохладоснабжения на основе открытого абсорбционного цикла, с использованием теплообменной аппаратуры с подвижной насадкой. Подвижный слой обеспечивает самоочищаемость рабочей поверхности, что в условиях использования водных растворов абсорбентов представляет особую важность для солнечных альтернативных систем. Описано экспериментальное исследование рабочих характеристик теплообменной аппаратуры с подвижной псевдооживленной насадкой для абсорбционных систем.

**I. Вступление.** Методы испарительного охлаждения сред хорошо известны. Этот процесс используется в испарительных охладителях воды и воздуха. Практическое применение методов испарительного охлаждения сдерживается низкой эффективностью процесса при сравнительно высоких влажностных содержаниях наружного воздуха. Суть открытого абсорбционного цикла заключается в том, что наружный воздух предварительно осушается в условиях непрерывного цикла, так что при этом резко возрастают потенциалы испарительного охлаждения с использованием осушенного воздуха, который затем поступает в испарительный охладитель, где может быть обеспечено глубокое охлаждение среды в альтернативных холодильных системах теплохладоснабжения. При этом процесс испарительного охлаждения может быть эффективен безотносительно параметров наружного воздуха. Сравнительно с традиционными решениями, с применением парокомпрессионных охладителей сред, такие схемы обеспечивают значительное снижение энергопотребления и высокую экологическую чистоту [1].

**II. Разработка новых схемных решений.** На рис. 1 приведен вариант разработанной схемы на основе открытого абсорбционного цикла и непрямой солнечной регенерации абсорбента. Схема включает две основные части: осушения воздуха и испарительного охлаждения. В осушительной части тепло, необходимое для регенерации абсорбента обеспечивается гелиосистемой с плоскими солнечными коллекторами 6. Воздушный поток А (свежий наружный воздух) при осушении в абсорбере 2 снижает влажностное содержание  $x$ , и величину температуры точки росы  $t_p$ , что обеспечивает значительный потенциал последующего охлаждения в испарительном охладителе воздуха. В качестве всех теплообменных аппаратов ТМА (воздухоохладителя, абсорбера, десорбера, гра-





**Рис. 1.** Принципиальная схема солнечной системы хладоснабжения. Обозначения: 1 – испарительный охладитель; 2 – абсорбер; 3 – десорбер; 4 – гradiрия; 5 – теплообменник; 6 – гелиосистема; 7 – солнечный коллектор; 8 – бак-аккумулятор; 9 – дополнительный греющий источник; 10 – помещение; А – наружный воздух; Е – осушенный воздух; В – в помещении; К, К\* – выброс воздуха из гradiрии, из десорбера; М – крепкий раствор абсорбента; N – слабый раствор; О, Р – теплоноситель из солнечной водонагревательной системы.

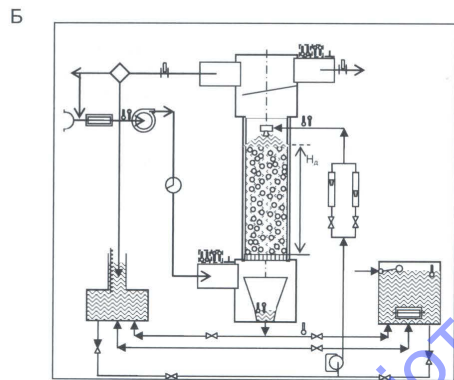
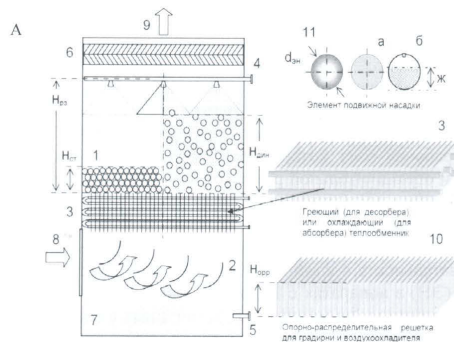
дирен технологического и «продуктового» назначения) используются разработанные аппараты унифицированного типа с применением подвижной насадки (ПН) – трехфазный псевдооживленный слой «газ-жидкость-твердое тело». Этот тип аппарата обеспечивает возможность самоочищения рабочих поверхностей и стенок корпуса ТМА, что, при работе с наружным воздухом и растворами абсорбентов представляет принципиально важным условием поддержания работоспособности альтернативных систем. В испарительном воздухоохладителе с ПН (ВПН) количество испарившейся воды в рециркуляционном водном контуре компенсируется подпиткой свежей водой. Наличие технологической гradiрии 4т в схеме вызвано тем, что в процессе абсорбции водяных паров из воздуха выделяется тепло и абсорбер нуждается в охлаждении. Приближение процесса абсорбции к изотермическому значительно повышает эффективность процесса абсорбции. Крепкий и горячий раствор абсорбента М и слабый и холодный раствор N обмениваются теплом в теплообменнике 5.

**II. Принципы тепломассообменных аппаратов с подвижной насадкой.** Колонные насадочные аппараты (НА) предназначены для реализации процессов

тепломассообмена и обеспечения однородных гидродинамических условий проведения этих процессов. С этой целью, часть объема НА заполнена слоями твердых тел различных размеров и формы, которые служат для создания развитой поверхности контакта между взаимодействующими потоками, преимущественно газ (пар)- жидкость. Традиционные аппараты с ПН (АПН) выполнены в виде колонны, рабочая зона которой ограничена опорно-распределительной решеткой (ОРР) и ограничительной решеткой. АПН – новое решение колонных ТМА, обеспечивающее возможность эксплуатации в экстремальных условиях (загрязненные среды, резкие колебания нагрузок), повышение предельных нагрузок, высокую поперечную равномерность (упрощение задачи масштабирования), нетребовательность к качеству распределения потоков. В качестве элементов насадки (ЭН) в аппаратах с ПН могут быть использованы тела различной формы, изготовленные из материалов, устойчивых в соответствующих средах. Для системы «вода-воздух» эти требования упрощаются [1]. ЭН должны обеспечивать хороший контакт газа и жидкости, высокую поверхность переноса в слое, хорошее качество псевдооживления; низкие потери напора; надежность и простоту эксплуатации. В экспериментальных работах и практике наиболее распространена сферическая форма ЭН: это пустотелые, цельные, либо выполненные из пористых материалов ЭН; с различными отверстиями (рост поверхности контакта и перераспределение жидкости), выступами и т.д. Материалом ЭН служат пластмассы – полиэтилен, полипропилен, пенопласт, фторопласт, стирол; резина; металлы – полые ЭН.

Принципиальная схема АПН для альтернативных систем представлена на рис. 2а. Насадка ПН (11) располагается либо непосредственно на ОРР, имеющей живое сечение более 90% и высоту от 100 до 150 мм, либо на трубчато-ребристом теплообменнике (3), обеспечивающем охлаждение для абсорбера и нагрев для десорбера. В качестве элементов насадки нами использованы цельные шары из вспененного полипропилена с  $d_{ш} = 36,6-40,1$  мм, и  $\rho_{ш} = 335-248$  кг/м<sup>3</sup>, а также, для изучения влияния  $\rho_{ш}$  полые целлулоидные шары, частично заполненные водой, с  $d_{ш} = 37,1$  мм.,  $\rho_{ш} = 100-1000$  кг/м<sup>3</sup> с шагом в 100 единиц (величина  $\rho_{ш} = 91$  кг/м<sup>3</sup> для пустого элемента). Распределитель жидкости (4) введен непосредственно в рабочую зону аппарата. Он укомплектован центробежно-струйными форсунками, либо рассекающими свободнопадающей струи жидкости. В границах воздухопримемного окна установлена поворотная решетка 2, обеспечивающая, совместно с ОРР, равномерность поступления воздушного потока в слой ПН [3].

**III. Экспериментальное исследование.** Изучение гидроаэродинамики трехфазного псевдооживленного слоя насадки «газ-жидкость-твердое тело» и совместного тепломассообмена в процессах испарительного охлаждения сред и осушения воздуха (абсорбции водяных паров водными растворами абсорбентов) носило преимущественно экспериментальный характер. Исследования проведены на стенде (рис. 2б) для изучения процессов испарительного охлаждения воды и процессов термовлажностной обработки воздуха (адиабатический и политропический процессы, – испарительное охлаждение воды), а также процесса осушения воздуха растворами абсорбента. Возможности стенда: расходы



**Рис. 2. (А)** Принципиальная схема теплообменного АПН для односторонних систем теплообеспечения (абсорбера-осушителя, десорбера-регенератора, эрадири и воздухоохладителя. Обозначения: 1 – рабочая камера; 2 – поворотная решетка; 3 – теплообменник; 4 – распределитель жидкости с центробежно-струйными форсировками (рассекатель свободноподходящей струи); 5 – выход жидкости из аппарата; 6 – сепаратор капельной влаги; 7 – емкость для жидкости; 8, 9 – вход и выход воздушного потока; 10 – опорно-распределительная решетка; 11 – элемент насадки: а – «цельный» элемент из вспененного полипропилена, б – полый элемент, частично заполняемый жидкостью, для опытов с изменяющейся эффективной плотностью элементов.

**(Б)** Принципиальная схема экспериментального стенда для изучения характеристик трехфазных псевдооживленных слоев насадки («газ-жидкость-твердое тело») и процессов теплообмена при испарительном охлаждении воды.

теплоносителей и теплофизические параметры изменялись в диапазонах:  $w_c = 0-8$  м/с,  $q_{жс} = 0-40$  м<sup>3</sup>/(м<sup>2</sup> ч),  $Q_c = 0-7,5$  кВт (по воде) и 0-6 кВт (по воздуху),  $t_r$  до 50°C,  $\varphi_r = 30-90\%$ ,  $t_{жс}$  до 40°C. Важнейшей характеристикой аппаратов с ПН является количество удерживаемой жидкости, или задержка  $H_{жс}$ . Эта величина определяет поверхность переноса в псевдооживленном слое насадки. Нами использован циркуляционный метод, основанный на принципе сохранения количества жидкости при работе по замкнутому контуру. Жидкость подается в аппарат из калиброванной емкости (16) и в нее же сливается. Разница между уровнями жидкости до включения аппарата и во время его работы пропорциональна удерживающей способности псевдооживленного слоя насадки. Во время работы уровень в емкости меняется также из-за уноса жидкости и ее испарения. Разработанная методика позволяет учесть эти составляющие и определить полную задержку жидкости. Жидкость, удержанную в сепарационной зоне, определяли методом отсечки: при  $w_c$  до 4 м/с и  $q_{жс}$  до 40 м<sup>3</sup>/(м<sup>2</sup> ч) ее количество составляет менее 25% от удерживаемой в аппарате. Точность эксперимента, определяемая по максимальной погрешности средств измерения, колебалась от  $\pm 30\%$  при малых значениях удерживающей способности ( $H_{жс} \sim 0,5 \cdot 10^{-2}$  м) до  $\pm 3\%$  при больших ( $H_{жс} \sim 7 \cdot 10^{-2}$  м). Для малых значений задержки жидкости была проведена статистическая оценка точности по большому числу экспериментальных точек: границы погрешности результатов измерений находятся в пределах  $\pm 8-12\%$ , с доверительной вероятностью 0.95.

В опытах использовали преимущественно цельные шары из вспененного полипропилена, которыми компоновали и промышленные ТМА. Значения  $\rho_{жс}$  в специальной серии опытов варьировали последовательным частичным заполнением водой целлулоидных полых шаров.

Программа исследования охватывала вопросы:

- Гидроаэродинамика подвижного слоя «газ-жидкость-твердое тело» с учетом критических явлений в системе (переход ЭН в псевдооживление, явления гистерезиса и захлебывания слоя ПН); определяли рабочие диапазоны нагрузок по газу и жидкости, влияние  $f_{opp}$ ,  $H_{сст}$ ,  $\rho_{жс}$ , формы и материала ЭН и принципа компоновки слоя ПН;
- Структура трехфазного подвижного слоя насадки с учетом задержки жидкости, динамической высоты слоя ПН, порозности, поверхности переноса и пр.;
- Движение газок капельных потоков в основных узлах ТМА (сепарационная зона, водораспределитель, опорно-распределительная решетка);
- Теплообмен в системе в процессах испарительного охлаждения и осушения воздуха (абсорбция).

*Экспериментальное изучение гидроаэродинамики в слое подвижной насадки.* С научной и практической точек зрения важным представляется вопрос о характере перехода насадочного слоя из стационарного в подвижное состояние. Традиционно критическая скорость перехода ( $w_0$ ,  $w'_0$ ) определяется визуально анализом кривой псевдооживления  $\Delta p = f(w_c, q_{жс})$ . Нами проведена конкретизация переходных процессов анализом виброкривой  $L_d(w_c, q_{жс})$ . Порозность фиксированного слоя не зависит от нагрузки по газу и жидкости. Введем



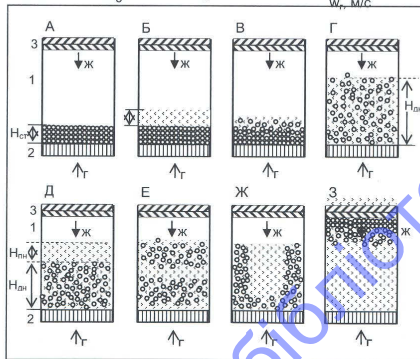
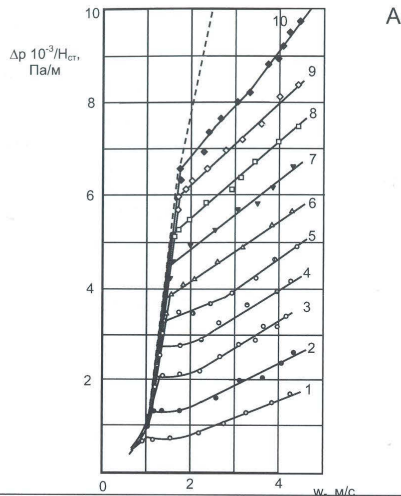


Рис. 3. (А) Экспериментальные кривые псевдооживления для различных значений  $\rho_{\text{ж}}$  ( $\text{кг/м}^3$ ): 1 – 90; 2 – 200; 3 – 300; 4 – 400; 5 – 500; 6 – 600; 7 – 700; 8 – 800; 9 – 900; 10 – 1000, при  $q_{\text{ж}} = 15 \text{ м}^3/(\text{м}^2 \cdot \text{ч})$ ,  $H_{\text{ст}} = 0,1 \text{ м}$ ,  $a_0 = 0,037 \text{ м}$  (---) – фиксированный слой.

(Б) Основные режимы псевдооживления трехфазного слоя «газ-жидкость-твердое тело»: А – стационарный слой насадки; Б – «защелкивание» стационарного слоя; В – режим начального псевдооживления слоя насадки; Г – режим развитого псевдооживления слоя насадки; Д – режим псевдооживления «тяжелых» элементов с  $\rho > 700 \text{ кг/м}^3$ ; Е – «поршневой режим»; Ж – «кольцевой» режим; З – инверсионный режим работы насадки.

А

Б

обозначения для характерных скоростей движения газа  $w'_z$  (рис. 3б):  $w_{\text{огр}}$  – максимальная скорость, до которой совпадают кривые для фиксированного и подвижного слоев;  $w_s$  – начало захлебывания стационарного слоя;  $w_{\text{б}}$ ,  $w'_0$  – начало псевдооживления «сухого» и «орошаемого» слоя насадки;  $w_1$  – начало развитого псевдооживления;  $w_{\text{и}}$  – начало инверсии. Значение  $w'_0$  четко фиксируется по виброкривой  $L_a(w_r)$  (рис. 4) в виде скачка ( $\cong 20\text{ДБ}$  или  $30\%$ ) и слабо выражено на кривой псевдооживления (виброускорение стенок колонны определяется состоянием ПН). Видно, что стационарному состоянию слоя соответствует практически неизменный уровень виброускорения ( $L_a = 5,5w_{\text{и}}^{0,08}$ ). Процесс перехода в подвижность оказался значительно сложнее традиционных представлений. При  $w_r \cong w'_0$  образуются неустойчивые псевдостационарные состояния ЭН, при неизменных нагрузках характеризующиеся периодическим движением отдельных ЭН (перестройка слоя с изменением его порозности). Их длительность колеблется от десятков секунд до нескольких минут и здесь отмечается большая амплитуда колебаний виброграмм (рис. 4б). Изменяется структура слоя и колеблется задержка жидкости в нем, т.е. значение  $w'_0$  характеризуется некоторым диапазоном существования. Ширина этого диапазона зависит от степени первоначальной уплотненности слоя, которая определяется собственным весом ЭН и действием внешних нагрузок и вибраций. Например, для ЭН с  $\rho_{\text{эл}} = 300 \text{ кг/м}^3$  и  $d_{\text{эл}} = 0,037 \text{ м}$ , эта величина составляет  $0,4 \text{ м/с}$ . Можно сделать вывод о существенно более сложном протекании процессов в трехфазной системе, чем предполагалось ранее, в частности, дополнить качественные представления, развитые в работе [3] о влиянии  $\rho_{\text{эл}}$  (рис. 3а): 1)  $\rho_{\text{эл}}$  ( $\rho_{\text{эл}} < 200 \text{ кг/м}^3$ ), – «легкие» элементы. Система переходит в устойчивое псевдооживленное состояние с незначительным накоплением жидкости в стационарном слое. Характерные особенности: малые значения  $H_{\text{ж}}$ , причем задержка жидкости мало изменяется с ростом  $w_r$ ; резкое возрастание с увеличением  $w_r$  динамической высоты слоя ЭН –  $H_{\text{д}}$ ; а, следовательно, высоты рабочей зоны и общей высоты аппарата. 2)  $\rho_{\text{эл}}$  ( $200-700 \text{ кг/м}^3$ ). Началу псевдооживления предшествует частичное захлебывание стационарного слоя; характер перехода системы в подвижность определяет все последующее поведение системы. Характерные особенности: значительно большее значение  $H_{\text{ж}}$ ; снижение  $H_{\text{д}}$  в сопоставимых условиях. Скорость начала захлебывания аппарата  $w_3$  достаточно велика ( $\approx 6 \text{ м/с}$ ); унос жидкости  $\Delta G_{\text{ж}}$  из рабочей зоны невелик до значений  $w_3$ , 3)  $\rho_{\text{эл}}$  ( $\rho_{\text{эл}} > 700 \text{ кг/м}^3$ ), – «тяжелые» элементы. Картина переходных процессов в целом аналогична вышеописанной. Характерные особенности: дальнейший рост  $H_{\text{ж}}$ , но ему сопутствует перераспределение общей массы жидкости за счет ее выноса из слоя насадки в расположенный над ней пенный слой; резкий рост  $\Delta G_{\text{ж}}$  при  $w_r > w_3$ . Наблюдается совершенно иная картина работы системы, чем в предыдущем случае. Таким образом, предпочтительным для реализации представляется диапазон  $\rho_{\text{эл}}$  ( $200 - 700 \text{ кг/м}^3$ ), отличающийся широким рабочим участком по  $w_r$ , приемлемыми значениями уноса жидкости и сравнительно небольшой динамической высотой слоя. Применительно к этой зоне рассмотрим характерные режимы псевдооживления: 1)  $0 < w_r \leq 2,0 \text{ м/с}$ . Стационарное состояние системы с характерной



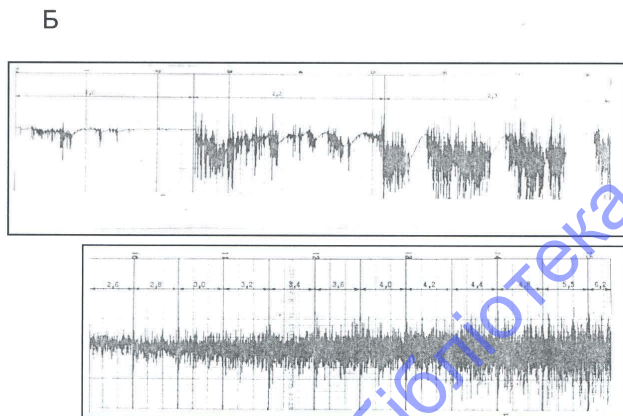
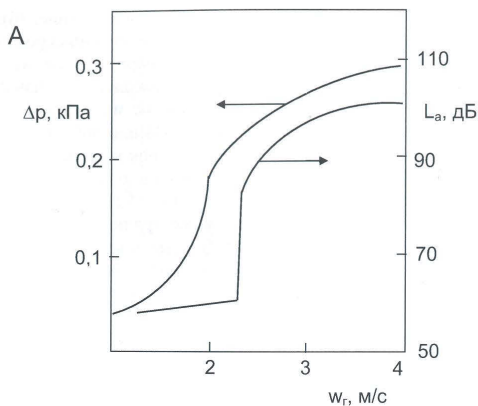


Рис. 4. (А) Кривая псевдооживления  $\Delta p = f(w_{г2})$  и виброкривая:  $L_a = f(w_{г2})$  при:  $H_{cm} = 0,1 \text{ м}$ ,  $d_s = 0,04 \text{ м}$ ,  $\rho_{жл} = 300 \text{ кг/м}^3$ ,  $d_{жл} = 1,5 \text{ м}^2/\text{м}^2 \cdot \text{ч}$   
 (Б) Виброграмма псевдооживленного слоя (цифры в интервалах соответствуют скорости движения газа)

локальной перестройкой структуры неподвижного слоя и некоторым ростом порозности. 2)  $2,0 < w_{г2} \leq 2,5 \text{ м/с}$ . Режим начального псевдооживления (переходный режим). 3)  $2,5 < w_{г2} \leq 6,0 \text{ м/с}$ . Режим развитого псевдооживления. Весь слой насадки подвижен, система однородна (гомотенна). Сравнение характеристик системы с аналогичным режимом для зоны  $\rho_{жл}$  показывает, что новый характер перехода в подвижность сказался на поведении системы в целом: поддерживается состояние начального захлебывания, которое, однако, с ростом  $w_{г2}$  не развивается далее в развитое захлебывание, благодаря компенсирующему механизму расширения слоя. Такая своеобразная ситуация поддерживающегося в широком диапазоне  $w_{г2}$  начального захлебывания обеспечивает возможность устойчивой эксплуатации аппаратов с ПН в этом режиме.

Изучение процессов теплообмена при испарительном охлаждении жидкости в слое подвижной насадки. Исследовался процесс испарительного охлаждения воды в аппаратах с подвижной насадкой. Обработка экспериментальных данных по теплообмену и получение обобщенных расчетных уравнений осуществлялась Нелдера-Мида [2] в виде:

$$Sh = c Re_{г2}^{x1} \cdot Re_{ж2}^{x2} \cdot Gd_{ж2}^{x3} \cdot Ar_{г2}^{x4} \cdot \left(\frac{H_{cm}}{d_{жл}}\right)^{x5} \quad (1)$$

Полученные результаты для выделенных диапазонов  $\rho_{жл}$  приведены на рис. 5, где особый интерес представляют данные для рекомендованного диапазона  $\rho_{жл} = 200\text{--}700 \text{ кг/м}^3$ . Для всего массива экспериментальных данных ( $\rho_{жл} = 90\text{--}1000 \text{ кг/м}^3$ , примерно 600 опытных точек) с погрешностью  $\pm 25\%$  получено выражение:

$$Sh = 9,47 Re_{г2}^{0,933} \cdot Re_{ж2}^{0,410} \cdot Gd_{ж2}^{-0,541} \cdot Ar_{г2}^{0,217} \cdot \left(\frac{H_{cm}}{d_{жл}}\right)^{-0,681} \quad (2)$$

#### V. Выводы:

- Надежность эксплуатации солнечных абсорбционных систем выдвигает особые требования к используемой в них теплообменной аппаратуре. В первую очередь это касается опасности отложений на рабочих поверхностях.
- В разработанных аппаратах (абсорбер, десорбер, градирни) используются трехфазные псевдооживленные системы "газ-жидкость-твердое тело" обеспечивающее самоочищаемость рабочих поверхностей даже при высоких концентрациях и работе вблизи линии кристаллизации.
- Переход ПН из стационарного в подвижное состояние сопровождается формированием неустойчивых псевдостационарных композиций, отличающихся порозностью, и зависит от эффективной плотности  $\rho_{жл}$ . Легкие ЭН ( $\rho_{жл} < 200 \text{ кг/м}^3$ ) псевдооживаются при малой задержке жидкости; ЭН средней плотности ( $200 < \rho_{жл} < 700 \text{ кг/м}^3$ ) начинают псевдооживаться в условиях захлебывания псевдостационарного слоя, и состояние начального захлебывания характеризует все их последующее поведение; тяжелые ЭН ( $\rho_{жл} > 700 \text{ кг/м}^3$ ) псевдооживаются в условиях захлебывания и формирования слоя пены поверх ПН.
- Практическое значение имеет область начального и развитого псевдооживления

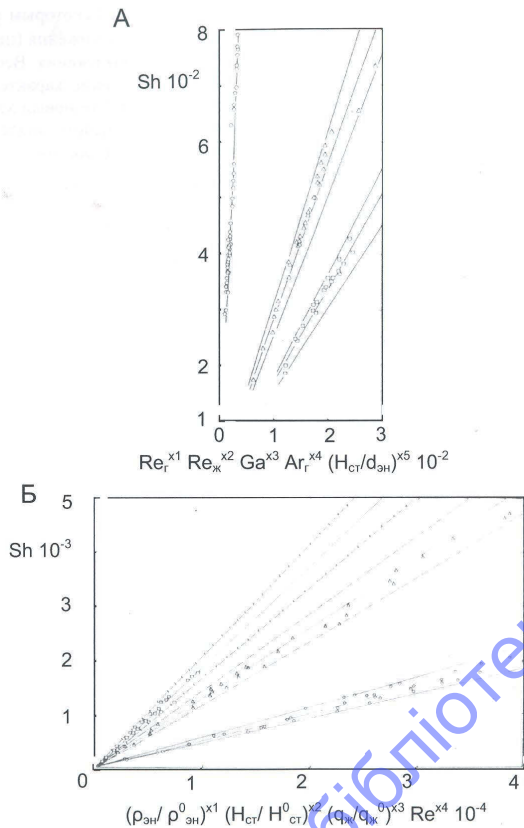


Рис. 5. (А) Зависимость числа  $Sh$  ( $N_{ш}$ ) от определяющих величин (чисел подобия) по уравнению 1 при  $\rho_{эн}$  ( $кг/м^3$ ):

- – 90-200;
- – 200-700;
- △ – 700-1000.

На графиках выделены диапазоны разброса экспериментальных данных (Б) Зависимости по уравнению (2)

ния системы, составляющая для  $200 < \rho_{эн} < 700 кг/м^3$ , величину  $w_1 = 2.5 \dots 6.0 м/с$ . Поскольку с ростом  $\rho_{эн}$  величина  $w_1$  линейно растет, для  $\rho_{эн} > 500 кг/м^3$  приходится использовать режим начального псевдосжижения, характеризующийся допустимой величиной каплеуноса.

#### Литература:

1. Горин А.Н., Дорошенко А.В. Альтернативные солнечные системы и системы кондиционирования воздуха – Донецк: Норд-Пресс. – 2006. – 341 с.
2. Lowenstein, H. A., 1993, Liquid desiccant air-conditioners: An attractive alternative to vapor-compression systems. Oak-Ridge nat. Lab/Proc. Non-fluorocarbon Refrig. Air-Cond. Technol. Workshop. Breckenridge, CO, US, 06.23-25. – P. 133-150.
3. Дорошенко, А. Компактная теплообменная аппаратура для холодильной техники (теория, расчет, инженерная практика). Докторская диссертация. Одесский институт низкотемпературной техники и энергетики. Одесса. – 1992.

Дорошенко О.В., Казак І.І., Глауберман М.А., Андреев В.І.

#### Сонячні системи теплохолодопостачання з непрямою регенерацією абсорбенту й теплообмінною апаратурою із псевдо зрідженим шаром

#### АНОТАЦІЯ

Стаття присвячена питанням розробки альтернативних систем теплохолодопостачання на основі відкритого абсорбційного циклу, з використанням теплообмінної апаратури з рухомою насадкою. Рухомий шар забезпечує самоочистку робочої поверхні, що в умовах використання водяних розчинів абсорбентів становить особливу важливість для сонячних альтернативних систем. Описане експериментальне дослідження робочих характеристик теплообмінної апаратури з рухомою псевдозрідженою насадкою для абсорбційних систем.

Doroshenko A.V., Kazak I.I., Glauberman M.A., Andreev V.I.

#### Heat and refrigeration supply solar systems based on indirect absorbent regeneration and fluidized bed heat-and-mass transfer equipment

#### SUMMARY

The study deals with development of alternative heat and refrigeration supply systems based on open absorption cycle. Fluidized bed heat-and-masstransfer equipment was used in systems design. The fluidized bed provided self-cleaning of the operating surface. This fact is of special importance for solar alternative systems with water absorbent solutions use. The pilot research of fluidized bed heat-and-mass equipment for absorption systems performance was described.

УДК 536.46

Головко В.В., Баронецкий В.К., Величко А.А., Копейка А.К., Исаев Д.И.

Одесский национальный университет имени И.И. Мечникова  
Институт горения и нетрадиционных технологий

**Распространение диффузионного пламени по пленкам горючего на металлических подложках**

*Исследовано распространение диффузионного пламени по тонким пленкам ряда спиртов, нанесенных на металлические проволоки. Показано, что скорость распространения пламени и предельные диаметры проволок определяются удельными теплотами испарения горючих и объемными теплоемкостями подложек. Теплопроводность материала подложки, обеспечивая передачу тепла в волне горения, не оказывает существенного влияния на скорость пламени.*

Процесс распространение пламени по поверхности горючего вещества, находящегося в контакте с инертной подложкой, является одним из возможных режимов волнового горения. В таком режиме свойства волны горения зависят как от условий теплообмена между высокотемпературным факелом пламени, подложкой и горючим, так и особенностей физико-химических процессов, определяющих превращение горючего вещества. Понятно, что в экспериментах одновременный учет множества факторов, влияющих на структуру и скорость волны горения практически невозможен. В работах [1-3] предложен подход раздельного исследования влияния на свойства волны диффузионного горения жидких горючих их реакционной способности, теплофизических свойств горючих и подложек. Реализация такого подхода требует проведения систематических экспериментальных исследований с различными горючими и инертными подложками.

Целью настоящей работы было выяснение влияния на скорость и пределы распространения диффузионного пламени теплофизических характеристик жидких горючих и металлических подложек.

В качестве горючих были выбраны спирты с различными удельными теп-

Таблица 1 Тепловые константы горючих веществ

Горючее	$T_{\text{ж}}$ , К	$L$ , кДж/моль	$Q_{\text{сж}}$ , кДж/моль
Этиловый спирт	351	43.2	1370
Изопропиловый спирт	355	45.2	2010
Пропиловый спирт	370	48.1	2003
Амиловый спирт	411	56.9	3320

лотами испарения  $L$ , температурами кипения  $T_{\text{ж}}$  и теплотами сгорания  $Q_{\text{сж}}$ , (табл. 1).

Исследовалось распространение пламени сверху вниз по тонким пленкам горючих ( $h_f \approx 20$  мкм), нанесенных на проволоки из разных металлов с диаметрами  $d = (0,2 \pm 2,0)$  мм. Эксперименты проводились на установке и по методике приведенной в работе [4].

Для выяснения механизма передачи тепла по слоевой системе, сравним характерные времена тепловой релаксации в слоях топлива –  $\tau_f = h_f^2 / a_f$ , подложки –  $\tau_s = h_s^2 / a_s$  и характерного времени передачи тепла вдоль проволоки –  $\tau_b = a^* / u_2$ . Здесь  $h_f, h_s$  – толщина пленки горючего и подложки;  $a_f, a_s$  – коэффициенты теплопроводности горючего и подложки;  $u$  – скорость распространения пламени. Так, для этилового спирта ( $h_f \approx 20$  мкм) на медных проволоках  $\tau_b \approx 10^{-2}$  с,  $\tau_s \approx 10^{-3}$  с,  $\tau_f \approx 10^{-4}$  с, т.е.  $\tau_b > \tau_s > \tau_f$ . Это означает, что скорость передачи тепла по толщине слоя горючего и диаметру подложки существенно выше скорости передачи тепла вдоль подложки. Следовательно, распределения температуры по толщине пленки горючего и радиусу проволоки не лимитируют процесс передачи тепла в слоевой системе, а система является термически тонкой с теплопроводностью [5]

$$a^* = \frac{\lambda_f h_f + \lambda_s h_s}{c_f \rho_f h_f + c_s \rho_s h_s}, \quad (1)$$

где  $\lambda, c, \rho$  – коэффициент теплопроводности, удельная теплоемкость, плотность; индексы  $f$  и  $s$  относятся соответственно к горючему и подложке.

Для получения информации о структуре тепловой волны в подложке, проводилось термографирование процесса распространения пламени. Типичная термограмма приведена на рис. 1. Можно выделить две характерные температуры –  $T_1$  и  $T_2$ . Температура  $T_2$  – максимальная температура части проволоки, находящейся в факеле пламени. Температура  $T_1$  соответствует небольшому плато, указывающему на фазовый переход горючего, обусловленный тем, что на спае термопары образовывалась небольшая капелька горючего. Испаряющаяся капелька «замораживает» температурный профиль в проволоке перед фронтом пламени [4]. Характерные температуры приведены в табл. 2 для мед-

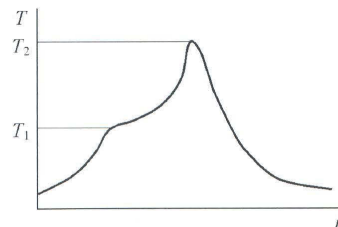


Рис. 1 Термограмма процесса распространения пламени



Таблица 2. Характерные температуры и скорость пламени на медной проволочке ( $d = 0,20$  мм)

Горючее	$u$ , см/с	$T_1$ , К	$T_2$ , К
Этиловый спирт	8,2	350	580
Изопропиловый спирт	7,8	350	600
Пропиловый спирт	7,2	370	600
Амиловый спирт	6,0	410	630

ной проволочки диаметром  $d = 0.20$  мм. Из таблицы видно, чем больше теплота сгорания горючего ( $Q_c$ ), тем выше и температура  $T_2$  части проволоки, находящейся в факеле пламени. Температуры проволоки перед передней кромкой факела ( $T_1$ ) для всех исследованных спиртов близки к их температурам кипения. Это свидетельствует о том, что температурное состояние подложки определяется не только условиями теплообмена проволоки с факелом, но и физическими свойствами самого горючего.

Обратимся теперь к результатам экспериментов по определению скоростей распространения пламени. На рис. 2 приведены экспериментальные зависимости скорости пламени от диаметра медных проволочек.

Как видно, характер зависимостей для различных спиртов подобен. С увеличением диаметра подложек скорость распространения диффузионного пламени монотонно падает. Это связано с тем, что тепло, подводимое от факела к проволоке  $Q_1 \approx d$ , а тепло, необходимое для прогрева проволоки  $Q_2 \approx d^2$ . Следовательно, с увеличением диаметра проволочек большее количество тепла рассеивается в массе проволоки, и они прогреваются до меньших температур. Соответственно меньше тепла передается пленке горючего, что уменьшает скорость испарения, а значит и скорость распространения пламени. Несмотря на общее подобие зависимостей, уровень скоростей распространения пламени по пленкам различных спиртов различен. Для топлив, горящих в диффузионном

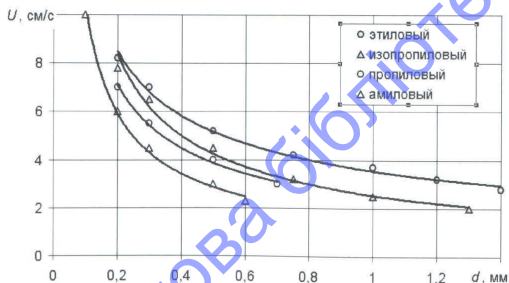


Рис. 2 Зависимость скорости распространения пламени от диаметра проволоки для различных спиртов

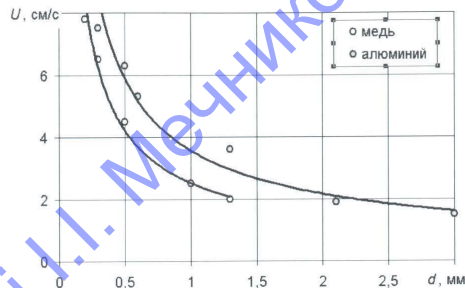


Рис. 3 Зависимость скорости распространения пламени по пленкам изопропилового спирта от диаметра проволоки

режиме, скорость горения определяется процессами испарения и смешения паров горючего с кислородом воздуха. Наиболее медленной стадией является испарение, скорость которого зависит от удельной теплоты испарения  $L$ . Если сравнить уровни скоростей распространения пламени по пленкам различных спиртов с удельными теплотами испарения (см. табл. 1 и 2) то видно, чем ниже теплота испарения, тем выше скорость пламени. Таким образом, одним из параметров, определяющих скорость распространения пламени по тонким пленкам горючего, является удельная теплота испарения.

Помимо свойств горючего, скорость распространения пламени зависит и от теплофизических характеристик вещества подложки (рис. 3).

Как видно, скорость распространения пламени на проволоках из алюминия выше, чем из меди, хотя коэффициент температуропроводности меди больше, чем алюминия:  $a_{Cu} = 1.16 \text{ см}^2/\text{с}$ ,  $a_{Al} = 0.86 \text{ см}^2/\text{с}$ . Однако объемная теплоемкость алюминия ( $cp)_{Al} = 0.58 \text{ кал}/(\text{см}^3 \cdot \text{с})$  меньше, чем у меди ( $cp)_{Cu} = 0.83 \text{ кал}/(\text{см}^3 \cdot \text{с})$ . Это означает, что при одинаковых условиях теплообмена проволочек с факелом пламени, алюминиевая проволочка разогревается до больших температур, чем медная. В этом случае и разогрев пленки горючего будет выше, а значит и скорость распространения пламени. На рис. 4 приведена зависимость скорости пламени от доли теплоемкости подложки в слоевой системе ( $\beta_s$ ) для изопропилового спирта. Видно, что опытные данные хорошо обобщаются линейной зависимостью и находятся в согласии с результатами работы [1]. Учитывая, что для условий экспериментов  $\lambda_s h_s \gg \lambda_f h_f$ , соотношения (1) можно записать:

$$a^* = \frac{\lambda_s h_s}{c_f \rho_f h_f + c_s \rho_s h_s} = a_s \beta_s, \quad (2)$$

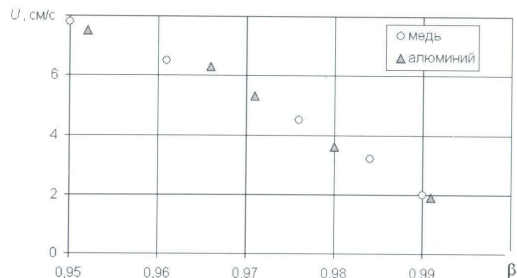


Рис. 4 Зависимость  $U(\beta)$ .

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

«пленка горючего – подложка»;  $a_s$  – коэффициент температуропроводности материала подложки.

Из рис. 4 следует, что скорость распространения диффузионного пламени резко падает с увеличением  $\beta_s$ , что связано с рассеянием тепла, поступающего от факела, в подложке и уменьшением ее разогрева. Как следует из (2), эффективная температуропроводность слоевой системы зависит и от  $a_s$ . Зависимость скорости распространения пламени по пленкам изопропилового спирта на проволоках одного и того же диаметра ( $d = 0.25$  мм), но из разных материалов (железо, константан, медь) от  $a_s$  приведена на рис. 5.

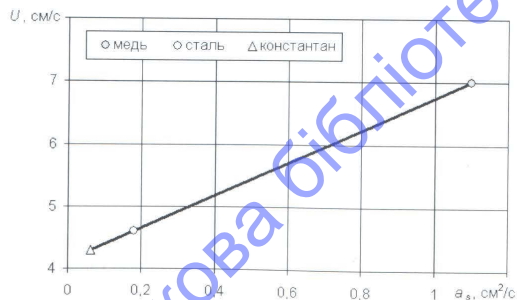


Рис. 5 Зависимость скорости распространения пламени от температуропроводности  $a_s$  материала подложки.

Таблица 3 Критические диаметры медных проволок для различных горючих

Горючее	$T_{кс}$ , К	$L$ , кДж/моль	$d_{кр}$ , мм
Этиловый спирт	351	43.2	1.4
Изопропиловый спирт	355	45.2	1.3
Пропиловый спирт	370	48.1	0.7
Амилловый спирт	411	56.9	0.6

Видно, что скорость пламени увеличивается с увеличением температуропроводности материала подложки, т.е. в механизме переноса тепла в волне горения теплопроводность подложки играет важную роль. Однако из сравнения данных рис. 4 и рис. 5 следует, что значительно более сильное влияние на скорость пламени оказывает объемная теплоемкость материала подложки. Именно это положение объясняет тот факт, что пламя может распространяться и по пленкам горючего на подложках из поливинилхлорида (изоляция проводов), имеющего низкое значение коэффициента температуропроводности ( $a_s = 10^{-3}$  см²/с).

Одной из особенностей распространения пламени по горючему, находящемуся в тепловом контакте с инертной подложкой, является конкуренция температурных и теплообменных факторов [6]. Действительно, с увеличением разогрева проволочек, увеличивается температура пленки горючего и растет скорость распространения пламени. Однако, с увеличением скорости пламени ухудшается теплообмена факела пламени с проволочкой и разогрев проволочки уменьшается. Это приводит к возникновению обратной связи между скоростью волны горения и температурой подложки, что вызывает появления пределов горения [7]. Как видно из рис. 2, скорость распространения пламени уменьшается с увеличением диаметра проволочки и при некотором критическом диаметре ( $d_{кр}$ ) распространение пламени прекращается. Критические диаметры распространения пламени на медных проволоках и некоторые свойства горючих приведены в табл. 3.

Видно, что предельные диаметры проволочек уменьшаются по мере увеличения теплоты испарения горючего и его температуры кипения. Поскольку предельные условия горения связаны с разогревом инертной подложки [5], то критические диаметры должны зависеть и от теплофизических свойств материала проволочек. Из рис. 3 следует, что на медных проволочках критический диаметр потухания  $d_{кр}$  меньше, чем для алюминиевых, имеющих более низкую, чем у меди, объемную теплоемкость.

Таким образом, наиболее важными параметрами, определяющими скорость распространения диффузионного пламени и предельные диаметры подложек, являются удельная теплота испарения горючего и объемная теплоемкость подложки. Теплопроводность подложки обеспечивает передачу тепла в волне горения, однако не оказывает существенного влияния на скорость пламени.

### Литература:

1. Коржавин А.А., Бунев В.А., Гордиенко Д.М., Бабкин В.С. Поведение пленки, распространяющихся по пленкам жидкости на металлических подложках // Физика горения и взрыва. – 1998. – Т. 34, № 3. – С. 15.
2. Коржавин А.А., Бунев В.А., Намятов И.Г., Бабкин В.С. Распространение пламени над пленкой жидкого топлива на металлических подложках // Физика горения и взрыва. – 2000. – Т. 36, № 3. – С. 25.
3. Намятов И.Г., Минаев С.С., Бабкин В.С., Бунев В.А., Коржавин А.А. Диффузионное горение пленки жидкого топлива на металлической подложке // Физика горения и взрыва. – 2000. – Т. 36, № 5. – С. 12.
4. Головки В.В., Баронецкий В.К., Копейка А.К. Распространение пламени по тонким пленкам жидкого топлива на металлических подложках // Физика аэродисперсных систем. – 2005. – Т. 42. – С. 76.
5. Рыбанин С.С., Степик Л.Н. Теория горения конденсированного топлива с плоским теплопроводящим элементом // Материалы IV Всесоюзного симпозиума по горению и взрыву. – М.: Наука, 1977. – С. 213-220.
6. Рыбанин С.С., Соболев С.Л. Скорость и пределы горения конденсированного вещества при теплообмене с инертной средой. – 1988, Черногоровка. – № 993.
7. Зельдович Я.Б., Лейтунский О.И., Либрович В.Б. Теория нестационарного горения пороха. – М.: Наука, 1975. – 131 с.

**Головки В.В., Баронецкий В.К., Величко А.А., Копейка А.К., Исаев Д.И.**

#### **Розповсюдження дифузійного полум'я по плівках палива на металевих підкладках**

##### АНОТАЦІЯ

Досліджено поширення дифузійного полум'я по тонких плівках ряду спиртів, нанесених на металеві дроти. Показано, що швидкість поширення полум'я й граничних діаметрів дротів визначаються питомими теплотами випаровування паливних й об'ємними теплоємностями підкладок. Теплопровідність матеріалу підкладки, забезпечуючи передачу тепла у хвиль горіння, не робить істотного впливу на швидкість полум'я.

**Golovko V.V., Baronezkiy V.K., Velichko A.A., Kopeyka A.K., Isaev D.I.**

#### **The diffusion flame propagation over fuel films on metal wires**

##### SUMMARY

The diffusion flame propagation in the films of some spirits, deposited on metal wires was investigated. It was shown, that the flame propagation velocity and wires critical diameters depended on fuels evaporation heat and wire bulk heat capacity. It was shown that the metal thermal conductivity, which provided heat transfer in the combustion wave, slightly affected the flame velocity.

## ГАЗОДИНАМИКА

УДК 531.745; 621.45.04; 546.46

**Кузнецов А.А.**

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

#### **Тепловое излучение пламени метеотрона**

Метеотрон относится к источникам естественно-конвективных струй. Приведены конструктивные особенности метеотрона, показатели топлива. Обоснован выбор метода регистрации теплового излучения пламени и приведены основные экспериментальные результаты.

Искусственные источники восходящих потоков воздуха разделяют на механические и тепловые [1, 2]. Первые – производят вынужденно-конвективные восходящие струи, вторые – естественно-конвективные [2]. Разделение происходит выбором способа организации процесса горения: в изолированном объеме или в свободной атмосфере. Первый способ позволяет обеспечить стабильность горения вне зависимости от внешних условий. Тепловая струя ракетных двигателей обладает большой скоростью истечения при сравнительно малой площади сечения. Полагая, что интенсивность турбулентности в струе пропорциональна характерной скорости [2, 3], а скорость вовлечения в струю пропорциональна интенсивности турбулентности, получаем пропорциональную связь между скоростью втекания воздуха в струю и характерной скоростью внутри струи для любого сечения струи в устойчивой атмосфере. При этом коэффициент пропорциональности определен константой вовлечения  $\alpha = 0,08$ . С качественной стороны – это известное свойство явления эжекции: расход жидкости в струе мал по сравнению с расходом, эжектируемым количеством движения струи [4].

Вынужденно-конвективные подогретые струи при сохранении потока импульса характеризуются быстрым набором массы воздуха, снижением начальной температуры и еще более быстрым падением характерной скорости. Как следствие, это приводит к снижению дальности по высоте.

Предпочтительнее использовать естественно-конвективные струи сжиганием топлива в свободной атмосфере, но в этом случае основной трудностью является обеспечение полного сгорания топлива. Для решения этой задачи были рассчитаны, изготовлены и испытаны форсуночные устройства с предварительным перегревом топлива [1].



Таблица 1. Характеристики топлива ВРД сорта ТС-1

Показатели	Паспорт	ГОСТ 10227-62
Плотность при 20°C, г/см <sup>3</sup>	0.787	не менее 0.775
Вязкость кинематическая при 20°C, сСт	1.354	не менее 1.25
Теплота сгорания (низшая), кДж/кг	43227	не менее 42948
Кислотность, мг КОН на 100 мл топлива	0.4	не более 0.7
Общее содержание серы, %	0.11	не более 0.25
Групповой углеводородный состав %:	-	
Непредельные		до 1
Ароматические		до 16
нафтеновые		более 20
парафиновые		около 60
Оценка теплоемкости паров $c_p$ при $p = 1$ атм		в интервале (150-250)°C меняется линейно (2.35-2.5) кДж/(кг·град)
Зольность		отсутствует

**Метеотрон II** [1]. Конструктивно теплообменник выполнен в виде свернутого спиралью участка трубопровода, находящегося в пламени форсунки (рис. 1). Диаметр трубопровода 22 мм, диаметр спирали теплообменника 280 мм, высота спирали 780 мм, а длина трубы теплообменника 9 метров. Номинальный расход топлива ТС – 1 через форсунку 0.25 л/с при перепаде давления 100 атм определен по минимальному задымлению струи.

Тепловая установка при работе создает мощный восходящий поток продуктов сгорания. В область пониженного давления – под форсункой поступает воздух. Образующиеся в турбулентном потоке вихри, способны сбивать пламя форсунок. Спиральный теплообменник выполняет функцию стабилизатора пламени.

Если перегревать топливо до перехода его в парообразное состояние перед выходом из форсунки, то массовый секундный расход горючего сильно падает. Чтобы не увеличивать количество форсунок на трубе, подводящей топливо к форсунке, в ней поддерживается высокое давление (80 – 120 атм). Перегрев топлива осуществляется до температуры достигающей температуры кипения при таком давлении. При распылении топлива форсункой, перегретые капли жидкого топлива, мгновенно вскипают, испаряются и дробятся, облегчая процесс перемешивания с воздухом.

Особенности конструкции тепловых источников метеотронного типа [1] определяются выбором топлива. Наиболее подходящим по эксплуатационным характеристикам является топливо ВРД типа авиационный керосин сорта ТС-1 (C<sub>10</sub>H<sub>20</sub>), предназначенное для работы в устройствах, где в качестве окислителя может быть использован атмосферный воздух. В таблице 1 приведены основные характеристики по паспорту сопровождения и технические условия по ГОСТ 10227-62 [5].

При расходе топлива 9.5 л/с (7.8 кг/с) на номинальном режиме работы в течении одного рядового опыта (15 мин, 8.6 м<sup>3</sup> сожженого топлива) стоит не менее 10 тысяч долларов с учетом транспортных расходов. Под рядовым опытом понимается установление стационарной ветровой циркуляции при работе метеотрона. В зависимости от времени года и состояния атмосферы при работе на номинальном режиме установки циркуляция



Рис. 1. Факел пламени одной форсунки метеотрона II

устанавливается в течении 10 – 25 мин. Подобные дорогостоящие опыты – большая редкость [2] и возможны в некоторых особых случаях: 1. Горение пилочного газа в свободной атмосфере [6]. 2. Сезонные пожары больших лесных массивов [7]. 3. Горение нефтяных скважин при авариях или военных действиях.

**Результаты актинометрии пламени метеотрона.** При сжигании жидких углеводородных топлив в свободной атмосфере излучение пламени складывается в основном из излучения сажевых частиц в факеле светящегося пламени и излучения нагретых газов (в основном H<sub>2</sub>O и CO<sub>2</sub>) в потоке продуктов сгорания [8]. Приведенный в работах [9, 10] анализ необходимости учета влияния излучения и поглощения газом лучистой энергии на высоту подъема нагретой струи показал, что критериями необходимости учета являются начальная скорость и перегрев струи. Для струй с начальной скоростью 20 м/с и начальным перегревом 2000К ошибка, вносимая пренебрежением лучистой энергии, составляет 2% и падает при увеличении скорости и уменьшении перегрева [9]. При соответственно 10 м/с и 1000К изменение прозрачности струи в широком диапазоне приводит к изменениям высоты подъема струи в устойчивой атмосфере на 5 – 10 % [10]. В нашем случае начальная скорость струи больше 20 м/с, а перегрев меньше 2000К, поэтому лучистым тепловым потоком в потоке продуктов сгорания пренебрегаем, и в качестве основного излучателя принимаем факел пламени.

Для измерения интенсивности теплового излучения пламени метеотрона использовался промышленный актинометр (рис. 2). Основным преимуществом использования актинометра является простота, надежность и удобство его эксплуатации в полевых условиях. Актинометр предназначен для измерения интенсивности прямого солнечного излучения. Солнечное излучение распределяется примерно поровну на видимую часть спектра и инфракрасную ( $\lambda \approx 0,4 \div 3$  мкм). Поглощательная способность поверхности (пластин термостолбика) зави-

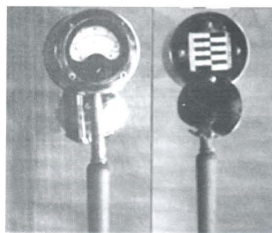


Рис. 2. Фотографии актинометра: а - со стороны, обращаемой к факелу пламени; б - со стороны оператора

сит от спектра, падающего на нее излучения. Поэтому способность тел поглощать солнечное излучение может отличаться от поглощательной способности для инфракрасного теплового излучения. Использование актинометра для измерений лучистых потоков пламени метеотрона по мнению автора возможно для оценочного количественного исследования интегрального излучения в инфракрасном диапазоне спектра и качественному анализу результатов, принимая при этом, что излучатель имитирует Солнце [8]. Значения полученных характеристик следует рассматривать как ориентировочные.

Актинометр с пределами измерений (0 – 14) кДж/(м<sup>2</sup>·с) состоит из теплоприемника, измерительного прибора и корпуса с крышкой (рис. 2). Измерение радиации по степени нагрева, поглощающей радиацию зачерненной поверхностью, производится с открытой крышкой актинометра при направлении теплоприемника в сторону излучателя. Крышка защищает руку от излучения. Время измерения не превышает 2 – 3 с, так как покрытия «горячего» и «холодного» слоев термостолбика обладают разным коэффициентом поглощения, и их температуры с течением времени выравниваются [11]. Измерения плотности лучистого теплового потока пламени топлива ТС-1 в воздухе были проведены при разных давлениях топлива на входе в форсунку и на различных расстояниях от

Таблица 2. Режимы работы и результаты измерений

p, атм	ε <sub>r</sub> , мВ	Δt, °С	q, Дж/(м <sup>2</sup> ·с)				
			r = 2 м	r = 4 м	r = 6 м	r = 8 м	r = 10 м
20	5.2	125	7.7·10 <sup>3</sup>	2.1·10 <sup>3</sup>	0	0	0
40	4.5	108	14.7·10 <sup>3</sup>	6.3·10 <sup>3</sup>	1.75·10 <sup>3</sup>	0.84·10 <sup>3</sup>	0
60	4.3	104	7.1·10 <sup>3</sup>	3.2·10 <sup>3</sup>	2.1·10 <sup>3</sup>	0.9·10 <sup>3</sup>	0
80	4.2	101	7.7·10 <sup>3</sup>	3.8·10 <sup>3</sup>	1.4·10 <sup>3</sup>	1.2·10 <sup>3</sup>	0
100	4.0	96	-	6.3·10 <sup>3</sup>	3.2·10 <sup>3</sup>	2.1·10 <sup>3</sup>	0.7·10 <sup>3</sup>
120	3.7	89	-	9.4·10 <sup>3</sup>	4.2·10 <sup>3</sup>	1.75·10 <sup>3</sup>	0.84·10 <sup>3</sup>

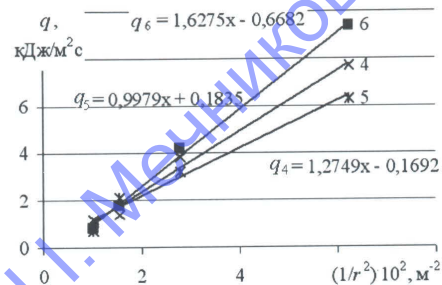


Рис. 3. Графики зависимости измеренной величины интенсивности теплового излучения от обратного квадрата расстояния  $x = (1/r^2)10^2$  от факела до актинометра. Перепад давления на выходе форсунки p, атм: 4 – 80, 5 – 100, 6 – 120

факела пламени (рис. 1, табл. 2).

Для оценки радиационных потерь для пламени одной форсунки выбран режим работы, принятый за номинальный по критерию минимального задымления вертикальной нагретой струи. Этот режим характеризуется расходом топлива 0.25 л/с при перепаде давления 100 атм на выходе форсунки. При сгорании 0.2 кг/с и теплоты сгорания 42950 кДж/кг, получаем  $N_{max} = 42950 \cdot 0.2 = 8.59 \cdot 10^6$  Дж/с, или 8.59 МВт.

Наиболее полное сгорание топлива может свидетельствовать об оптимальном сочетании процессов диспергирования топлива и перемешивания с воздухом в объеме пламени. Это указывает на относительный рост температуры в пламени и, как следствие, догоранию и падению концентрации крупных сажевых частиц в потоке продуктов сгорания. Присутствие в некоторых областях факела, в частности в верхней части факела, мелких частиц, должно определять падение лучистого теплового потока. Известно [12], что при уменьшении размера сажевых частиц их поглотительная способность увеличивается. Для ярко-желтой непрозрачной части пламени степень черноты приближается к единице. Кроме того, по мере увеличения размеров пламени должно приближаться к излучению черного тела [12]. Это приводит к сокращению области догорания, т.е. высоты пламени.

Результаты эксперимента представлены в таблице 2 и на рис. 3. Эксперимент проведен 11 февраля около полудня, при температуре воздуха минус 5°С. Установка работала 900 с (15 мин). Проведены измерения температуры керосина ТС-1 на входе в форсунку при разных давлениях и измерены потоки q излучения при работе одной форсунки метеотрона II. При измерении температуры керосина ТС-1 на входе в форсунку использовалась термопара хромель – алю-

мель (ХА) с рабочими интервалами по температуре и термо-ЭДС:  $\Delta t = 0 - 600^\circ\text{C}$ ;  $\Delta \epsilon_T = 0 - 24.91$  мВ.

На рис. 3 по оси абсцисс отложен обратный квадрат расстояния теплоприемника от пламени, а по оси ординат - поток лучистой энергии. Видно, что поток энергии слабо и нелинейно связан с давлением топлива  $p$ , хотя расход топлива через форсунку пропорционален  $\sqrt{p}$ . Вероятно, с уменьшением  $p$  увеличивается средний диаметр капель распыленного топлива, а время горения капли возрастает. Поэтому уменьшение размера факела при сокращении расхода компенсируется его увеличением за счет того, что капли до полного сгорания проходят больший путь.

На рис.3 видно, что точки хорошо укладываются на прямую. Очевидно, что между  $q$  и  $r$  возможна степенная зависимость вида  $q = Ar^{-2}$  при  $A \approx 10^5$  Вт для выбранного ранее режима 5 ( $p = 100$  атм) при полном сгорании топлива. Без учета отражения от поверхности земли мощность потерь на тепловой поток  $P_q = 2\pi A = 0.63$  МВт. Таким образом, при сделанных допущениях на излучение приходится около 7 % всей энергии, выделяющейся при сгорании топлива. При этом действительные потери значительно меньше, так как сделанные допущения имеют общую тенденцию на увеличение тепловых потерь: низшая теплота сгорания топлива, отсутствие отражения.

Для оценки высоты подъема конвективной колонки от теплового источника в стратифицированной атмосфере в стандартных метеорологических условиях используются приближенные аналитические формулы вида  $z_m = AP^{1/4}$  [13]. Легко проверить, что сравнение высот подъема колонок с учетом тепловых потерь и без их учета дает поправку на изменение высоты подъема в устойчивой атмосфере не более 4 %, что соответствует данным [9, 10].

#### Литература:

1. Кузнецов А.А., Конопасов Н.Г. Установка для создания мощных вертикальных нагретых струй // Прикладные проблемы механики жидкости и газа. Сев-ГТУ, Севастополь. – 2001. – С.116-122.
2. Шитлов О.И. Исследование вертикальной турбулентной струи и сжимаемого газа – М.: Гидрометеоздат, Труды ИПГ. – 1984. – Вып. 8. – 74 с.
3. Bachelor G.K. Heat convection and buoyancy effects in fluids/ Quart. J. of the Royal Meteorol. Soc.– 1954. – Vol. 80, № 345. – P. 339-358
4. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа: учеб. для вузов – М.: Наука. ГРФМЛ. – 1987. – 840 с.
5. Нефтепродукты. Справочник / под ред. Б. В. Лосикова – М.: Химия. – 1966. – 776 с.
6. Образование и разложение загрязняющих веществ в пламени: пер. с англ / под ред. Чигир Н.А. – М.: Машиностроение. – 1981. – 407 с.
7. Carrier G. F., Fendell F.E., Feldman P.S. Big Fires / Comb. Sci. and Tech. – 1984. – Vol. 39. – P. 136-162.

8. Теплотехника: учеб. для вузов / В.Н. Луканин, М.Г. Шатров, Г.М. Камфер и др.; под ред. В.Н. Луканина. – М.: Высш. шк., 1999. – 671 с.
9. Morton B.R. Modeling fire plumes. Tenth Symposium (International) on Combustion. The Combustion Institute, 1965. – P. 973-981.
10. Smith R.K. Radiation effects on large fire plumes. Eleventh Symposium (International) on Combustion. The Combustion Institute, 1967. – P. 507-515.
11. Янишевский Ю.Д. Актинометрические приборы и методы наблюдений. – Л.: Гидрометеоздат. – 1957. – 416 с.
12. Гейдон А.Г., Вольфгард Х.У. Пламя. Его структура, излучение и температура: пер. с англ. Н.С. Чернецкого / под ред. С.А. Гольденберга. – М.: Гос. науч.-техн. изд-во лит-ры по черной и цветной металлургии, 1959. – 330 с.
13. Гостинцев Ю.А., Копылов Н.П., Рыжов А.М., Хасанов И.Р. Загрязнение атмосферы большими пожарами: препринт. Черноголовка: ИХФ РАН, 1991. – 59 с.

Кузнецов А.А.

#### Теплове випромінювання полум'я метеотрона

АНОТАЦІЯ

Метеотрон відноситься до джерел природно конвективних струменів. Наведені конструкційні особливості метеотрона, показники палива. Обґрунтований вибір методу реєстрації теплового випромінювання полум'я й наведені основні експериментальні результати.

Kuznetsov A.A.

#### Thermal radiation of a meteotron flame

SUMMARY

Meteotron is the source of natural convection jets. The meteotron construction features and fuel parameters were presented. Meteotron flame thermal radiation registration method was proved and the main experimental results were presented.



Шут М.І. \*, Січкач Т.Г. \*, Кирилов Д.В. \*, Мишак В.Д. \*\*

\*Національний педагогічний університет імені М.П.Драгоманова, м. Київ;

\*\*Інститут хімії високомолекулярних сполук, м. Київ.

polymer\_lab@ukr.net

### Вивчення неоднорідності структури дисперсної системи на основі поліетилену та гумової крихти

На основі визначення швидкості поширення, коефіцієнта поглинання ультразвуку та густини для поліетилену високого тиску, резинової крихти та їх сумішей, досліджено особливості фізико-механічних властивостей та динаміку зміни розміру неоднорідності структури ПКМ. Визначено температурні залежності коефіцієнта теплового розширення композицій.

Полімерні композиційні матеріали (ПКМ), які є бінарними сумішами, достатньо широко досліджені. При цьому найбільша увага приділяється дослідженню систем, складові яких передбачають можливість активної взаємодії. Менше уваги у літературі приділяється дослідженню динаміки зміни властивостей та структури ПКМ на основі слабко взаємодіючих компонентів у залежності від їх концентрації. Прикладом такої системи є ПКМ на основі термопласта та еластомера. У якості термопласта був обраний поліетилен високого тиску ПЕВТ (ГОСТ-16337-77) (густина  $\rho = (925 - 930) \text{ кг/м}^3$ , температура плавлення  $T_{пл} = (381 - 393) \text{ К}$ ). Як наповнювач використовували гумову крихту з відпрацьованих автомобільних шин, одержану пружнодеформаційним методом [1]. Розмір частинок гумової крихти, отриманої подрібненням протекторної частини амортизованих шин становить менше 1.0 мм.; середній розмір частинок тонкоодрібненого гумового порошку із загальношинної гуми (боковина) становить 0.05мм.

Композиційний матеріал на основі ПЕВТ та гумової крихти був одержаний змішуванням в розплаві ПЕВТ при температурі, вище температури плавлення термопластичної матриці, на одношнековому лабораторному екструдері.

Зразки для дослідження фізико-механічних властивостей у формі циліндра діаметром 20мм., висотою 5мм виготовлялись методом термічного пресування. Всі зразки в межах однієї партії готували в однакових баротермічних і часових ( $p$ - $T$ - $t$ ) умовах. Зразки готували в автоматичному режимі, що дозволяє відтворити задані умови з наступним приготуванням з ПКМ окремих зразків для кожного з методів дослідження [2].

З метою отримання значень комплексу фізико-механічних характеристик ПКМ проводили вимірювання швидкості поширення ( $c$ ), коефіцієнта поглинання ( $\alpha$ ), стрибка поглинання  $\Delta\alpha$  при зміні частоти, на частотах 5; 7.5; 10 МГц, та густину  $\rho$ , в залежності від масової концентрації гумової крихти.

Густину ПКМ визначали методом гідростатичного зважування у етилово-м спирті  $\rho = 790 \text{ кг/м}^3$ , на демферних терезах ВЛР-200 ГОСТ-19491-74.

Таблиця 1. Залежність густини, швидкості поширення ультразвуку, коефіцієнта поглинання ультразвуку та стрибка поглинання при зміні частоти від концентрації ( $C_{мс}$ , %) гумової крихти в поліетилені високого тиску при температурі  $T = 293 \text{ К}$ .

$C_{мс}$ , %	$\rho$ , $\text{кг/м}^3$	$c$ , м/с						$\Delta\alpha$
		5МГц	7.5МГц	10МГц	5МГц	7.5МГц	10МГц	
0	927.6	2003	1980	2073	0.68	2.21	3.58	2.90
5	931.1	2005	1935	2028	2.18	4.17	5.05	2.87
10	955.9	1997	1912	1977	2.47	4.48	6.37	3.90
20	959.5	1940	1980	1960	16.13	18.86	20.59	4.36
30	997.4	1940	1890	1893	19.26	20.97	23.49	4.23
40	1007.2	1190	1330	1380	30.03	32.35	34.13	4.10
50	1033.4	1070	1120	1135	38.55	40.60	40.60	2.85
60	1048.4	1016	1018	1011	38.55	40.72	40.72	2.55
70	1063.0	995	1000	-	39.39	41.42	41.42	2.65
80	1104.3	-	1005	-	39.43	41.44	41.44	2.49
100	1150.0	-	-	-	-	-	-	-

Вимірювання швидкості поширення, поглинання ультразвуку та стрибка поглинання при зміні частоти здійснювали за методикою [3].

Результати дослідження концентраційних залежностей густини та ультразвукових властивостей зразків ПКМ з різним масовим вмістом резинової крихти подані у таб.1. та на рис.1, 2.

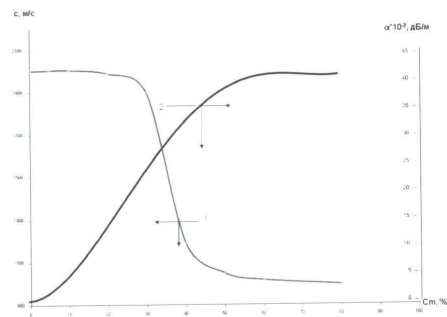
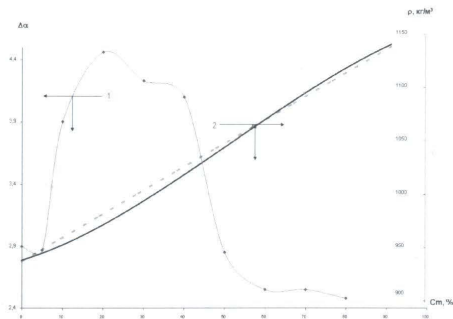


Рис 1. Залежність швидкості поширення ультразвуку ( $c$ , м/с) (1) та коефіцієнта поглинання ( $\alpha \cdot 10^4$ , дБ/м) (2) від концентрації ( $C_{мс}$ , %) гумової крихти в ПЕВТ.



**Рис.2.** Залежність стрибка поглинання при зміні частоти ( $\Delta\alpha$ ), та густини системи ( $\rho, \text{кг/м}^3$ ) (пунктиром нанесено густину, розраховану за умови адитивності) від концентрації ( $C_m, \%$ ) гумової крихти в ПЕВТ.

Характер зміни швидкості ультразвуку частотно практично не змінюється і має стрибок у інтервалі концентрацій 25 – 45% гумової крихти, що говорить про заміну суцільного кластеру ПЕ із вкрапленнями часинок гумової крихти на суцільний кластер гуми із вкрапленнями ПЕ, або принаймні про появу контактів частинок гумової крихти між собою, оскільки значення швидкості у інтервалі 0-25% відповідає її значенню у ПЕ, а при > 45% – швидкості ультразвуку у гуми.

Аналогічний стрибок має залежність поглинання ультразвуку, але його концентраційні інтервали  $\approx 20 - 50\%$ . Тобто інтервали різної зміни  $\alpha$  та  $c$  приблизно збігаються і скоріше всього відповідають переходу саме від суцільного кластеру ПЕ до суцільного кластеру гумової крихти.

Більш складним для аналізу є поведінка стрибка поглинання при зміні частоти в залежності від концентрації гумової крихти, що відповідає за зміну розміру неоднорідності структури системи.

Аналіз кривої  $\Delta\alpha = f(c)$  свідчить про те, що у інтервалі 10 – 40%  $\Delta\alpha$  помітно зростає відносно початкового значення, а потім значно зменшується у інтервалі 40 – 50%, тобто при переході системи у стан суцільного кластера гумової крихти із вкрапленнями ПЕ.

Тобто при малих концентраціях 0 – 10% гумової крихти неоднорідність за розміром менша. У інтервалі 10 – 20% вона зростає і залишається великою до 50%, тобто до моменту утворення суцільного кластеру гуми.

Слід звернути увагу на те, що процес зростання  $\Delta\alpha$  синхронний до процесу відхилення густини від адитивності у бік зменшення, а процес зменшення  $\Delta\alpha$  синхронний до процесу відхилення густини системи від адитивності у бік збі-

льшення.

Одноточасний аналіз сукупності залежності дозволяє припустити, що при малих концентраціях неоднорідності системи є частинки гумової крихти розподілені у суцільному кластері ПЕ. Процес зростання  $\Delta\alpha$  відповідає існуванню взаємо проникних кластерів ПЕ та гумової крихти, але при умові конгломерування частинок крихти, тобто росту розміру неоднорідності.

Зменшення  $\Delta\alpha$  при  $c > 40\%$  відповідає зменшенню розміру неоднорідності системи при переході у стан суцільного кластеру гумової крихти. Це можливо лише при умові, що окремі частинки крихти, взаємодіючи між собою втрачають індивідуальність неоднорідності, тобто утворюють суцільне (без меж розділу) середовище. Отже зберігається висока імовірність зшивання частинок гумової крихти по утворенні при меленні вільним радикалам та залишкам зшиваючого агента.

Таким чином, навіть аналіз залежностей  $c$ ,  $\alpha$ ,  $\Delta\alpha$  як функцій  $C_m$  дозволяє зробити попередні висновки про особливості фізико-механічних властивостей та динаміку зміни розміру неоднорідності структури дисперсної системи на основі ПЕВТ та гумової крихти:

- на першому етапі наповнення частинки крихти вкраплені у суцільний кластер ПЕ і являють собою неоднорідність структури;

- на проміжному етапі частинки крихти не розподіляються поодинокі, а утворюють певні конгломерати, між якими, скоріше за все мають місце елементи порової структури і тому густина системи нижче адитивної, а розмір неоднорідності зростає;

- на етапі утворення суцільного кластера резинової крихти імовірними є процеси зшивання частинок крихти по утворенні вільним радикалам та залишкам зшивного агента, тому система сприймається при зондуванні ультразвуком, як суцільний кластер вулканізованого (або частково вулканізованого) еластомера із вкрапленнями ПЕ;

- скоріше всього при великих концентраціях гумової крихти вкраплення ПЕ менші за розміром ніж вкраплення крихти у матрицю ПЕ, що судячи із значення  $\Delta\alpha$  при зміні частоти, а сама матриця крихти сприймається ультразвуком, як суцільна, тобто імовірно зшита.

### Література:

1. Ениколюян Н.С., Фридман М.Л. К вопросу о механизме упруго-деформационного измельчения полимерных материалов // Доклады АН СССР. – 1986. – Т.290, №2. – С.379 – 382.
2. Рокицький М.О., Кирилов Д.В., Янчевський Л.К., Левандовський В.В. Технологія та пристрій для приготування термопластичних ПКМ методом пресування // Науковий часопис НПУ імені М.П.Драгоманова. Серія 1. Фізико-математичні науки. – К.: НПУ імені М.П.Драгоманова, 2004. – №5. – С.58-62.
3. Долго В.П., Шут Н.И., Дуценко В.П., Барановский В.М. Определение температурной зависимости скорости распространения ультразвука в некоторых полиолефинах //Сб. Физика твердого тела. – 1972. – С.164-170.

Шут Н.И., Сичкар Т.Г., Кириллов Д.В., Мышак В.Д.

**Изучение неоднородности структуры дисперсной системы на основе полиэтилена и резиновой крошки**

АННОТАЦИЯ

На основе определения скорости распространения, коэффициента поглощения ультразвука и плотности для полиэтилена высокого давления, резиновой крошки и их смесей, исследованы особенности физико-механических свойств и динамики изменения размера неоднородности структуры ПКМ. Определены температурные зависимости коэффициента теплового расширения композиций.

Shut N.I., Sichkar T.G., Kirilov D.V., Myshak V.D.

**Structure nonuniformity study of polyethylene and rubber crumb disperse system**

SUMMARY

The peculiarities of physical and mechanical properties of polyethylene and rubber crumb disperse system were studied. Density, sound velocity and ultrasound attenuation coefficients for PELD, rubber crumb and their mixture were measured. The density was measured by hydrostatic within. The velocity and ultrasound attenuation coefficient were measured within the frequency range of 5-10 MHz and temperature 293K. The temperature expansion coefficients of components as temperature function were determined.

УДК 532.516

Стручаев А.И.

Одесский национальный университет имени И.И. Мечникова

**Изменение характеристик конвективного массопереноса при движении вихревого кольца из-за порождения его неустойчивости**

Высказывается предположение о влиянии неустойчивости вихревого кольца, возникающей на этапе формирования его ядра, на особенности переноса им «пассивной» примеси. Нередко наблюдаемые в области переходных чисел Рейнольдса отклонения от универсального закона переноса, удовлетворительно описывающего этот процесс в периферийной области движения, иллюстрируются результатами экспериментальных наблюдений конвективного переноса «пассивной» дисперсной примеси на этом участке.

**Введение.** Возрастающий научный и практический интерес к процессам конвективного массопереноса, особенно к переносу гетерогенных (дисперсных) систем течениями с концентрированной завихренностью, связан, в частности, с поиском и разработкой энерго- и ресурсосберегающих технологий и побуждает к углубленному исследованию подобных течений. Особые надежды при этом возлагаются на использование тех свойств упорядоченных вихревых структур, которые вносят основной вклад в турбулентный перенос и могут служить средством управления течением и теплообменом в потоке. Эти соображения делают гидродинамические течения, содержащие локальные вихревые структуры в форме вихревого кольца, привлекательным объектом исследования.

Зоны пространственной локализации завихренности, возникающие при самоорганизации непрерывного потока к дискретному вихревому кольцу, во многом обуславливают преобладающее влияние турбулентной диффузии на поведение переносимой субстанции в процессах тепло- и массообмена. Речь идет, прежде всего, об особых областях вихревого кольца - «атмосфере» и «ядре». Как показано в работах [1 - 4], они могут быть использованы в качестве транспортного средства для переноса взвешенных дисперсных примесей.

Систематические лабораторные и натурные исследования переноса «пассивной» дисперсной примеси вихревыми кольцами позволили получить важные результаты, относящиеся к эффективности их транспортировки [3, 4].

**Общие представления и суть проблемы.** Вихревое кольцо в своем развитии проходит три этапа: формирование тороидального вихря из нестационарной импульсной струи, выбрасываемой в окружающую среду, этап «квазиавто-модельного» развития с подобным преобразованием собственных кинематических характеристик (этап «автомодельного» движения по Луговцову) и этап затухания вихря, завершающегося не только потерей поступательной скорости, но и, собственно, распадом самого вихря. На каждом из этих этапов поведение вихревого кольца, а особенно, его внешней и внутренней областей, охваченных вихревым движением, имеет особенности гидродинамического вихревого течения, которые обуславливают изменение характерных параметров и характер



движения кольца на всем этапе его существования.

Рассмотрим один из способов формирования вихревого кольца, скажем, в результате импульсного истечения струи через круговое отверстие в стенке [5]. внутренние причины будут способствовать, во многих случаях, самоорганизации такого непрерывного потенциального течения к течению с локальной концентрацией завихренности в форме тороидального вихревого кольца.

Гидродинамический режим непрерывного струйного течения, характеризуемый числом Рейнольдса  $Re_j = v^{-1}U_j D_a$  (где  $v$  – кинематическая вязкость окружающей среды,  $U_j$  – скорость истечения струи из сопла диаметром  $D_a$ ), во многом определяет так же и режим движения сформировавшейся локальной вихревой структуры – дискретного тороидального вихревого течения, чаще называемого вихревым кольцом. Если число Рейнольдса  $Re_0 = v^{-1}U_0 D_0$  ( $U_0$  – начальная скорость вихревого кольца,  $D_0$  – начальный диаметр кольца), характеризующего режим движения сформировавшегося вихревого кольца, не превышает  $Re_0 < 1000$ , принято считать, что его движение происходит в ламинарном режиме. С превышением числом Рейнольдса значений  $Re_0 > 3000$  движение переходит в область турбулентного режима. В диапазоне значений характерных чисел Рейнольдса  $1000 < Re_0 < 3000$  находится область переходных гидродинамических режимов движения вихревого кольца.

Сформировавшиеся вихревые кольца в результате случайных начальных возмущений (чаще всего в зависимости от условий формирования и, несомненно, благодаря режиму движения) бывают устойчивыми, и неустойчивыми. Первые из них могут двигаться как в ламинарном режиме, так и в турбулентном, длительное время сохраняя начальную торообразную форму (рис. 1).

**Причины порождения неустойчивости ядра вихревого кольца.** Говоря о порождении неустойчивости вихревого кольца, как основной причине, вызывающей отклонения от универсального закона переноса «пассивной» примеси [3] и способствующей, кроме этого, затуханию поступательного движения кольца под действием возникающих возмущений течения в ядре вихря, следует

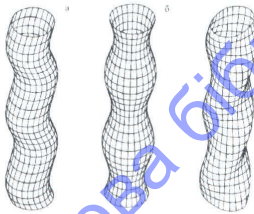


Рис. 1. Возможные формы возмущения границы цилиндрического вихря (элемент ядра вихревого кольца с однородной завихренностью  $\zeta(r) = \text{const}$ ): изгибаемая мода ( $m = 1$ , рис. 1а), бочкообразная мода ( $m = 0$ , рис. 1б), бесселевские моды и изолированная мода ( $m = 2$ , рис. 1в).

заметить следующее.

Прежде всего, сформировавшееся из непрерывного потенциального потока дискретное вихревое кольцо представляет собой неравновесную диссипативную систему. Если исходить с позиций устойчивости по Ляпунову, то такая система становится неустойчивой в случае нарастающего отклонения какой-либо характеристики от своего значения в положении равновесия при любых малых возмущениях. Ее развитие в результате самоорганизации может привести к установлению самосогласованных движений, при которых поступление энергии из внешнего источника компенсируется диссипативными потерями.

Наблюдаемая в экспериментах потеря устойчивости вихревых колец [6], сопровождаемая изменением торообразной формы вихря, возможна, вообще говоря, в любом гидродинамическом режиме, однако чаще всего она наблюдается в переходном. При этом в переходном режиме движения неустойчивость вихревых колец проявляется в двух видах. В обоих случаях изначально возникают внешне устойчивые кольца, но перестройка внутреннего течения приводит в одном случае к их «кувырканию» на некотором этапе движения, подавляя со временем этот процесс выработки устойчивого течения и установлением новой стабильной внутренней структуры, а в другом – к диффузному размытию.

Непродолжительное существование «диффузных» вихревых колец связано с тем, что устойчивая внутренняя структура у них не успевает установиться, поскольку пульсации скорости, не подавляются, а нарастают, что и способствует диффузному размытию вихревой структуры. Разумеется, конвективный перенос осуществляется любыми видами образовавшихся вихревых структур в форме колец, но его систематические закономерности удастся установить лишь для устойчивых вихревых колец, к которым все же следует отнести «кувыркающиеся» кольца, поскольку после установления устойчивой внутренней структуры последующий этап их движения подчиняется закономерностям, свойственным стабильным вихревым кольцам.

Движение вихревого кольца, как уже отмечалось раньше, сопровождается потерей переносимой примеси в его гидродинамический след. Причем, вначале из его объема уносится часть примеси, находящаяся в «атмосфере», а на эффективность переноса этой примеси влияет режим движения вихревого кольца. Оказывается, однако, что смена гидродинамического режима течения – не единственная причина наблюдаемой зависимости. Важную роль в этом играет также строение внутренней области вихревого кольца, т.е. его «атмосфера» и «ядро». Причем, замечена корреляция результатов, связанных с массопереносом из области превалирующей локализации примеси и структурой этой области [7]. Другими словами – эффективность переноса и изменение размеров видимой части «ядра» схожи в схожих точках траектории вихревого кольца.

Причиной порождения неустойчивости вихревых колец, как показано в [8], являются их собственные колебания, большая часть которых при учете «размазывания» (диффузии) ядра вихря теряет устойчивость. Причем утверждается, что эффект потери устойчивости определяется знаком энергии колебаний в двух выделенных классах колебаний – модах с положительной энергией и мо-

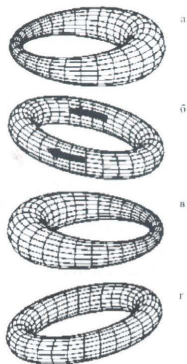


Рис. 2. Картина деформации поверхности ядра с одновременным действием бочкообразной и изгибной деформации.



Рис. 3. Проявление действия бочкообразной и изгибной деформации на ядре всплывающего вихревого кольца.

дах с отрицательной энергией. Показано, что именно моды с положительной энергией теряют устойчивость при диффузии завихренности ядра.

Решение для собственных колебаний и определение формы возмущенной поверхности ядра вихревого кольца (рис. 2) получено в [8] и использовано в настоящей работе для иллюстрации совпадения указанных форм с возникающими фигурами видимого ядра, полученного в экспериментах с задымленными вихревыми кольцами [9] (рис. 3).

На рис. 2а, 2б, 2в и 2г показана бочкообразная стоячая мода ( $l = 0, n = \pm 1, i \geq 1$ ), при которой бочкообразная деформация поверхности сопровождается изгибной, сдвинутой по фазе на  $\pi/2$ .

На рис. 3 приведены фотографии вихревых колец тепловой природы. Одно из них распространяется в невозмущенной среде в области переходного режима (рис. 3а, после отрыва гидродинамического следа,  $Re_0 = 1.55 \cdot 10^3$ ), а второе (рис. 3б,  $Re_0 \sim 5 \cdot 10^5$ ), поднимаясь в свободной атмосфере под действием сил плавучести, сносится в горизонтальном направлении силой бокового ветра. Возникновение бочкообразной деформации ядра вихревого кольца, отчетливо проявляющейся на фотографиях, подобно изображенной на рис. 2а и 2в, сопровождается заметной изгибной деформацией (фото б рис. 3), как следствие



Рис. 4. (фото 1, 2, 3). Возмущение поверхности ядра под действием собственных колебаний вихревого кольца при движении в области переходного гидродинамического режима [10] в разные моменты времени: 1 – 0.85 с; 2 – 1.35 с; 3 – 3.05 с

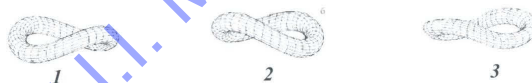


Рис. 5. Расчетные формы возмущения границы ядра вихревого кольца при изгибной моде ( $l = 0, n = 2, j = 0$ ), соответствующие изменениям формы его поверхности на фото 1, 2 и 3 (рис. 4).

упругости любого завихренного течения. На фото 3б обращает на себя внимание более интенсивное проявление потерь примеси из ядра вихревого кольца в области бочкообразной деформации. Если судить, исходя из того, что подобно виду деформация наблюдается как в переходном ( $Re_0 = 1,55 \cdot 10^3$ ), так и турбулентном ( $Re_0 \sim 5 \cdot 10^5$ ) режимах движения вихревого кольца, ее проявление носит универсальный характер.

Как будет показано, возникающие возмущения границы вихревого ядра тороидального вихря, сопровождаемые «размазыванием» завихренности из-за эффектов диффузии в реальной жидкости (особенно заметные на фото 1 рис. 4), вполне могут явиться причиной особенностей конвективного массопереноса при движении вихревого кольца в области переходных гидродинамических режимов. Развитие же турбулентности при множественной неустойчивости колебаний вихревого кольца и особенности их пространственной структуры является следствием нелинейного развития именно этих процессов (рис.5).

**Влияние возникающей неустойчивости ядра на перенос примеси.** В общем случае, при осуществлении конвективного переноса вихревым кольцом, количество «пассивной» примеси  $m(\lambda)$ , остающейся в его «транспортном» объеме с пройденным расстоянием  $\lambda$ , можно описать выражением

$$m(\lambda) = m_0 \exp\{-\beta \lambda(t)\}, \quad \lambda(t) = L(t)/D_0, \quad (1)$$

а эффективность переноса на каждом из участков  $N$ , различающихся условиями поведения «ядра», характеризовать «транспортным» коэффициентом [11]

$$\eta(N) = \frac{m_N(\lambda)}{m_{N-1}} = b_m \cdot \exp\{-\beta(N) \cdot \lambda(N)\}, \quad N = I, II, III \quad b_m \cong 1.0 \quad (2)$$

где  $m_N(\lambda)$  – масса «пассивной» примеси, остающейся в объеме вихревого кольца к концу  $N$ -го участка;  $m_0$  – начальная масса «примеси» в кольце;  $D_0$  и  $L(t)$  – начальный диаметр вихревого кольца и пройденное им расстояние.



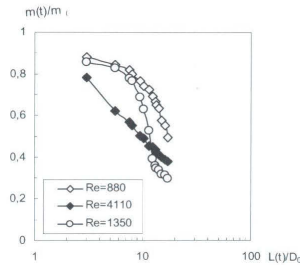


Рис. 6. Транспортная эффективность вихревого кольца  $m(t)/m_0$  в области ламинарного ( $Re = 880$ ), переходного ( $Re = 1350$ ) и слаботурбулентного ( $Re = 4110$ ) режимов движения на участке  $3 < \lambda < 12$

Анализ экспериментов по переносу «пассивной» дисперсной примеси вихревыми кольцами позволил выявить некоторые характерные особенности в исследованном диапазоне чисел Рейнольдса при  $8.80 \cdot 10^2 < Re_0 < 8.35 \cdot 10^4$ .

Различия в скорости диффузии примеси из «атмосферы» и из «ядра» при конвективном переносе вихревым кольцом вполне объяснимы. В «атмосфере» турбулентность способствует срыву завихренности и уносу ее в гидродинамический след, а в «ядре» вихря происходит подавление турбулентных пульсаций [12]. Другое дело – аномалия в интенсивности потерь в переходном режиме, особенно на участке  $5 < L(t)/D_0 < 12$ , где приведенное объяснение неприменимо.

Как видно из рис. 6 на нижней границе диапазона  $8.85 \cdot 10^2 < Re_0 < 1.85 \cdot 10^3$ , где процессы переноса «пассивной» примеси из областей ее локализации определяются в основном молекулярной вязкостью и диффузией, транспортная эффективность ламинарных вихревых колец на начальном участке заметно выше, чем у колец, движущихся в переходном и слаботурбулентном режиме. Возникновение неустойчивости внутреннего течения в кольце в этой области практически не наблюдается.

На верхней же границе диапазона ( $Re_0 > 4.0 \cdot 10^4$ ), где происходит зарождение турбулентного режима, турбулентная диффузия становится преобладающей и способствует интенсивному высыпанию переносимой примеси из объема вихревого кольца в гидродинамический след. Возможное порождение неустойчивости ядра подавляется его ламинаризованной [11]. Это снижает потери примеси из ядра, в то время, как унос примеси из «атмосферы» вихря идет с большой, но постоянной интенсивностью, о чем свидетельствует ход зависимости транспортной эффективности на рис. 6 для режима  $Re_0 = 4140$ .

Особый интерес представляет область переходного ( $2.00 \cdot 10^3 < Re_0 < 2.55 \cdot 10^3$ ) режима. На начальном этапе движения вихревого кольца ( $N = 1$ ), когда только начинается развитие процесса зарождения неустойчивости ядра, перенос

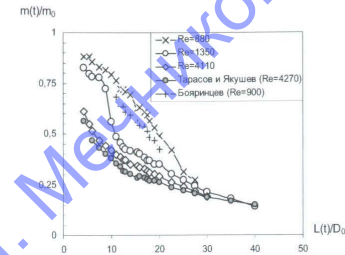


Рис. 7. Зависимость «транспортной» эффективности вихревого кольца от пройденного им расстояния (дальности доставки)

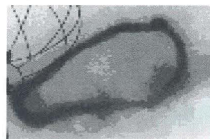
примеси происходит так же, как и при ламинарном движении (начальный участок кривой  $Re_0 = 1350$  на рис. 6). Затем, на участке перехода ( $N = 1$ ), происходит резкое изменение интенсивности потерь примеси, вызванное сменой режима течения при установлении одного из упоминавшихся ранее видов неустойчивости ядра вихревого кольца. Причем, о ходе перестройки течения в ядре вихревого кольца, влияющего на интенсивности потерь примеси, говорит характер поведения коэффициента транспортной эффективности – он резко снижается от значений, характерных для ламинарного режима до величин, свойственных переносу в турбулентном режиме движения. Количество примеси, сохраняющейся в объеме вихревого кольца на этом этапе движения описывается модифицированным выражением, которое, с учетом чувствительности коэффициента  $\beta$  к гидродинамическому режиму движения ( $\beta = \psi(Re_0)$ ), позволяет на основе экспериментальных данных представить зависимость (1) в переходной области ( $1.0 \cdot 10^3 < Re_0 < 3.0 \cdot 10^3$ ) в виде

$$m(\lambda) = m_0 \exp\{-1.04 Re_0^{-1/3} \lambda(t)\}, \quad (3)$$

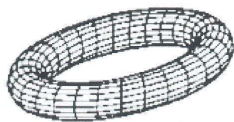
Анализ экспериментов [3, 10, 11, 13] по переносу «пассивной» примеси вихревыми кольцами позволил выявить некоторые отличия в поведении коэффициента «транспортной» эффективности, вызванные различными условиями её потерь при движении в разных гидродинамических режимах. Поведение коэффициента «транспортной» эффективности вихревого кольца указывает на то, что существуют участки траектории с различающейся интенсивностью потерь примеси (рис. 7).

В области 1, если судить по количеству примеси, остающейся в транспортном объеме вихревого кольца, интенсивность потерь  $dm/dt$  на начальном участке движения ( $\lambda < 12$ ) заметно превышает эту характеристику на участке  $12 < \lambda < 25$ . Это вполне объяснимо, хотя бы уже тем, что первый участок, на котором происходит формирование «атмосферы» и устойчивого «ядра» вихревого кольца, устанавливает характер внутреннего течения в объеме вихря и иерархию





а



б

Рис. 8. Результат (8а) действия изгибной и бочкообразной деформации (8б) на заключительном этапе существования вихревого кольца [9]

возможных пульсаций скорости, нарастающих в «атмосфере» и подавляемых в ядре вихря. Это, естественно, ведет к наблюдаемому высыпанию из «атмосферы» вихревого кольца частиц примеси, не попавших в формирующееся «ядро».

Так, на участке  $0 < \lambda < 6$  ( $N = I$ ), где потери переносимой примеси происходят в основном из «атмосферы» вихревого кольца. Их интенсивность ниже, чем на участке  $6 < \lambda < 12$  ( $N = II$ ), где основные потери вызваны перестройкой внутреннего течения в результате конкурирующих процессов подавления ведущих пульсационных мод и выработкой нового устойчивого течения в «ядре».

По мере движения кольца в области  $25 < \lambda < 35$  ( $N = III$ ) почти вся примесь уже захвачена устойчивым внутренним течением сформировавшегося «ядра», где пульсации скорости сильно подавлены. Интенсивность потерь  $dm/dt$  в этой области, если судить по поведению коэффициента «транспортной» эффективности  $\eta(\lambda)$ , заметно уменьшается, т.к. остатки примеси локализованы в плотнотекучем «ядре», диффузия из которого приглушена наступившей «ламинаризацией» его структуры. Некоторое количество примеси, окружающей «ядро», все еще сопровождает его, однако заметного повышения потерь вызвать не может. Об этом свидетельствует и изменение величины коэффициента  $\beta$  по сравнению с его величиной на участке интенсивных потерь в области II.

На этапе  $\lambda > 35$  ( $N = IV$ ), который соответствует потере вихревым кольцом поступательной скорости и прогрессирующей стадии разрушения вихря, потери примеси из транспортного объема вихря снова возрастают. Однако это возрастание носит плохо воспроизводимый характер из-за нелинейности процесса разрушения ядра вихревого кольца нарастающей азимутальной неустойчивостью и действием деформации изгибной и бочкообразной деформации (рис. 8).

Рост неустойчивости на ядре вихревого кольца провоцирует так же и рост неустойчивости внутреннего течения: «ламинаризация» ядра исчезает, уступая место усиливающейся турбулентной диффузии. Это, естественно, интенсифицирует процесс потерь примеси, окончательно разрушая транспортный объем.

**Заключение.** Наблюдаемые в области переходного режима движения отклонения от универсального закона переноса «пассивной» примеси [2] при транспортировке ее вихревым кольцом вполне объяснимы порождением неустойчивости ядра [8], существенно изменяющей структуру внутреннего течения в нем и приводящей к «включению» дополнительных механизмов интенсифи-

кации потерь из транспортного объема. Привлекаемые объяснения вполне могут оказаться не единственной причиной экспериментально обнаруженных особенностей переноса примеси в переходном режиме, однако результаты систематических наблюдений удачно согласуются с учетом влияния на конвективный массоперенос механизма порождения неустойчивости ядра вихревого кольца в принятой модели.

#### Литература:

1. Turner J.S. On the intermittent release of smoke from chimneys // *Mech. Enging. Sci.*, 1960. – Vol.2. – P. 356-359.
2. Луговцов Б.А. О движении турбулентного вихревого кольца и переносе им примеси // *Некоторые проблемы математики и механики.* – Л.: Наука, 1970. – С. 15 – 21.
3. Тарасов В.Ф., Якушев В.И. Экспериментальное исследование переноса примеси турбулентным вихревым кольцом // *Журнал прикладной механики и технической физики.* – 1974. – №1. – С. 130 – 136.
4. Стручаев А.И. Перенос аэрозоль организованными вихревыми структурами: изолированным кольцом, взаимопроникающей парой и каскадом // XIV Всес. конф. «Актуальные вопросы физ. аэродисперс. систем», Одесса, 29 сент. - 2 окт., 1986 г. / Тез. докл. – Одесса: 1986. – Т.1. – С. 97.
5. Pullin D.I. Vortex ring formation at tube and orifice opening // *Phys. Fluids*, 1979. – Vol. 2, No. 3. – P.P. 401 – 403.
6. Chen C.F., Mattingly J.E., Viets H. Discussion: Flow patterns of a circular vortex rings with density difference under gravity // *Trans. ASME: J. Appl. Mech.*, E., 1973. – Vol. 40, No. 2. – P. 637 – 639.
7. Стручаев А.И., Копыт Н.Х., Бойко Ю.И. Эффективность переноса дисперсной примеси вихревыми кольцами // *Гидродинамические проблемы технологических процессов.* – М.: Наука, 1989. – С. 126 – 134.
8. Копьев В.Ф., Чернышев С.А. Колебания вихревого кольца, возникновение в нем турбулентности и генерации звука // *Успехи физических наук.* – 2000. – Т. 170, №7. – С. 713 – 742.
9. Кузнецов А.А., Конопасов Н.Г. Экспериментальные исследования кольцевых вихрей продуктов сгорания в свободной атмосфере // *Физика аэродисперсных систем* – Одесса: Астропринт, 2006. – №.43. – С. 100-105.
10. Юсупаев У., Юсупаев П.У., Шумеев С.А. Импульсное осесимметричное истечение плотной плазмы в газовую среду. 2. Условия образования и устойчивости плазменного тороидального вихря // *Журнал технической физики.* – 2007. – Т.77, № 1. – С. 50 – 62.
11. Стручаев А.И. Особенности переноса пассивной примеси вихревыми кольцами в области переходных чисел Рейнольдса // *Вестник СевГУ: Сер. Физика и Математика.* Вып. 43. – Севастополь: Изд-во СевНТУ, 2003. – С. 124-132.
12. Владимиров В.А., Луговцов Б.А., Тарасов В.Ф. Подавление турбулентности в ядрах концентрированных вихрей // *Журнал прикладной механики и техни-*

13. Бояринцев В.И., Леонтьев А.И., Сысоев В.И. Массоперенос жидкости вихревых колец в стратифицированных средах // Науч. тр. Моск. лесотехн. ин-та, 1981. – № 130. – С. 51 - 59.

*Стручаев О.І.*

### **Зміна характеристик конвективного масопереносу при русі вихрового кільця завдяки породженню його нестійкості**

#### **АНОТАЦІЯ**

Висловлюється припущення щодо впливу нестійкості вихрового кільця, яка виникає на етапі формування його ядра, на особливості перенесення ім «пасивної» домішки. Нерідко спостережувані у області перехідних чисел Рейнольдса відхилення від універсального закону, який задовільно описує цей процес в перехідній області руху, ілюструються результатами експериментальних спостережень конвективного «пасивної» дисперсної домішки на цій ділянці.

*Stroutchayev A.I.*

### **Convective mass transfer characteristics change on a vortex ring motion due to instability generation**

#### **SUMMARY**

The assumptions were formulated about effect of vortex ring instability arising on the "core" formation stage on the «passive» admixture transfer peculiarities. Often observed deviations from the universal law at intermediate Reynolds numbers were illustrated by the experimental study results of convective mass transfer of dispersed "passive" admixture.

## **ЭЛЕКТРОФИЗИКА**

УДК 536.6:533.9

*Маренков В.І., Кучерський А.Ю.*

Одеський національний університет імені І.І. Мечникова  
вул. Дворянська 2, 65026 Одеса, Україна  
marenk0@ukr.net

### **Статистична концепція розгляду і апроксимація Томаса Фермі в теорії властивостей гетерогенних плазмових систем**

Запропоновано нову статистичну концепцію визначення електрофізичних параметрів гетерогенних плазмових систем (ГПС) засновану на осередненні термодинамічних параметрів за ансамблем миттєвих квазінейтральних шарунок плазми, що утримують макроастинки у послідовні моменти часу. Розмір шарунки узагальнює поняття довжини скручування Дебая на випадок ГПС і дає можливість незводжувальну проблему далекоюсяжної кулонової взаємодії в підсистемі макрочастинок плазми перевести в план ефективної одностинкової електрстатичної задачі. На основі спряження розв'язків для самозодженого електрстатичного потенціалу зовні- та всередині індивідуальних макрочастинок (МЧ) одержано трансцендентні рівняння для рівноважного електрохімічного потенціалу ГПС. Квантові поправки для електронів МЧ враховано у рамках квазікласичного наближення Томаса-Фермі. Визначено роль поляризаційних ефектів та проведено комп'ютерну симуляцію електрофізичних характеристик для широкого спектру визначальних параметрів ГПС з частинками металів в об'ємі.

В сучасних енерго- та ресурсозберігаючих технологіях широкое впровадження знайшли гетерогенні плазмові системи (ГПС) з високим питомим ентальпійним вмістом (МГД- та ЕГД генератори [1], порошкова металургія [2], плазмове закалювання та обробка поверхонь [3], технологічне та енергетичне горіння в дисперсному виді [4], контрольована абляція та зменшення гідродинамічного опору космічних апаратів [5], властивості ерозивного факелу при взаємодії потужного лазерного випромінювання з речовиною [6], тощо). Сюди долачуються також проблеми прецизійного контролю при плазмовому напиленні електронних схем [7], фундаментальні дослідження в області опису електронних властивостей плазми твердого тіла з макроскопічними включеннями [8], новітні фулерен-технології (проблеми отримання та модифікації властивостей фулеренів, фулеритів, нанотрубок [9] і т.і.), обширне коло проблем моделювання властивостей та поведінки відкритих плазмових систем в умовах дії джерел термостату (фундаментальні та прикладні дослідження "dusty plasm"и [10]). Область температур і тисків, у якій, як підсистеми ГПС, співіснують іонізований газ та конденсована дисперсна фаза, є добре дослідженою для однофазних систем (класична газова плазма, рідина, тверде тіло), але наявність багатозв'язної поверхні розділу фаз та кулонівської дальності у неупорядкованій ГПС



надзвичайно ускладнюють, а найчастіше унеможливають застосування осереднення властивостей та отримання характеристик ГПС за класичними схемами. Оскільки, з одного боку, індивідуальні макрочастинки КДФ виступають у ролі структурних елементів плазмового середовища, а з іншого – самі є макроскопічними підсистемами ГПС з характеристиками, що їх визначено як власними, так і параметрами оточуючого плазмового середовища. З огляду на дану обставину, на передньому плані постає проблема самоузгодженого статистичного опису властивостей ГПС на основі даних щодо “речовинних” параметрів макророзкльонень (частинок КДФ) та контрольованих параметрів термодинамічного стану (температури та тиску).

Розробка концептуального підґрунтя теоретичного опису термодинамічних властивостей ГПС з використанням принципу локальної термодинамічної рівноваги (ЛТР) та квазікласичної апроксимації для дисперсійного рівняння електронного компонента макрочастинки визначає мету та окреслює основний напрямок досліджень і ланцюжок завдань, що склали підґрунтя наукового доробку і знайшли вирішення у роботі:

1) Запропоновано статистичне формулювання проблеми квазінейтральності ГПС засноване на понятті статистичних чарунк електронейтральності плазми; 2) В рамках ергодичної гіпотези, шляхом осереднення параметрів плазми за ансамблем чарунк ГПС, визначено функціональні залежності її електрофізичних характеристик від визначальних термодинамічних параметрів: температури, злічених концентрацій компонентів газової та конденсованої фаз, електронних та діелектричних характеристик речовини макророзкльонень, тощо; 3) Визначено структуру локального максвелівського поля в околі індивідуальних макрочастинок КДФ, проаналізовано його вплив на ефективну роботу виходу електронів з поверхні макрочастинок; 4) Проблему самоузгодженого впливу електронних та діелектричних характеристик речовини макророзкльонень на властивості ГПС вирішено з використанням принципу локальної термодинамічної рівноваги (ЛТР) для просторових областей сумірних з розмірами чарунк; 5) В узагальненому варіанті розбудованого підходу розглянуто роль поляризаційних ефектів та їх внесок в електрофізичні характеристики стаціонарної ГПС у зовнішньому електричному полі.

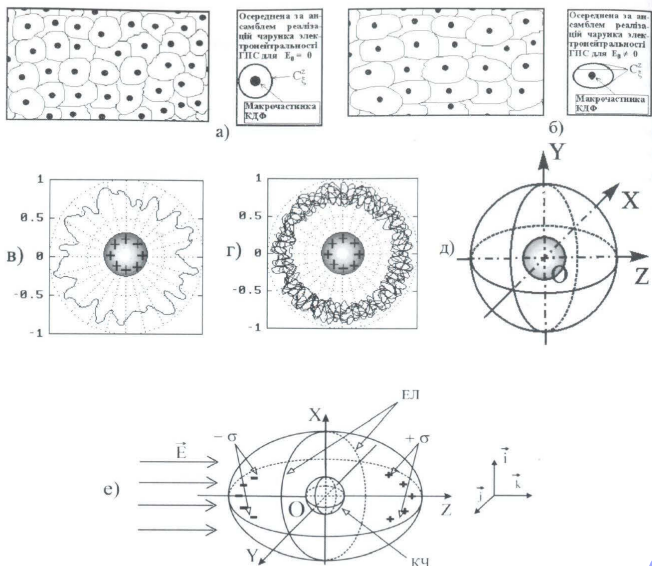
### 1. Квазінейтральність гетерогенних плазмових систем.

У неспорядкованих системах з кулонівського взаємодією квазінейтральності в об’ємі зумовлена наявністю кулонівських кореляцій у русі зарядів. При певній густині структурних елементів, що несуть на собі електричний заряд, їх вільний рух видозмінюється таким чином, що в просторових областях значно менших загальної протяжності системи, спостерігається компенсація позитивних та негативних зарядів і здійснюється електростатичне екранування: в ланцюгових координатах виділеного заряду напруженість електричного поля спадає з відстанню значно швидше ніж напруженості кулонівського поля створюваного уединним зарядом. В газовій плазмі просторовим масштабам розділення зарядів служить довжина Дебая – відстань на якій самоузгоджений потенціал заряду в плазмі зменшується в  $e$ -разів порівняно з кулоновим. У гетерогенних плазмових системах макрочастинки КДФ мають суттєвий власний об’єм, гео-

метричні розміри якого є сумірними або перевищують значення радіуса Дебая для компонентів газової підсистеми. В цьому випадку виникає необхідність узагальнення поняття масштабу просторового розділення зарядів в ГПС. Таке узагальнення природнім чином здійснюється в рамках статистичного чарункового підходу [1] шляхом введення поняття миттєвої чарунки електронейтральності для індивідуальної макрочастинок КДФ. Згідно [11], електронейтральна чарунка  $C_{\xi}$  – це просторова область, центр якої співпадає з центром КЧ, а обмежувачу поверхню утворює множина кінцевих точок радіус-векторів, проведених з центру КЧ в різноманітних напрямках, причому довжини (модулі) цих векторів є щонайменшими з можливих і такі, що значення похідної миттєвого самоузгодженого потенціалу  $\frac{\partial \varphi(\vec{r})}{\partial \vec{r}}$  за напрямком  $\vec{r}$  в точках простору,

ними визначених, співпадають з осередненими за часом максвелівськими значеннями самоузгодженого потенціалу для відповідних точок простору, зайнятого плазмовою системою, в лабораторній (ейлеровій) системі координат. Записуючи для миттєвої конфігурації зарядів системи рівняння Пуасона в координатах виділеної макрочастинок, та проводячи його статистичне осереднення за ансамблем реалізацій системи, представленим у вигляді множини миттєвих чарунк, у якій виділена КЧ попадає в послідовні моменти часу (у плазмі без поля – рис.1,а); або в ГПС з електричним полем та стаціонарним струмом в об’ємі – рис.1,а); або в ГПС з електричним полем та стаціонарним струмом в об’ємі, що підтримуються джерелами термостату – рис.1,б), незводжувану проблему взаємодії мікрополів і зарядів ГПС, трансформуємо в ефективну електростатичну задачу про розподіл осередненого об’ємного електростатичного заряду та самоузгодженого потенціалу в статистичній чарунці електронейтральності – осередненій за ансамблем реалізацій ГПС електронейтральній області плазми  $C_{\xi}^*$ , яка має форму сфери для плазми без поля (рис.1, д), та витягнутого впродовж поля сфероїда (рис.1,е)) для стаціонарного плазмового середовища в умовах дії джерел термостату. Ланцюжок перетворень чарунк (1,в) – 1,г) – 1,д) дає якісне уявлення щодо послідовних етапів статистичного осереднення заряду та потенціалу у сферично-симетричному випадку. Послідовність осереднення для миттєвих чарунк іншої геометрії має аналогічний характер, але форма результуючої осередненої чарунки несе на собі відбиток симетрії у розподілі імпульсів вільних зарядів ГПС. Так, у необмеженій плазмі з однорідним максвеловим полем в об’ємі  $C_{\xi}^*$  має форму витягнутого впродовж напрямку зовнішнього поля  $\vec{E}_0$  сфероїда обертання (рис. 1е)). В необмеженій рівноважній плазмі на обмежувачій статистичну чарунку електронейтральності  $C_{\xi}^*$  поверхні похідна потенціалу за радіусом обертається до нуля, а сама чарунка внаслідок ізотропії системи буде сферично симетричною (див. рис.1в)). В плазмі зі стаціонарним струмом в об’ємі, який підтримується дією джерел термостату, чарунка має сфероїдальну форму (рис.1г)). Внаслідок значної різниці мас електронів, іонів та макрочастинок (маса електрона  $m_e$  є на порядки величин меншою маси іонів та КЧ), відносні зміщення “швидких” частинок – електронів, та “тяжких” –





**Рис. 1.** Послідовні етапи та кінцеві результати статистичного осереднення миттєвих електронейтральних чарунок в рівноважній - а) та стаціонарній - ГПС; - б), у якій осереднені струм та розподіли мікрополів підтримуються за рахунок однієї джерел термостату; в), г), д) - ланцюжок осереднення чарунки  $C_e$  для сферичної мікрочастинки в ізотропній системі; е) - кінцева форма осередненої електронейтральної чарунки  $C_e^*$  у плазмі зі струмом;  $\vec{E}$  - максвелівське електричне поле в стаціонарній ГПС,  $\sigma$  - поляризаційні заряди на межі  $C_e^*$  при наявності електричного поля в об'ємі ГПС,  $XOYZ$  - ланцюгові координати індивідуальної КЧ,  $EL$  - екваторіальна лінія чарунки.

іонів та макрочастинок КДФ, виявляються в  $n_i/n_e$  разів більшими, і, як результат, ексцентриситет чарунки буде нехитро малим, тобто її форма практично залишиться сферичною. Пояснюється це тим, що у впровадженнях плазмових систем у сучасні високотемпературні технології регулярна складова осередненої швидкості зарядів плазми в лабораторній системі координат (їх дрейфова швидкість, що нею визначено внески заряджених компонентів ГПС в густину струму)  $\epsilon$ , звичай, набагато меншою теплової швидкості електронів та іонів, і незначні зміщення центральної мікрочастинки в чарунці у напрямку зовнішнього поля завжди в достатню точністю «відстежуються» легкими

компонентами її електрон-іонної атмосфери. Отже, за рахунок значної розбіжності в часах релаксації електрон-іонного компоненту ГПС та підсистеми макрочастинок КДФ, кожна з індивідуальних КЧ (при умові малості змін у функціях розподілу електронів та іонів за імпульсами) в дрейфуючій лагранжовій системі координат, пов'язаній з окремою КЧ, екранується таким же чином, як і в плазмі без поля, тобто коли дрейфова складова модуля її осередненої швидкості (якою власне і визначається струм провідності) є незначною порівняно з тепловою. В цьому випадку, ґрунтуючись на принципі локальної термодинамічної рівноваги (ЛТР) [12] вплив зовнішнього електричного поля на електрон-іонні процеси в ГПС враховується через перенормування умов Неймана-Діріхле на зовнішній межі сферичної чарунки та на поверхні центральної мікрочастинки, що дає можливість, у рамках узагальненої теорії, аналізувати поляризаційні ефекти та нерівноважну іонізацію в стаціонарній ГПС з електричним струмом в об'ємі. Відповідні рівняння наведено у розділі 3. Окремим пунктом у розбудованому підході стоїть визначення розміру електронейтральних чарунок плазмової системи, тобто, фактично, проблема визначення масштабу просторових кулонівських мікронеоднорідностей ГПС. У рівноважній плазмі з ансамблем ідентичних макрочастинок, як це випливає з принципу симетрії, об'єм чарунки  $C_e$  співпадає з питомим об'ємом, що припадає в системі на одну КЧ. В більш складних випадках (полідисперсна КДФ, дія зовнішніх джерел, тощо) - визначається шляхом мінімізації функціоналу вільної енергії Гельмгольца системи за розміром чарунок [12].

Загалом, застосування статистичної концепції щодо опису іонізації та мікроструктури ГПС полягає в наступному: а) за рахунок існування в плазмовій системі підсистем зі значним розходженням часів релаксації, та маючи на увазі кулонову дальнюдію і кореляції зарядів в об'ємі, виділити в областях локальної термодинамічної рівноваги для індивідуальних КЧ миттєві електронейтральні чарунки щонайменшого, з можливих, розміру, та відстежувати у часі еволюцію параметрів КЧ і її найближчого оточення (протиіонів) в окремій чарунці електронейтральності; б) після осереднення за часом, тобто за ансамблем миттєвих чарунок, у якій індивідуальна КЧ попадає в послідовні моменти часу, перейти до ефективної електростатичної задачі визначення зарядової рівноваги КЧ та осереднених параметрів ГПС в статистичній електронейтральній чарунці  $C_e^*$ ; в) використовуючи закони збереження та кінетики, записати для ЛТР-чарунок ГПС замкнену систему рівнянь, що пов'язують визначальні параметри плазмової системи (температуру, зліченні концентрації частинок компонентів газової-то конденсованої фаз, параметри окремих структурних елементів і т.і.) з її електрофізичними характеристиками в рівновазі або в стаціонарних станах, у яких установлені значення термодинамічних параметрів підтримуються дією джерел термостату; г) для осередненої чарунки певного розміру, що утримує індивідуальну КЧ, пов'язати електронні та діелектричні параметри речовини макрочастинки з осередненим рівнем електрохімічного потенціалу (рівнем Фермі) електронів плазми; д) отримати узагальнене аналітичне рівняння іонізації ГПС, що

пов'язує її визначальні термодинамічні параметри з рівнем Фермі електронного компоненту та просторовим масштабом кулонівських неоднорідностей в об'ємі.

2. Врахування зміни роботи виходу електронів з поверхні макрочастинок у плазму у наближенні Томаса-Фермі для електронів провідності.

Зазвичай зміни енергії Фермі  $E_F^0 = F^0 - E_c^0$  для внутрішніх електронів частинок КДФ, що контактують з плазмовим середовищем і в результаті набувають певного заряду  $z \cdot e$  ( $e$  - заряд протона,  $z$  - зарядове число), не враховуються, оскільки втрата або надлишок сумарного числа електронів КЧ за рахунок процесів прилипання чи нейтралізації іонів на або термоемісії з поверхні макрочастинок є знехтливо малими, порівняно з їх середньою кількістю в зоні провідності металеві КЧ [13]. В квазікласичному наближенні Томаса-Фермі густина електронів провідності буде [14]

$$n_c^0 = \frac{1}{3\pi^2} \left( \frac{2m_e}{\hbar^2} \right)^{3/2} \cdot (E_F^0)^{3/2}. \quad (1)$$

Для достатньо великих частинок загальне число електронів у зоні провідності металеві КЧ  $n_c^0 \cdot V_p \gg z$  ( $V_p$  - власний об'єм макрочастинок). В області нанорозмірів КДФ ця нерівність значно послаблюється, оскільки число втрачених або набутих частинок у плазмі електронів при її власному розмірі  $r_p \leq 10^{-9}$  м стає порівняним з їх загальним утриманням у зоні провідності КЧ.

Таким чином в області нанорозмірів КДФ виникає необхідність врахування перерозподілу електронного компоненту у власному об'ємі індивідуальних КЧ. Розподіл об'ємного заряду та самоузгодженого потенціалу всередині окремої КЧ дефінується рівнянням Пуасона-Фермі (РПФ) [12], у якому локальне значення густини об'ємного заряду визначається у рамках апроксимації Томаса-Фермі для електронного компоненту КДФ [15]

$$\frac{\partial^2 \phi(r)}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \cdot \frac{\partial \phi(r)}{\partial r} = - \frac{4\pi e}{\epsilon_p} \cdot [n_i^0 - n_e(r)], \quad (2)$$

$n_i^0$  - іонна концентрація (покладається незмінною при перерозподілі електронів в об'ємі КЧ);  $\epsilon_p$  - діелектрична проникність речовини макрочастинок. В плазмі "без поля" межові умови Діріхле-Неймана для РПФ (2) записуються у виді

$$\phi(0) = \phi_0'; \quad \left. \frac{\partial \phi'}{\partial r} \right|_{r=0} = 0. \quad (3)$$

Потенціальна електростатична енергія електронів в самоузгодженому полі зарядів плазми  $[-e \cdot \phi'(r)]$  за модулем є завжди набагато меншою енергії Фермі  $E_F^0$  електронів зони провідності частинок, і права частина РПФ допускає лінеаризацію за степенями  $\Phi^i = \frac{e \cdot \phi^i}{E_F^0}$  - безрозмірного "внутрішнього" потенціалу КЧ. З врахуванням (1), кінцеву форму задачі Коши для потенціалу  $\Phi^i$  запишемо

$$\frac{\partial^2 \Phi^i}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \cdot \frac{\partial \Phi^i}{\partial r} = \kappa_F^2 \cdot (\Phi^i + \tilde{\alpha}); \quad \Phi^i(0) = \Phi_0^i, \quad [\Phi^i(0)]' = 0. \quad (4)$$

$$\kappa_F = \sqrt{\frac{2}{\epsilon_p \cdot \pi} \cdot \left( \frac{2m_e}{\hbar^2} \right)^{3/2} \cdot E_F^0^{1/2} \cdot \left( 1 + \frac{F - F^0}{E_F^0} \right)^{1/2}},$$

$$\tilde{\alpha} = \left[ \frac{2}{3} \cdot \left( 1 + \frac{F - F^0}{E_F^0} \right) - \left( 1 + \frac{F - F^0}{E_F^0} \right)^{-1/2} \right].$$

Тут  $\Phi^i$  - відраховується від рівня енергії дна зони провідності металу  $E_c^0$ ;  $\epsilon_p$  - діелектрична проникність речовини КЧ;  $\kappa_F$  - значення оберненої довжини Фермі електронного компоненту макрочастинок;  $F$  та  $F^0$  - відповідно збурене та незбурене значення рівня Фермі електронів провідності КЧ відраховані відносно рівня вакууму;  $\tilde{\alpha}$  - відносний зсув енергетичних рівнів електронів КЧ за рахунок взаємодії з самоузгодженим полем плазми.

Рівняння Пуасона-Больцмана, що дефінує розподіл "зовнішнього", нормованого на теплову енергію самоузгодженого потенціалу  $\Phi^e = \frac{e \cdot \phi^e}{kT}$  в об'ємі чарунки  $C'_\xi = C'_\xi \cdot V_p$  поза власним об'ємом макрочастинок, має вид, аналогічний (2)

$$\frac{\partial^2 \Phi^e(r)}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \cdot \frac{\partial \Phi^e(r)}{\partial r} = - \frac{4\pi e}{\epsilon_G} \cdot [n_i(r) - n_e(r)], \quad (5)$$

$\epsilon_G$  - діелектрична проникність буферного газу. В області визначальних параметрів ГПС, де  $\Phi^e < 1$ , тобто для слабкоіонізованих систем, інтеграл рівняння (5) з межовими умовами Неймана для потенціалу на поверхні частинки (для  $r = r_p$ ) та на поверхні чарунки (при  $r = r_c$ ), і вибором нульового рівня потенціалу на її зовнішній межі

$$\left. \frac{\partial \Phi^e}{\partial r} \right|_{r=r_p} = - \frac{z \cdot e^2}{\epsilon_G \cdot r_p^2}; \quad \left. \frac{\partial \Phi^e}{\partial r} \right|_{r=r_c} = 0; \quad \Phi^e(r_c) = 0 \quad (6)$$

має вид

$$\Phi^e(r) = \frac{\alpha}{\kappa \cdot r} \cdot \{ \kappa r_c \cdot \text{ch}[\kappa(r_c - r)] - \text{sh}[\kappa(r_c - r)] - \kappa r \}. \quad (7)$$

В (7) використано позначення:  $\kappa = \sqrt{\frac{4\pi e^2}{kT} \cdot (n_{e0} + n_{i0})}$  - обернена довжина

Дебая для електронів та іонів ГПС на межі чарунки;  $\alpha = (n_{e0} - n_{i0}) \cdot (n_{e0} + n_{i0})^{-1}$  - параметр відносного внеску КДФ в іонізацію газової фази. Спряження розв'язків РПФ - (2) та РПБ - (5), на поверхні індивідуальної частинки, отриманих для найпростішої модельної системи - плазмозоля, утвореного зависю ідентичних емітуючих макрочастинок в високотемпературному буферному газі [16], дає можливість безпосередньо отримати аналітичне рівняння для невідомо-



мого рівня електрохімічного потенціалу плазмової системи  $F$ . При цьому зазначимо, що безрозмірений потенціал  $\Phi^i$  (тобто, фактично електростатична енергія електронів у самоузгодженому електростатичному полі зарядів ГПС у межах власного об'єму індивідуальної КЧ) відрховується від значень рівнів енергії електронів у незбуреній речовині КЧ. Так, в центрі макрочастинки рівень дна зони провідності, як і всі інші, зміщується в енергетичному просторі відносно незбуреного рівня рівня дна зони провідності  $E_c^0$  (а значить і відносно рівня вакууму) на  $\{e \cdot \Phi^i(0) \cdot [E_F^0]^{-1}\} \equiv \Phi_F^0$  безрозмірних одиниць енергії, що їх визначено енергією Фермі речовини КДФ. Таким чином, в умові спряження розв'язків "внутрішньої" та зовнішньої задач Коши для самоузгодженого потенціалу  $\Phi$

$$\Phi^i(r_p) = \frac{kT}{E_F^0} \cdot \Phi^e(r_p) + C_1. \quad (8)$$

Константа  $C_1$  визначається різницею початкових рівнів відліку безрозмірного потенціалу для "внутрішніх" і "зовнішніх" електронів у чарунці в енергетичній шкалі : в об'ємі КЧ потенціальна енергія електронів відрховується від дна зони провідності  $E_c^0$ , для електронів зовні КЧ – від рівня вакууму. Отже у рівнянні (8)

$$C_1 = \tilde{E}_c^0 = E_c^0 \cdot (E_F^0)^{-1}. \quad (9)$$

Підставляючи розв'язок рівняння (4) і вирази (7) та (9) в умову спряження потенціалів на поверхні макрочастинки (8), після деяких перетворень та спрощень, кінцево отримаємо трансцендентне рівняння щодо невідомого рівня електрохімічного потенціалу (рівня Фермі) електронного компонента плазмозолія  $F$

$$\frac{\epsilon_p^{-1} \cdot th(\kappa_F r_p)}{\kappa_F r_p - tk(\kappa_F r_p)} \cdot \left\{ 1 + \frac{\chi_p \cdot [\chi_c \cdot sh(\chi_c - \chi_p) - ch(\chi_c - \chi_p) + 1]}{\chi_c \cdot ch(\chi_c - \chi_p) - sh(\chi_c - \chi_p) - \chi_p} \right\} = 1 + \frac{\tilde{\alpha} - 1}{\Phi_F^0}. \quad (10)$$

Окрім означених раніше, в рівняння (10) входять величини

$$\chi_c = \kappa \cdot r_c; \quad \chi_p = \kappa \cdot r_p; \quad \tilde{\Phi}_p^e = \frac{e\Phi^e(r_p)}{E_F^0}. \quad (9)$$

відповідно: безрозмірні радіуси чарунки та макрочастинки, і потенціал поверхні КЧ, нормований на енергію Фермі речовини КДФ. Такий масштаб енергетичної шкали обрано для узгодження даних обчислювального експерименту в рамках "внутрішньої" та "зовнішньої" електростатичних задач щодо визначення розподілів самоузгодженого потенціалу плазми шляхом розв'язку відповідних рівнянь Пуассона (рівняння (2) та (5)).

Отримане рівняння пов'язує визначальні термодинамічні параметри плазмозоліо: температуру, злічену концентрацію частинок КДФ, їх розмір, електронні та діелектричні константи речовини макрочастинок з його електрофізичними характеристиками у стані термоіонізаційної рівноваги; середнім за ансамблем реалізацій системи зарядом окремих КЧ, загальним рівнем іонізації га-

Таблиця 1  
Експериментальні значення параметрів металевих макрочастинок з ансамблю КДФ

№	Метал	Хімічн. символ	$T_{пл}, K$	$T_{кит}, K$	$M^0, eB$	$A; \rho \cdot 10^{-3} кг / м^3$	$E_F^0, eB$
1	Титан	22 Ti	1881	3639	3.95	47.8800; 4.505	5.3831
2	Ванадій	23 V	2190	3665	4.12	50.9415; 5.960	6.2247
3	Хром	24 Cr	2150	2945	4.58	51.9961; 7.18-7.20	6.9519
4	Залізо	26 Fe	1811	3145	4.31	55.8470; 7.874	7.0491
5	Цирконій	40 Zr	2124	4613	3.90	91.2240; 6.450	4.4494
6	Ніобій	41 Nb	2742	5073	3.99	92.9064; 8.570	5.3124
7	Молібден	42 Mo	2993	4973	4.30	95.9400; 10.220	5.8475
8	Паладій	46 Pd	1827	3273	4.80	106.4200; 12.020	6.0803
9	Гафній	72 Hf	2503	5173	3.53	178.4900; 13.310	4.6101
10	Тантал	73 Ta	3269	5623	4.12	180.9479; 16.654	5.3045
11	Вольфрам	74 W	3693	5953	4.54	183.8500; 19.350	5.8007
12	Реній	75 Re	3553	5900	5.00	186.2070; 21.020	6.0780
13	Осмій	76 Os	3318	5300	4.70	190.2000; 22.570	6.2837
14	Іридій	77 Ir	2720	4653	5.27	192.2200; 22.420	6.2120
15	Платина	78 Pt	2045	4100	5.32	195.0800; 21.450	5.9724

зової фази, розподілами локального електростатичного поля в околі індивідуальних макрочастинок. Таким чином воно фактично є рівнянням стану плазмозолія, представленим в термінах електрофізичних параметрів. Електрофізичні параметри плазмозолів та їх залежності можуть бути безпосередньо розраховані на основі розв'язку рівняння (8) для електрохімічного потенціалу електронного компонента плазми  $F$ .

Визначальні параметри незбуреної речовини КДФ для завдань комп'ютерної симуляції характеристик плазмозолів, утворених металевим конденсатом ідентичних сферичних КЧ, обиралися із таблиці 1, побудованої на основі експериментальних даних наведених у довіднику [17].

В таблиці 2 представлено 3D-графіки параметричних залежностей рівня Фермі, зарядового числа та електронної концентрації в плазмозоліях утворених частинками тугоплавких металів: платини, вольфраму, цирконію, ренію, танталу, осмію, тощо в високотемпературному буферному газі (аргоні). В комп'ютерному експерименті температурний інтервал зависів металевого конденсату в високотемпературному буферному газі лімітувався температурою співіснування газової та конденсованої фаз ( $T_{пл}$  або  $T_{кит}$ ) для відповідної речовини КДФ (див. табл.1). Вихідні термодинамічні параметри плазмозолів та межі їх зміни наведено у верхньому рядку таблиці 2, причому можливі значення



електронних та діелектричних параметрів речовини КДФ в рамках комп'ютерної симуляції і проведеного обчислювального експерименту охоплюють весь можливий інтервал значень для металевих макрочастинок [20]. Одиниці виміру вихідних термодинамічних параметрів плазмозолів у площинах їх означення (горизонтальні площини на 3D- графіках) відносні, і, в залежності від обраного інтервалу зміни, координатна сітка виродовж відповідній осі, обирається в звичайному, або логарифмічному масштабі. Для всіх графіків в таблиці 2 крок у відносному масштабі складає 0.02, тобто значення координати вузла "j" визначається за формулою:  $x_j = [x_{\min} + 0.02 \cdot (x_{\max} - x_{\min}) \cdot (j - 1)]$ ,  $j = 1, 2, 3, \dots, 51$ .

З графіків видно, що іонізація нанорозмірних плазмозолів є суттєво залежною від температури ГПС, концентрації КЧ у плазмозолі, власного геометричного розміру макрочастинок, рівня Фермі (роботи виходу) та енергії Фермі речовини КЧ (що нею, в рамках апроксимації Томаса-Фермі, визначено концентрацію носіїв у зоні провідності металевих КЧ, і яка узгоджено змінюється зі зміною умов в оточуючій частинку плазмі). Значення фіксованих термодинамічних параметрів у першому, другому та третьому стовбцях табл. 2, обрано близькими до відповідних значень металів: платини, вольфраму та цирконію з метою проведення числових оцінок рівня іонізації та зарядових чисел у плазмозолі утворених завдяки КДФ з даних матеріалів у високотемпературному буферному газі. Як показує аналіз даних комп'ютерного експерименту, подібний характер залежностей рівня Фермі електронів та їх зліченної концентрації в газовій фазі плазмозолу проявляється в обширній області визначальних параметрів плазми. Звертає на себе увагу наявність вираженого мінімуму за температурою для зарядових чисел КЧ та зліченної концентрації електронів у газовій фазі плазмозолу (другий та третій стовбці в таблиці 2). Фізично, зменшення іонізації КДФ і газу при зростанні температури плазми зумовлюється на поверхні індивідуальних КЧ конкуренцією потоків електронів емісії та прилипання (що переходять у газову фазу, або долучаються до ансамблю колективізованих електронів КЧ).

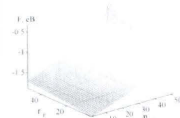
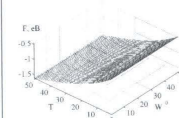
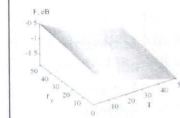
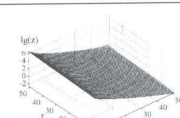
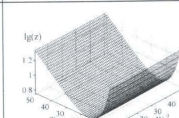
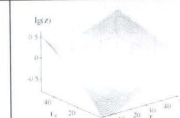
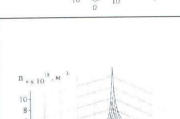
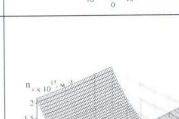

### 3. Гетерогенна плазма в електричному полі зарядів термостату: роль поляризаційних ефектів.

В стаціонарних режимах функціонування плазмових установок за рахунок дії зовнішніх (по відношенню до плазмового об'єму) джерел енергії, імпульсу, маси та електричного заряду, в просторовій області, зайнятій плазмовим робочим тілом, встановлюються стаціонарні розподіли чокальних термодинамічних параметрів та їх градієнтів. Нехтуючи змінами останніх у малих за геометричними розмірами областях, які, ґрунтуючись на принципі локальної термодинамічної рівноваги (ЛТР) Кубо [18], з достатнім ступенем точності можна вважати локально-рівноважними, проблему визначення електрофізичних властивостей ГПС у межах обраного інтервалу відносної точності апроксимації можна вирішувати на основі рівняння стану для кожної з областей ЛТР окремо, з використанням даних щодо профілю градієнтів осереднених параметрів плазми, які дефінуються джерелами термостату (зовнішніми джерелами). Для керуван-

ня, оптимізації та діагностики електрон-іонних процесів у промислових та лабораторних установках зазвичай використовують "накладення" на плазмовий об'єм електромагнітних полів, створюваних зовнішніми джерелами [19]. Наявність стаціонарних полів градієнтів термодинамічних параметрів, зокрема максвелівського електростатичного поля в ГПС зі струмом, супроводжується дисипацією енергії та генерацією ентропії в об'ємі ГПС, локальні стаціонарні зна-

Таблиця 2

Електрофізичні параметри плазмозолів, утворених наночастинками металевих металів у високотемпературному газовому середовищі

Електрофізичний параметр плазмозолу	Визначальні термодинамічні параметри плазмозолів [20, С.99-569]		
	Платина ( $T_{пл} = 2045$ K); $W^0 = 5.32$ eВ; $E_F^0 = 5.97$ eВ; $n_p \in [10^{10}, 10^{20}]$ м <sup>-3</sup> ; $r_p \in [5 \cdot 10^{-10}, 5 \cdot 10^{-7}]$ м $T = 2000$ K.	Вольфрам ( $T_{пл} = 3693$ K); $W^0 = 4.54$ eВ; $E_F^0 = 5.80$ eВ; $r_p = 5 \cdot 10^{-8}$ м, $n_p = 10^{16}$ м <sup>-3</sup> , $W \in [1.5, 6.5]$ eВ $T \in [1000, 3000]$ K	Цирконій ( $T_{пл} = 2125$ K); $F^0 = 3.90$ eВ; $E_F^0 = 4.45$ eВ $r_p \in [5 \cdot 10^{-10}, 5 \cdot 10^{-7}]$ м $T \in [1000, 3000]$ K $n_p = 10^{17}$ м <sup>-3</sup>
Рівень Фермі електронів плазмозолу системи F, eВ			
Зарядове число макрочастинок плазмозолу z			
Локальна концентрація електронів в газовій фазі плазмозолів на межах електронейтральних шарунок $C_{\xi}^z$			

чення рівня якої в областях ЛТР, як, власне, і інших термодинамічних потенціалів, підтримуються за рахунок тепловідводу крізь поверхню, що нею виділено плазмову систему. Оскільки релаксаційні процеси та граничні ефекти лежать поза областю нашого розгляду, в подальшому покладаємо ГПС необмеженою системою, у якій за рахунок дії зовнішніх джерел реалізується ЛТР та існують (в лабораторній системі відліку) стаціонарні поля термодинамічних параметрів та їх градієнтів, такі, що для просторових масштабів сумірних з розмірами областей ЛТР з достатнім запасом точності можуть розглядатись як однорідні за просторовими координатами. В такому наближенні, кожна з осереднених за ансамблем реалізацій системи електронейтральних чарунок (див. рис. 1, е)), центр якої суміщено з центром лагранжевих координат макрочастинки, буде знаходитись під дією максвелівського електростатичного поля плазми, причому його значення на границі  $C_{\xi}^{\pm}$ , у відповідності з означенням чарунок, будуть співпадати з осередненим за об'ємом значенням  $\vec{E}$  в лабораторній системі відліку. Таким чином, інтегральні характеристики ГПС, зокрема максвелові значення електрофізичних параметрів поляризованої зовнішнім полем ГПС, у рамках запропонованого підходу природно (через граничні умови ефективної електростатичної задачі) пов'язуються з локальними розподілами значень термодинамічних параметрів плазмової системи у межах об'ємних кулонових мікронеоднорідностей - електронейтральних чарунок  $C_{\xi}^{\pm}$ .

#### Література:

1. *Marenkov V.I.* Polarization Influence on the Aerosol Plasma Ionization // Journal of Aerosol Science. – 2001. – Vol.32, Suppl. 1. – P. S995 - S996.
2. *Keizer J.* Statistical Thermodynamics of Nonequilibrium Processes by Springer. – Verlag New-York Inc. – 1987. – 608 p.
3. *Marenkov V.I.* Coulomb Inhomogeneities in Dusty Plasma Systems. // Physics of Liquid Matter: Modern Problem. // Abstracts of PLM MP, Kyiv. – September 14-19, 2001. – P.1-9.
4. *Marenkov V.I.* Connection of the particles charges with their size distribution in dusty plasma systems. // AAAR2002 Annual Conference. – Oktober 7-11, 2002. – North Carolina, USA. – PD5 – 08.
5. *Маренков В.И.* Границы применимости моделей гетерогенных плазменных систем. // Дисперсные системы. XX научная конференция стран СНГ, 23-27 сент. 2002 г., Одесса, Украина / Тез. докл. – Одесса: Астропринт, 2002. – С.192 – 194.
6. *Marenkov V.I.* Correlation energy and Coulomb microinhomogeneities of heterogeneous plasma systems. – CMD 18-2000, Montreux, Switzerland. – 2000, P. 419.
7. *Маренков В.И.* Электрофизические характеристики плазмы с макрочастицами конденсированной дисперсной фазы и атомами щелочных металлов в газовой фазе // Физика аэродисперсных систем. – 1998. – Вып. 37. – С. 128-143.

8. *Маренков В.И.* Пассивный электростатичный зонд в запыленной плазме // Физика аэродисперсных систем. – 2001. – № 38. – С. 286 -295.
9. *Marenkov V.I.* Physical modelling of ionization processes in dense high-temperature plasmasol // Journal of Molecular Liquids. – 2003. – V.105, №. 2. – P. 299-305.
10. *Marenkov, V.I.* Manifestation of polarization effects in dusty plasma // Journal of Molecular Liquids. – 2005. – V.120, №. 2. – P.181-184.
11. *Маренков В.И. Кучерський А.Ю.* Розмірні та поляризаційні ефекти і самоорганізація наночастинок в процесі плазмового наповнення мікросхем. // Нанорозмірні системи: Будова, властивості, технології, НАНСИС-2007, 21-23 листопада 2007, Київ / Тез. докл. – НАН, 2007. – С. 61.
12. *Marenkov V.I.* Physical Modelling of Ionization Processes in Dense High-Temperature Plasmasol// Journal of Molecular Liquids. – 2003. – V. 105, №. 2. – P. 299 - 305.
13. *Маренков В.И.* Самоузгоджений електростатичний потенціал в мікрошарних металевих зразків. // Нанорозмірні системи: Будова, властивості, технології, НАНСИС-2007, 21-23 листопада 2007, Київ. / Тез. докл. – НАН, 2007. – С. 494.
14. *Marenkov V.I., Naboka O.M.* Statistical Averages of Macroparticles Electric Charge in Heterogeneous Plasma Systems. // Statistical Physics 2005: Modern Problems and New Applications, Annual Conference in Ukraine, August 28 - 30, 2005, Lviv, Ukraine / Book of Abstracts. – Lviv, 2005. – P.152.
15. *Marenkov V.I.* Statistical Cell-Like Model in the Heterogeneous Plasma System Theory // 3-rd International Conference Physics of Liquid Matter: Modern Problems, PLM MP, May 27-31, 2005, Kyiv, Ukraine / Abstracts. – Kyiv, 2005. – P. 32.
16. *Маренков В.И., Чанський Є.О., Кучерський А.Ю.* Кулонівська енергія квазінейтральної чарунки пилової плазми в умовах зовнішнього електричного поля // Дисперсные системы XXII, Научная конференция стран СНГ 18-28 сентября 2006 года, Одесса Украина / Тезисы докладов. – Астропринт, Одесса, 2006. – С. 231 - 232.
17. *Marenkov V.I.* Electrophysical Parameters of Metallic Nano-Particles in Dusty Plasma Systems // PARTEC-2004 Conference, Nuereberg, Germany. – 2004. – P. 5.
18. *Кубо Р.* Статистическая механика. – М.: Мир. – 1967. – 452 с.
19. *Marenkov V.I.* Polarization effects in dusty plasmas // Ionic Soft Matter: Novel trends in theory and applications, 14-17 April 2004, Lviv, Ukraine. – P.17.
20. *Физические величины: Справочник / Под ред. И.С.Григорьева, Е.З. Мейлихова.* – М.: Энергоатомиздат, 1991. – 1232 с.

**Статистическая концепция рассмотрения и аппроксимация Томаса Ферми в теории свойств гетерогенных плазменных систем**

АННОТАЦИЯ

Предложена новая статистическая концепция определения электрофизических параметров гетерогенных плазменных систем (ГПС), основанная на усреднении термодинамических параметров по ансамблю, мгновенных квази нейтральных ячеек плазмы, содержащих макрочастицы в последовательные моменты времени. Размер ячейки обобщает понятие длины экранирования Дебая на случай ГПС и дает возможность неприводимую проблему кулоновского дальнего действия в подсистеме макрочастицы плазмы перевести в ранг эффективной одночастичной электростатической задачи. На основе сопряжения решений для самосогласованного электростатического потенциала вне- и внутри индивидуальных макрочастиц (МЧ) получено трансцендентное уравнение для равновесного электрохимического потенциала ГПС. Квантовые поправки электронов МЧ учтены в рамках квазиклассического приближения Томаса-Ферми. Определена роль поляризационных эффектов и проведена компьютерная симуляция электрофизических характеристик для широкого спектра определяющих параметров ГПС с частицами металлов в объеме.

*Marenkov V.I., Kuchersky A.Y.*

**Statistical concept review and the Thomas Fermi approximation in the theory of plasma properties of heterogeneous systems**

SUMMARY

The new statistical theory for the determination of electro-physical parameters in heterogeneous plasma (HGP) is proposed. It is based on the averaging of the thermodynamic parameters on the ensemble of momentary quasi-neutral cells, containing macro-particles (MP) in sequential time moments. The size of a cell generalizes the Debye screening length for HGP. Due to this the many-particle problem is reduced to the effective single-particle one. The join of solutions inside and outside a macro-particle (MP) leads to the transcendent equation for the equilibrium electrochemical potential. The quantum corrections for the dispersion equation for electrons of MP are taken into account with the help of the Thomas-Fermi approximation. The role of polarization effects is clarified. The computer simulation of electro-physical characteristics for a wide set of control parameters of HGP is carried out.

ИМЕННОЙ УКАЗАТЕЛЬ

- А**  
Александров В.Д. 5  
Алтоиз Б. А. 58  
Андреев В.И. 67
- Б**  
Баронский В.К. 78  
Бойко Ю.И. 14
- В**  
Величко А.А. 78
- Г**  
Глауберман М.А. 67  
Головки В.В. 78
- Д**  
Дорошенко А.В. 67
- З**  
Земляных Ю.П. 20  
Зуй О.Н. 47
- И**  
Исаев Д.И. 78
- К**  
Казак И.И. 67  
Калинчук В.В. 28, 47  
Кирилов Д.В. 92  
Кириян С.В. 58  
Контуш С.М. 20  
Копейка А.К. 78  
Копыт Н.Х. 20  
Кузнецов А.А. 85  
Кучерский А.Ю. 107
- М**  
Мандель В.Е. 20  
Маренков В.И. 107  
Мишак В.Д. 92  
Мойса А.А. 20, 47
- Н**  
Новикова И.В. 28
- О**  
Орловская С.Г. 28
- П**  
Поповский А. Ю. 58  
Протас С.К. 28
- Р**  
Рокицкий М.А. 37  
Рябчук Л.И. 28
- С**  
Сичкар Т.Г. 92  
Стручаев А.И. 97
- Ф**  
Фролова С.А. 5
- Ч**  
Черненко А.С. 47  
Чурашов В.П. 20
- Ш**  
Шуг М.И. 37, 92
- Щ**  
Щебетовская Н.В. 5



## 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 (ий), 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 заголовок 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, зарожждающие рисунок, заменяются цифровыми или буквенными обозначениями и переносятся в текст статьи или в подпись 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. Ардфьев, 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. Калиничак 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. Zatonvsky A.V., Zvelindovsky A.V. Hydrodynamic fluctuations of a liquid with anisotropic molecules // Physica A. – 2001. – V.298. – P. 237-254.

#### Тезисы:

1. Стручаев А.И., Стручаев Н.И. Оценка среднего размера жировых шариков гомогенизированного молока // Дисперсные системы. XX научная конференция стран СНГ, 23-27 сент. 2002 г., Одесса, Украина / Тез. докл. – Одесса: Астропринт, 2002. – С.252-253.
2. Suslov A.V., Semenov K.I. Interaction of high-temperature monodispersed metal particles with gases // Abstr. Of 14<sup>th</sup> Annual meeting of the American Association for aerosol research. – Pittsburgh, USA. – 1995. – P.37.

**Аннотация.** предшествующая тексту статьи, пишется на языке статьи одним абзацем, размером букв 12 pt, объемом 6-10 строк. **Аннотации** на других языках к тексту статьи печатаются после списка литературы. Аннотациям предшествуют фамилии и инициалы авторов и название статьи. После слова “АННОТАЦІЯ” или “SUMMARY” с абзаца печатается текст аннотации.

Наукове видання

**ФІЗИКА  
АЕРОДИСПЕРСНИХ  
СИСТЕМ**

Випуск 44

Міжвідомчий науковий збірник  
Російською та українською мовами

Головний редактор В.В. Калінчак

Технічний редактор М.М. Бушин

Підписано до друку 23.11.2007. Формат 60x84/16.  
Надруковано з готового оригінал-макета