

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
ОДЕСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ
імені І. І. МЕЧНИКОВА

MINISTRY OF EDUCATION AND SCIENCE
OF UKRAINE
ODESA I. I. MECHNIKOV NATIONAL
UNIVERSITY

**Фізика
аеродисперсних
систем**

**Physics
of aerodisperse
systems**

ВИПУСК 57

Науковий збірник

VOLUME

Collection of papers

Засновано в 1969 р.

Founded in 1969

**Одеса
ОНУ
2019**

Приведено результати досліджень тепло- і масообміну в дисперсних системах при протіканні фазових і хімічних перетворень, механізмів утворення дисперсної фази, фізики горіння різноманітних речовин, критичні умови займання та погасання. Особливо розглядається газодинаміка процесів переносу дисперсної фази. Представлено результати досліджень електрофізики дисперсних систем і нелінійних процесів, які протікають в димовій плазмі.

Видання призначено для науковців, які вивчають процеси в аеродисперсних системах, зокрема аерозолях. Воно має бути корисним для студентів та аспірантів фізичних, фізико-технічних, енергетичних і хімічних факультетів, які спеціалізуються в області теплофізики дисперсних систем і фізики плазми, хімічної фізики та гідродинаміки.

Редакційна колегія:

д. ф.-м. н., професор	Калінчак В. В. (Україна)	(головний редактор)
д. ф.-м. н., професор	Алтоїз Б. А. (Україна)	
д. ф.-м. н., професор	Асланов С. К. (Україна)	
д. ф.-м. н., професор	Ассовський І. Г. (Росія)	
Ph.D., професор	Гриншпун С. А. (США)	
д. ф.-м. н., професор	Драган Г. С. (Україна)	
д. ф.-м. н., професор	Гоцульський В. Я. (Україна)	
д. ф.-м. н., професор	Контуш С. М. (Україна)	
д. ф.-м. н., професор	Копит М. Х. (Україна)	
Ph.D., професор	Новак Войцех (Польща)	
д. ф.-м. н., професор	Полетаєв М. І. (Україна)	
д. ф.-м. н., професор	Шевчук В. Г. (Україна)	
д. х. н., професор	Еннан А. А.-А. (Україна)	
к. ф.-м. н., доцент	Орловська С. Г. (Україна)	(відп. секретар)
к. ф.-м. н., доцент	Черненко О. С. (Україна)	(техн. секретар)
к. ф.-м. н.	Дараков Д. С. (Україна)	(техн. секретар)
	Красотова Л. М. (Україна)	(техн. секретар)

Друкується згідно з рішенням вченої ради ОНУ.
Протокол № 4 від 17 грудня 2019 р.

Включено до Переліку наукових профільних видань України (категорія Б) згідно з наказом Міністерства освіти і науки України № 1301 від 15 жовтня 2019 року.

Адреса редакційної колегії:

65082, Одеса, вул. Пастера, 27,

Одеський національний університет імені І. І. Мечникова,

кафедра загальної фізики та фізики теплоенергетичних і хімічних процесів,

тел. 048 / 723-12-03, 723-62-27

Адреса в Інтернеті: <http://fas.onu.edu.ua>

E-mail: teplophys@onu.edu.ua, svetor25@gmail.com, chernalex@ukr.net

UDK 532 + 533.9 + 536 + 537.5 + 622.61

The journal publishes results of studies in the field of heat and mass transfer in disperse systems during phase changes and chemical reactions, mechanisms of dispersed phase formation. Combustion of solid, liquid and gaseous fuels is analyzed, critical conditions of ignition and extinction are considered. Gas-dynamic phenomena that determine a transport of dispersed phase are considered. Studies of electrophysics of disperse systems and non-linear processes in dusty plasma are presented. The journal is intended for scientists and engineers in field of disperse systems and, in particular, aerosols. Also it will be useful for students and PhD students of physical, physical-technical, energy and chemical faculties, specializing in thermal and plasma physics of dispersed systems, chemical physics and hydrodynamics.

Editorial Board:

<i>Kalinchak V. V. (Ukraine)</i>	<i>(Editor-in-Chief)</i>
<i>Altoiz B. A. (Ukraine)</i>	
<i>Aslanov S. K. (Ukraine)</i>	
<i>Assovsky I. G. (Russia)</i>	
<i>Dragan G. S. (Ukraine)</i>	
<i>Gotsulskii V. Y. (Ukraine)</i>	
<i>Ennan A. A.-A. (Ukraine)</i>	
<i>Grinshpun S. A. (USA)</i>	
<i>Kontush S. M. (Ukraine)</i>	
<i>Kopyt N. Kh. (Ukraine)</i>	
<i>Nowak Wojciech (Poland)</i>	
<i>Poletaev N. I. (Ukraine)</i>	
<i>Shevchuk V. G. (Ukraine)</i>	
<i>Orlovskaya S. G. (Ukraine)</i>	<i>(Assistant Editor)</i>
<i>Chernenko A. S. (Ukraine)</i>	<i>(technical Secretary)</i>
<i>Darakov D. S. (Ukraine)</i>	<i>(technical Secretary)</i>
<i>Krasotova L. N. (Ukraine)</i>	<i>(technical Secretary)</i>

The journal is published on the decision of the Academic Council of
Odesa I. I. Mechnikov National University of 17 December 2019

The journal is included in the list of scientific specialized editions of Ukraine (Category B) according to the Ministry of Education and Science of Ukraine order № 1301, October 15, 2019.

Address of the Editorial Board:

65082, Odesa, Paster str. 27,

Odesa I. I. Mechnikov National University,

Department of general physics and physics of thermoenergetical and chemical processes

Phone 048 / 723-12-03, 723-62-27

Internet address: <http://fas.onu.edu.ua>

E-mail: teplophys@onu.edu.ua, svetor25@gmail.com, chernalex@ukr.net

ЗМІСТ

ТЕПЛОФІЗИКА ДИСПЕРСНИХ СИСТЕМ

Алехин А.Д., Бурмистров А.Н., Рудников Е.Г., Остапчук Ю.Л.

Микроплавковый метод высотного определения давления в критическом флюиде и условие его равновесия в поле гравитации Земли

8

Алехин А.Д., Абдикаримов Б.Ж., Бурмистров А.Н., Рудников Е.Г.

Расширенные уравнения критической изотермы и гравитационного эффекта

17

Рудников Е.Г., Алехин А.Д., Ковальчук В.И.

Описание экспериментальных данных воды в окрестности критической точки на основе алгебры флуктуирующих величин

28

Поповский А. Ю, Алтоиз Б. А., Бутенко А. Ф.

Эпитропные слои олеиновой кислоты. Ориентационная упорядоченность и реологические характеристики.

34

Шут М.І., Рокицький М.О., Рокицька Г.В., Шут А.М., Баитовий В.І., Галушка Н.В.

Фізико-механічні властивості полімерних нанокompозитів системи пентапласт - вуглецеві нанотрубки

47

Ханчич Е.Ю., Железный В.П., Мотовой И.В., Турбуркат К.Ф.

Влияние добавок фуллерена C_{60} на плотность о-ксилола

54

ТЕПЛОМАСООБМІН

Дорошенко А.В., Халак В.Ф., Глауберман М.А.

Розробка й експериментальне дослідження робочих характеристик полімерних сонячних колекторів для енергетичних систем

64

ФІЗИКА ГОРІННЯ

Шевчук В.Г., Полетаев Н. И., Агеев Н. Д., Киро С. А.

Синергетические аспекты волнового горения пылей

76

Калінчак В. В., Черненко О. С., Федоренко А. В., Софронков О.Н.

Вплив розміру каталізатора на характеристики гістерезису безполум'яного горіння газоповітряних сумішей з домішками горючого газу

84

<i>Шевчук В.Г., Полетаев Н.И., Стариков М.А., Нимич А.В.</i> Радиационные свойства горящих облаков металлических пылей. 1. Методика экспериментальных исследований	93
ГАЗОДИНАМІКА	
<i>Glushkov A.V., Khetselius O.Yu., Stepanenko S.N., Sofronkov A.N., Svinarenko A.A., Buyadzi V.V.</i> New energy, angle momentum and entropy balance approach to modelling climate and macroturbulent atmospheric dynamics, heat and mass transfer at macroscale. II. Computational algorithm	104
<i>Bunyakova Yu.Ya., Khetselius O.Yu., Florko T.A., Glushkov A.V., Svinarenko A.A., Dubrovskaya Yu.V.</i> A chaos-geometric approach to analysis, modelling and forecasting atmospheric pollutants dynamics for industrial regions	114
ЕЛЕКТРОФІЗИКА	
<i>Дойков Д.Н.</i> Коллективные эффекты в запыленной плазме с магнитным полем, облучаемой жесткими излучениями.	121
ФІЗИКА АЕРОЗОЛІВ	
<i>Ivanitsky G.K., Tselen B.Ya., Nedbaylo A.E., Konyk A.V.</i> Modeling the kinetics of cavitation boiling up of liquid.	136
ПЕРСОНАЛІЇ	
<i>Контущ С.М.</i> Памяти наших коллег – физиков-аэрозольщиков Романова К.В. (1936-1995), Неизвестного А.И. (1943-2017) и Липатова Г.Н. (1945-2014)	147
<i>Редколлегия журнала «ФАС».</i> К 90-юбилею Асланова С.К.	152
<i>Именной покажчик</i>	154
<i>Правила для авторів</i>	156

CONTENTS

THERMAL PHYSICS OF DISPERSE SYSTEMS

- Alekhin A.D., Burmistrov A.N., Rudnikov Ye.G., Ostapchuk Yu.L.*
Micro-floating method of high-altitude determination of pressure in the critical fluid and condition of its equilibrium under the Earth gravity 8
- Alekhin A.D., Abdikarimov B.Zh., Burmistrov A.N., Rudnikov Ye.G.*
Extended equations of the critical isotherm and the effect of gravity 17
- Rudnikov Ye.G., Alekhin A.D., Kovalchuk V.I.*
Description of the experimental data of water in the vicinity of the critical point on the basis of algebra of fluctuation variables 28
- Popovskii A.Yu., Altoiz B.A., Butenko A.F.*
Epitropic layers of oleic acid. Orientational ordering and rheological characteristics 34
- Shut M.I., Rokytskyi M.O., Rokytska H.V., Shut A.M., Bashtovyi V.I., Halushka N.V.*
Physical and mechanical properties of polymer nanocomposites of penton - carbon nanotubes system 47
- Khanchych K.Yu., Zhelezny V.P., Motovoy I.V., Tumburkat K.F.*
The effect of fullerene C_{60} additives on the density of o-xylene 54

HEAT AND MASS TRANSFER

- Doroshenko A.V., Khalak V.Ph., Glauberman M.A.*
Experimental study of polymer solar collectors performance characteristics in development of clean and more efficient energy-conversion systems 64

COMBUSTION PHYSICS

- Shevchuk V. G., Poletaev N. I., Ageev N. D., Kiro S. A.*
Synergetic aspects of wave dust combustion 76
- Kalinchak V.V., Chernenko A.S., Fedorenko A.V., Sofronkov A.N.*
Effect of catalyst size on flameless combustion's hysteresis characteristics of air-gas mixtures with combustible gas's impurities 84
- Shevchuk V.G., Poletaev N.I., Starikov M.A., Nimich A.V.*
Combustion metallic dusts radiotional properties. 1. Experimental investigation methodology 93

GAS-DYNAMICS

*Glushkov A.V., Khetselius O.Yu., Stepanenko S.N., Sofronkov A.N.,
Svinarenko A.A., Buyadzi V.V.*

New energy, angle momentum and entropy balance approach to modelling
climate and macroturbulent atmospheric dynamics, heat and mass transfer
at macroscale. II. Computational algorithm 104

*Bunyakova Yu.Ya., Khetselius O.Yu., Florko T.A., Glushkov A.V.,
Svinarenko A.A., Dubrovskaya Yu.V.*

A chaos-geometric approach to analysis, modelling and forecasting
atmospheric pollutants dynamics for industrial regions 114

ELECTROPHYSICS

Doikov D. N.

Collective effects in a dusty plasma with a magnetic field irradiated by hard
radiation 121

AEROSOLS PHYSICS

Ivanitsky G.K., Tselen B.Ya., Nedbaylo A.E., Konyk A.V.

Modeling the kinetics of cavitation boiling up of liquid 136

PERSONALITIES

Kontush S.M. In memory of our colleagues - aerosol physicists Romanov K.V.
(1936-1995), Neizvestniy A.I. (1943-2017) and Lipatov G.N. (1945-2014) 147

Editorial Board To the 90th anniversary Aslanov S.K. 152

Name index 155

Rules for authors 158

ТЕПЛОФІЗИКА ДИСПЕРСНИХ СИСТЕМ

УДК 532.536.

Алехин А.Д.¹, Бурмистров А.Н.², Рудников Е.Г.¹, Остапчук Ю.Л.¹

*¹Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко
Просп. Глушкова 4, физический факультет, 03022, Киев, Украина*

E-mail: alekhin@univ.kiev.ua

²Донецкий национальный медицинский университет, Кропивницкий, Украина

Микроплазменный метод высотного определения давления в критическом флюиде и условие его равновесия в поле гравитации Земли

Представлен новый экспериментальный метод высотного определения давления в неоднородном критическом флюиде - микроплазменный манометр. Показано, что высотное изменение приведенного давления $\Delta P^(z) = (P(z) - P_k) / P_k$ в неоднородном критическом флюиде значительно превосходит величину высотного изменения гидростатического давления $|h| = \rho_k g |\Delta z| / P_k$ ($|\Delta P^*| \gg |h|$). Методами светорассеяния и рефрактометрическим подтверждено условие равновесия неоднородного критического флюида в поле гравитации Земли $|\Delta P^*(T_k, L, \bar{\rho})| = |\Delta U^*(T_k, L, \bar{\rho})|$, зависящее от критической температуры вещества T_k , линейного размера системы L , средней плотности ее заполнения веществом $\bar{\rho}$. Это условие равновесия качественно отлично от условия равновесия неоднородного вещества, $|\Delta P^*(z)| = |h|$ вдали от критической точки.*

Введение.

В настоящее время значительно возрос интерес к экспериментальным и теоретическим исследованиям равновесных и кинетических свойств вещества в критическом состоянии, именуемом в научной литературе как сверхкритический флюид (СКФ) [1-3] или критический флюид (КФ) [4]. Интерес к этим исследованиям, в первую очередь, связан с широким практическим использованием уникальных свойств СКФ в новейших промышленных технологиях.

Перечень научных направлений практического использования СКФ очень широк [1-3]: это космическая и энергетическая отрасли, химическая, медицинская, нефте-газовая, электронная и фармацевтическая промышленности; очистка окружающей среды от химического, бактериологического и радиоактивного заражения среды, изучение гидротермальных свойств СКФ, влияющих на формирование земной коры и многого другого. К сожалению, в настоящее время не выяснен истинный механизм физических процессов, ответственных за их успешное практическое использование.

Для наиболее успешного практического использования уникальных свойств КФ в новейших промышленных технологиях необходимо знание уравнения состояния вещества в реальных условиях его использования. При этом необходимо учитывать, что в состоянии термодинамического равновесия при неограниченном возрастании сжимаемости вещества под действием гравитаци-

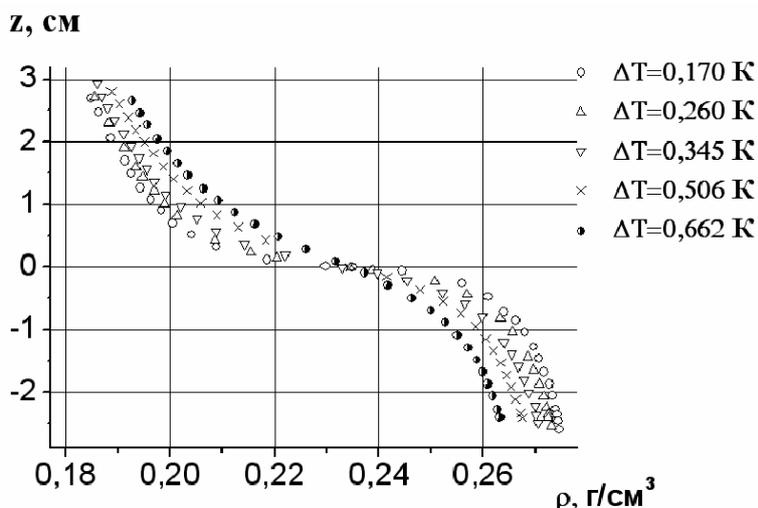


Рис. 1. Высотные зависимости плотности $\rho(z)$ в неоднородном гектане при различных температурах $\Delta T = T - T_k > 0$

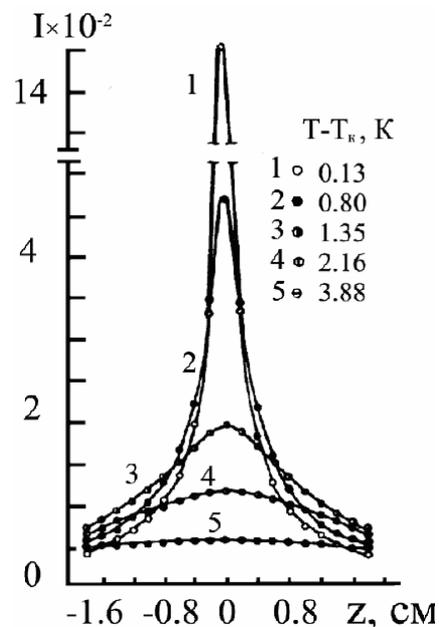


Рис. 2. Высотная зависимость интенсивности рассеянного света $I(z, t)$ ($\lambda = 546.1$ нм) в пентане для температур $t > 0$

онного поля Земли КФ становится пространственно неоднородным по высоте [5-7].

1. Краткий обзор результатов экспериментальных исследований явления гравитационного эффекта в КФ. Явление гравитационного эффекта: высотное изменение плотности $\rho(z)$, градиента плотности $\frac{d\rho(z)}{dz}$, интенсивности

рассеянного света $I(z) \sim \frac{d\rho(z)}{dP}$ вещества вблизи критического состояния экспериментально изучается различными оптическими [5, 6] и нейтронными [7] методами.

В качестве примера, на рис. 1, 2. показаны высотные зависимости интенсивности рассеянного света и плотности неоднородного вещества в критическом состоянии. Анализ этих данных гравитационного эффекта [5-7] (рис.1-2) показывает, что в поле гравитации Земли $h = \rho_k g z / P_k$ в области температур $\tau = (T - T_k) / T_k = 10^{-5} \div 10^{-2}$ в камерах высотой $L \approx (1 \div 10)$ см плотность $\rho(z)$ изменяется на 10÷15%. В то же время, градиент плотности $\frac{d\rho(z, \tau)}{dz}$ и интенсивность рас-

сеянного света $I(z, \tau) \sim \frac{d\rho(z)}{dP}$ – изменяются с высотой почти на два порядка (z – высота, отсчитанная от уровня с критической плотностью вещества; на высоте $z=0$, $\rho = \rho_k$, при $z > 0$, $\rho < \rho_k$, при $z < 0$, $\rho > \rho_k$). Здесь T_k , ρ_k , P_k – соответственно критические значения температуры, плотности, давления.

Необходимо отметить, что к настоящему времени прямых высотных измерений давления $\Delta P^*(z) = (P(z) - P_\kappa) / P_\kappa$ в такой неоднородной среде до настоящего времени не проводилось. В то же время, величина этого полевого параметра $\Delta P^*(z)$ в поле гравитации Земли крайне необходима для установления вида условия равновесия неоднородного КФ во внешнем гравитационном поле. Именно это условие равновесия определяет конкретный вид уравнения состояния неоднородного вещества во внешнем поле. Согласно Ван-дер-Ваальсу [8], высотное изменение давления $\Delta P^*(z)$ в такой неоднородной среде в критическом состоянии определяется высотным изменением гидростатического давления $|h| = \rho_\kappa g |z| / P_\kappa$. В связи с этим условие равновесия неоднородного вещества во внешнем гравитационном поле представлялось в виде

$$|\Delta P^*(z)| = |h| = \rho_\kappa g |z| / P_\kappa. \quad (1)$$

Л.Д. Ландау [9] было показано, что условие равновесия (1) может быть использовано лишь для систем вдали от критического состояния при отсутствии в системе крупномасштабных флуктуаций параметра порядка, свойства которых определяются современной ФТФП [10]. Исходя из ФТФП [10], эта критическая флуктуационная область характеризуется термодинамическими параметрами $\tau_\phi = (T - T_\kappa) / T_\kappa \leq 10^{-2}$, $\Delta \rho_\phi = (\rho - \rho_\kappa) / \rho_\kappa \leq 10^{-1}$, $\Delta P_\phi^* = (P - P_\kappa) / P_\kappa \leq 10^{-2}$ [11].

Согласно многочисленным экспериментальным данным [5-7, 12-15], явление гравитационного эффекта также наблюдается в указанном выше диапазоне изменения параметров флуктуационной области: τ_ϕ , $\Delta \rho_\phi$, ΔP_ϕ . То есть, согласно всем этим данным, можно предположить, что явление гравитационного эффекта указывает на наличие в неоднородном веществе крупномасштабных флуктуаций параметра порядка [10].

В связи с этим предложенное Ван-дер-Ваальсом [8] условие равновесия в неоднородной физической системе в поле гравитации Земли (1) может быть использовано только за пределами флуктуационной области ФТФП [10].

Совместный анализ многочисленных экспериментальных данных гравитационного эффекта оптическими методами светорассеяния и рефрактометрическими [5-7, 12-15]: $I(z) \sim \frac{d\rho(z)}{dP}$, $\frac{d\rho(z)}{dh}$, $\rho(z)$, проведенный в работах [16, 17]

впервые показал, что величина производной $dP^*/dh \gg 1 \left(\frac{dP^*(z)}{dh} \sim \frac{d\rho(z)}{dz} / I(z) \right)$.

Из этого сильного неравенства следует, что в неоднородном КФ величина высотного изменения давления $\Delta P^*(z)$ значительно превосходит высотное изменение гидростатического давления $\Delta P^*(z) \gg |h| = \rho_\kappa g |z| / P_\kappa$.

Исходя из полученного результата $|\Delta P^*| \gg |h|$ [16] сделан вывод [5, 17], что в неоднородном критическом флюиде под действием поля гравитации Земли $h = \rho_\kappa g z / P_\kappa$ проявляется внутреннее приведенное неоднородное поле ($|\Delta U(z)| = |\Delta P^*(z)| = (10 \div 10^2) |h| \gg |h|$). Проявление в системе столь значительного внутреннего поля является свидетельством ряда нелинейных физических процессов, происходящих в такой неоднородной системе. Подтверждением этого вывода являются результаты проведенных нами исследований различных

свойств этого внутреннего неоднородного поля [5,17,18]. Эти исследования [5, 17, 18] впервые показали, что величина приведенного внутреннего электромагнитного поля $|\Delta U(T_c, L, \bar{\rho})| = |\Delta P^*| \gg |h|$ зависит от ряда внутренних и внешних факторов: критической температуры вещества T_c [5,17] ($|\Delta U| = |\Delta P^*| \sim T_c^3$), то есть, от сил межмолекулярного взаимодействия, имеющих электромагнитную природу; от линейных размеров L и формы системы [18]; средней плотности $\bar{\rho}$, заполнения образца веществом [19]. В этих работах впервые показано, что при увеличении линейного размера макросистемы $L = 1 \div 10$ см градиент внутреннего электромагнитного поля уменьшается ($dP^*/dh = dU/dh \sim L^{-x}$, $x \approx 0.4$).

2. Микроплаваковый метод высотного определения давления в неоднородном КФ. К сожалению, к настоящему времени экспериментальных исследований высотного распределения давления $\Delta P(z)$ в неоднородной системе в поле гравитации Земли не проводилось. В связи с этим, для восполнения этой информации в данной работе представлен новый микроплаваковый метод определения высотного изменения давления $\Delta P(z)$ в неоднородном КФ.

Данный метод первоначально был применен в работах [6, 20] для определения высотного распределения плотности неоднородного вещества $\Delta \rho(z)$ в поле гравитации Земли вблизи КТ жидкость-пар. Суть метода заключалась в том, что размещение в неоднородной среде вблизи КТ достаточно большого количества кварцевых плаваков ($n \geq 10$) с известной средней плотностью $\bar{\rho} > \rho_c$, $\bar{\rho}(z) < \rho_c$ позволяет прямым методом определить эту плотность неоднородного вещества $\rho(z)$ в точках расположения плаваков.

Для иллюстрации на рисунке 3. приведена фотография высотного распределения кварцевых микроплаваков с различной средней плотностью $\bar{\rho}(z)$ в оптической камере с неоднородным бензолом при различных температурах выше и ниже критической.

Для сравнения этих экспериментальных данных $\bar{\rho}(z)$ (рис. 3) метода микроплаваков на рис. 4 представлены экспериментальные данные высотного распределения плотности неоднородного вещества – бензола при этих же температурах $T > T_c$, $T < T_c$, полученные рефрактометрическим методом Теплера вблизи критической температуры парообразования [6].

Анализ и сопоставление этих экспериментальных данных (рис. 3, 4) свидетельствует об их количественном соответствии во всей флуктуационной области ФТФП [10] при температурах как закритических ($T > T_c$), так и докритических ($T < T_c$).

В настоящей работе метод микроплаваков был использован в качестве датчика давления – микроплавакового манометра для измерения высотного распределения давления $\Delta P^*(z)$ в неоднородных системах в поле гравитации Земли вблизи критической температуры парообразования. Для этого данный манометр был проградуирован по данным P - ρ - T измерений [21] вблизи КТ при постоянной температуре вещества (табл. 1).

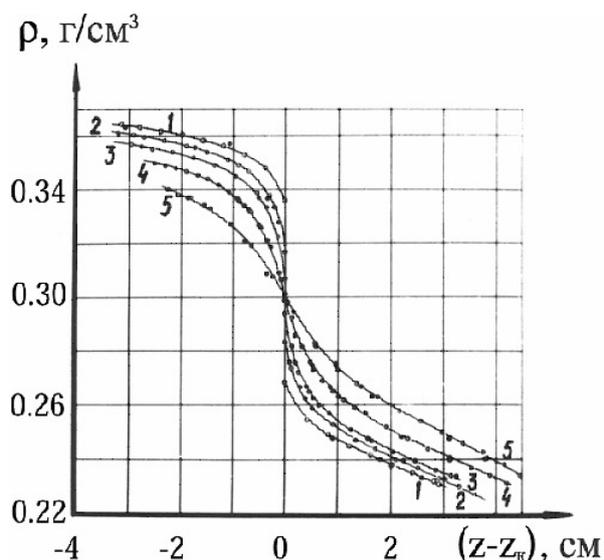


Рис. 3. Высотное распределение плотности $\rho(z)$ в неоднородном бензоле при различных температурах по данным рефрактометрического метода Теплера

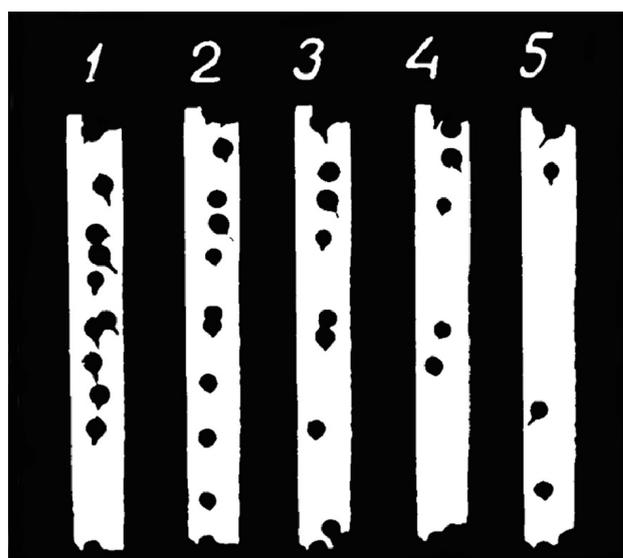


Рис. 4. Высотное распределение кварцевых микропоплавков вблизи критической точки с различной средней плотностью $\bar{\rho}(z)$ в оптической камере с неоднородным бензолом при различных температурах $T > T_k$, $T < T_k$

Таблица 1

Высотное распределение давления и плотности в неоднородном бензоле

z , м	P , МПа	ρ , кг/м ³	$\Delta P^* = (P - P(z=0))/P_k$	$\Delta \rho^* = (\rho - \rho(z=0))/\rho_k$	h	$ \Delta P^*/h $
0,035	4,923	263,650	$-2,027 \cdot 10^{-3}$	-0,150	$2,168 \cdot 10^{-5}$	94
0,028	4,925	269,950	$-1,622 \cdot 10^{-3}$	-0,129	$1,734 \cdot 10^{-5}$	94
0,021	4,927	277,580	$-1,216 \cdot 10^{-3}$	-0,105	$1,302 \cdot 10^{-5}$	94
0,014	4,929	286,850	$-8,110 \cdot 10^{-4}$	-0,075	$8,672 \cdot 10^{-6}$	94
0,007	4,931	297,870	$-4,050 \cdot 10^{-4}$	-0,039	$4,336 \cdot 10^{-6}$	94
0	4,933	310,030	0	0	0	
-0,007	4,935	321,730	$4,050 \cdot 10^{-4}$	0,038	$-4,336 \cdot 10^{-6}$	94
-0,014	4,937	331,430	$8,110 \cdot 10^{-4}$	0,069	$-8,672 \cdot 10^{-6}$	94
-0,021	4,939	338,950	$1,216 \cdot 10^{-3}$	0,093	$-1,302 \cdot 10^{-5}$	94
-0,028	4,941	344,810	$1,622 \cdot 10^{-3}$	0,112	$-1,734 \cdot 10^{-5}$	94
-0,035	4,943	349,540	$2,027 \cdot 10^{-3}$	0,127	$-2,168 \cdot 10^{-5}$	94

В этой таблице сопоставлены данные для давления $\Delta P^*(z)$, взятые из литературных P - ρ - T измерений [21] в бензоле при температуре $\Delta T = T - T_k \approx 0.5$ К в области изменения плотности $\rho = (246.4 \div 372.2)$ кг/м³ с экспериментальными данными гравитационного эффекта в бензоле для плотности $\rho(z)$ с шагом 10^{-2} кг/м³ высотного распределения поплавков [20] в оптической камере размером $L=7$ см на уровнях $\Delta z = z - z_0 = (-3.5 \div 3.5)$ см. Здесь z_0 – уровень с критической плотностью вещества ρ_k . Следует отметить, что преимуществом и отличительной особенностью использования предложенного датчика давления на основе

явления гравитационного эффекта [20] – микропоплавкового манометра, является возможность проводить исследования уравнения критической изотермы $\rho(z)$ с малым шагом по давлению $\sim 10^{-3}$ МПа, что недостижимо с использованием одних только данных P - V - T измерений [21].

Из этой таблицы следует, что в области высот $\Delta z=(0\div 3.5)$ см величина приведенного давления $\Delta P^*=(P-P_0)/P_k$ изменяется в пределах величин $\Delta P^*=(0\div 10^{-2})$. В то же время в пределах этих высот изменение гидростатического давления составляет величину $|h|=\rho_k g|z|/P_k=(0\div 10^{-4})$. Как видно, высотное изменение приведенного давления $|\Delta P^*|$ значительно превышает величину высотного изменения гидростатического давления $|h|$: $|\Delta P^*/h| \approx 10^2 \gg 1$.

Полученный результат полностью подтверждает аналогичные результаты экспериментальных исследований гравитационного эффекта, полученных ранее оптическими методами светорассеяния и рефрактометрическими [5, 17].

Представленный выше краткий обзор результатов экспериментальных исследований гравитационного эффекта [4, 12-15] оптическими методами рассеяния света и рефрактометрическим, а также анализ литературных данных гравитационного эффекта [5, 6, 14, 15], позволяют качественно по-иному подойти к представлению вида условия равновесия (1) неоднородного критического флюида [8]. Вместо классического условия равновесия Ван-дер-Ваальса (1) для неоднородных систем в поле гравитации Земли, в настоящей работе были использованы результаты экспериментальных исследований давления $|\Delta P^*| \gg |h|$, полученные в настоящей работе новым методом микропоплавкового манометра. При этом было учтено также влияние на высотное распределение давления различных внутренних и внешних факторов: критической температуры вещества T_k [5,17]; от линейных размеров L и формы системы [18]; от средней плотности ρ_3 заполнения образца веществом [19]. Учет этих нелинейных свойств неоднородного КФ приводит к качественно иному, отличному от (1), условию равновесия неоднородного вещества в поле гравитации Земли

$$|\Delta P^*(T_k, L, \bar{\rho})| = |\Delta U(T_k, L, \bar{\rho})| \gg |h|. \quad (2)$$

Выводы:

1. В работе представлен краткий обзор результатов экспериментальных исследований гравитационного эффекта, свидетельствующий о нелинейных свойствах неоднородного КФ в поле гравитации Земли. Эти свойства КФ являются основой их успешного практического использования в современных промышленных технологиях [1-3].

2. На основе анализа экспериментальных данных гравитационного эффекта, полученных оптическими методами светорассеяния и рефрактометрическим показано, что диапазон изменения термодинамических параметров проявления гравитационного эффекта в КФ совпадают с координатами флуктуационной критической области ФТФП [10]. С точки зрения авторов данной работы, полученный результат указывает на то, что явление гравитационного эффекта $\Delta\rho(z)$ и величина высотного изменения давления $|\Delta P^*(z)| \gg |h|$ в неоднородном КФ

связаны с наличием в системе крупномасштабных флуктуаций параметра порядка в области аномально большой сжимаемости вещества.

3. Представлен новый экспериментальный метод исследования высотного распределения давления в неоднородном КФ – микропоплавокный манометр. При помощи этого метода показано, что высотное изменение давления $\Delta P^*(z)$ в неоднородном КФ значительно превосходит величину высотного изменения гидростатического давления $|h| = \rho_k g |z| / P_k$ ($|\Delta P^*| \gg |h|$). Этот вывод является прямым экспериментальным подтверждением подобного результата, полученного ранее оптическими методами светорассеяния и рефрактометрическим [5, 17].

4. Исходя из полученного результата ($|\Delta P^*| \gg |h|$) экспериментальных исследований явления гравитационного эффекта в неоднородном КФ оптическими методами светорассеяния, рефрактометрическим, а также методом микропоплавок подтвержден вид его условия равновесия в поле гравитации Земли $|\Delta P^*(T_k, L, \bar{\rho})| = |\Delta U^*(T_k, L, \bar{\rho})|$. Это условие равновесия качественно отлично от условия равновесия неоднородного вещества $|\Delta P^*(z)| = |h|$ вдали от критической точки [9].

Литература:

1. Залепугин Д.Ю., Тилькунова Н.А., Чернышова И.В., Поляков В.С. // Сверхкритические флюиды: Теория и Практика. – 2006. – Т. 1. № 1. – С. 27.
2. Горбатый Ю.Э., Бондаренко Г.В. // Сверхкритические флюиды: Теория и Практика. – 2007. – Т.2. № 2. – С.5.
3. Востриков А.А., Федяева О.Н., Фадеева И.И., Сокол М.Я. // Сверхкритические флюиды: Теория и практика. – 2010. – Т.5. № 1. – С. 12.
4. Алехин А.Д., Билоус О.И. // Сверхкритические флюиды. Теория и практика. – 2014. – № 2. – С. 74.
5. Алехин А.Д., Дорош А.К., Рудников Е.Г. Критическое состояние вещества в поле гравитации Земли. – Киев: Политехника, 2013. – 402 с.
6. Шиманский Ю.И., Шиманская Е.Т. Молекулярная физика. – Киев: Киево-Могилянская академия. 2007. – 462 с.
7. Булавин Л.А. Свойства жидкостей в критической области. – Киев: Киевский университет. 2002. – 271 с.
8. Ван-дер-Ваальс И.Д., Констант Ф. Курс термостатики. Т.2. – М.: ОНТИ, 1936. – 439с.
9. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. / 3-е изд., доп., М.: Наука, 1976. – 584 с.
10. Паташинский А.З., Покровский В.Л. Флуктуационная теория фазовых переходов. – М.: Наука, 1982. – 382 с.
11. Анисимов М.А. Критические явления в жидкостях и жидких кристаллах. – Москва: Наука Гл. ред. физ.-мат. лит., 1987. – 272 с.
12. Алехин А.Д. // Известия вузов. Физика. – 1983. – № 4. – С. 39.
13. Алехин А.Д., Шиманский Ю.И. // Известия Вузов. Физика. – 1976. – Вып. 11. – С. 82.

14. Traube K. J. // Chem. Phys. – 1954. – Vol. 22, № 4. – P. 625.
15. Palmer H.B. VDI. Forschungsheft 487. – Beilage zu "Forschung auf dem Gebiete des ingenieur wessens". Ausgabe B. Band. 1961. – P. 1.
16. Алехин А.Д. // Укр. Физ. Журн. – 1981. – Т. 26, № 11. – С. 1817.
17. Alekhin A.D. // Journal of Molecular Liquids. – 2006. – Vol. 127. № 1–3. – P. 62.
18. Алехин А.Д. // Известия вузов. Физика. – 1985. – № 10. – С. 39.
19. Алехин А.Д. // Укр. Физ. Журн. – 2006. – Т. 51. № 7. – С. 660.
20. Завалин И.В., Шиманская Е.Т., Шиманский Ю.И. // Укр. Физ. Журн. – 1964. – Т. 9. № 5. – P. 491.
21. Polt A., Platzer B., Maurer G. // Chem. Tech. (Leipzig). – 1992. – Vol. 44, № 6. – P. 216.

Alekhin A.D., Burmistrov A.N., Rudnikov Ye.G., Ostapchuk Yu.L.

Micro-floating method of high-altitude determination of pressure in the critical fluid and condition of its equilibrium under the Earth gravity

Summary

Based on the analysis of the experimental data of the effect of gravity obtained by optical methods of light scattering and refractometry, it has been shown that the range of changes in the thermodynamic parameters of the manifestation of the effect of gravity in the critical fluid coincides with the coordinates of the fluctuation critical region. From the point of view of the authors of this paper, the obtained result indicates that the phenomenon of the effect of gravity $\Delta\rho(z)$ and the magnitude of the altitude change in pressure $|\Delta P^(z)| \gg |h|$ in the inhomogeneous critical fluid are related with the presence in the condensed system of large-scale fluctuations of the order parameter in the region of abnormally large compressibility of the substance near the critical point.*

In continuation of studies of the phenomenon of the effect of gravity, a new experimental method for altitudinal determination of pressure in inhomogeneous critical fluid namely micro-floating manometer has been presented. Using this method, it has been shown that the altitudinal change in the reduced pressure $\Delta P^(z) = (P(z) - P_c) / P_c$ in inhomogeneous critical fluid is significantly, by one - two orders of magnitude, greater ($|\Delta P^*| \gg |h|$) than the magnitude of the altitudinal change in hydrostatic pressure $|h| = \rho_c g |z| / P_c$. Here $P(z)$ is the altitudinal change in pressure, P_c is the critical value of pressure of the substance, ρ_c is the critical value of density of the substance, g is the acceleration of Earth's gravity.*

Based on earlier studies using optical light scattering and refractometric methods, the condition of equilibrium for the inhomogeneous critical fluid under the Earth's gravity field $|\Delta P^(T_c, L, \bar{\rho})| = |\Delta U(T_c, L, \bar{\rho})| \gg |h|$ has been confirmed. This condition of equilibrium depends on the critical temperature of the substance T_c , on the macroscopic linear size L of the sample cell with substance, and on the average density $\bar{\rho}$ of its filling with substance. Here $|\Delta U^*| \gg |h|$ is the change in the reduced internal field along the height of the inhomogeneous system. This condition of equilibrium is qualitatively different from the condition of equilibrium, $|\Delta P^*(z)| = |h|$, of the inhomogeneous substance far from the critical point.*

Альо́хін О.Д., Бурмі́стров О.М., Рудні́ков Є.Г., Остапчу́к Ю.Л.

Мікроплавковий метод висотного визначення тиску у критичному флюїді та умова його рівноваги у полі гравітації Землі

Анотація

На основі аналізу експериментальних даних гравітаційного ефекту, отриманих оптичними методами розсіяння світла та рефрактометричним показано, що діапазон зміни термодинамічних параметрів проявлення гравітаційного ефекту у критичному флюїді збігається із координатами флуктуаційної критичної області. З точки зору авторів даної роботи, отриманий результат вказує на те, що явище гравітаційного ефекту $\Delta p(z)$ та величина висотної зміни тиску $|\Delta P^(z)| \gg |h|$ у неоднорідному критичному флюїді пов'язані із наявністю у конденсованій системі великомасштабних флуктуацій параметра порядку в області аномально великої стисливості речовини поблизу критичної точки.*

У продовження досліджень явища гравітаційного ефекту в роботі представлений новий експериментальний метод висотного визначення тиску в неоднорідному критичному флюїді – мікроплавковий манометр. Із використанням цього методу показано, що висотна зміна приведенного тиску, $\Delta P^(z) = (P(z) - P_c) / P_c$, у неоднорідному критичному флюїді значно, на один - два порядки, перевищує ($|\Delta P^*| \gg |h|$) величину висотної зміни гідростатичного тиску $|h| = \rho_k g |z| / P_c$ в системі. Тут $P(z)$ – висотна зміна тиску, P_c – критичне значення тиску речовини, ρ_k – критичне значення густини речовини, g – прискорення вільного падіння в полі гравітації Землі.*

На основі раніше проведених досліджень оптичними методами розсіяння світла та рефрактометричним підтверджено умову рівноваги неоднорідного критичного флюїду в полі гравітації Землі $|\Delta P^(T_c, L, \bar{\rho})| = |\Delta U^*(T_c, L, \bar{\rho})|$. Ця умова рівноваги залежить від критичної температури речовини T_c , макроскопічного лінійного розміру камери з речовиною L , середньої густини її заповнення речовиною $\bar{\rho}$. Тут $|\Delta U^*| \gg |h|$ – зміна приведенного внутрішнього поля уздовж висоти неоднорідної системи. Ця умова рівноваги якісно відмінна від умови рівноваги неоднорідної речовини, $|\Delta P^*(z)| = |h|$, віддалік від критичної точки.*

УДК 532.536.

Алехин А.Д.¹, Абдикаримов Б.Ж.², Бурмистров А.Н.³, Рудников Е.Г.¹

¹Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко Просп. Глушкова 4, физический факультет, 03022, Киев, Украина. E-mail: alekhin@univ.kiev.ua

²Кызылордтнский национальный университет имени Коркыт Ата, Кызылорда, Республика Казахстан

³Донецкий национальный медицинский университет, Кропивницкий, Украина. E-mail: burmistrov1937@gmail.com

Расширенные уравнения критической изотермы и гравитационного эффекта

Проведена апробация модели системы в критическом состоянии как Ван-дер-Ваальсового газа флуктуаций параметра порядка при критической температуре вещества как систем однородных, так и неоднородных в поле гравитации Земли. Проанализированы уравнения состояния при критической температуре вещества молекулярных жидкостей как однородных, так и неоднородных систем. Для этого использованы данные P-V-T измерений и явления гравитационного эффекта в неоднородной системе. Показано, что амплитуда асимптотического слагаемого уравнения критической изотермы однородной системы превышает амплитуду уравнения гравитационного эффекта; молекулярные жидкости однородные и неоднородные в поле гравитации Земли характеризуются диаметрально противоположной полевой-высотной асимметрией уравнения состояния при критической температуре вещества.

Введение. Ранее в работах [1,2] рассматривался вопрос о построении расширенных уравнений кривой сосуществования однокомпонентных веществ [1] и двойных растворов жидкость-газ и жидкость-жидкость [2]. При этом была использована модель системы вблизи критической точки (КТ) как газ флуктуаций параметра порядка со свойствами реального газа Ван-дер-Ваальса [2-4]. Эта модель была апробирована на основе многочисленных экспериментальных данных температурных зависимостей плотности и концентрации широкого класса однокомпонентных молекулярных жидкостей и двойных растворов, а также ионно-электронных жидкостей и их расплавов [5].

В [1,2,6] проведены исследования зависимостей параметров расширенного уравнения от критического значения фактора сжимаемости $Z_K = P_K V_K / RT_K$ жидкостей и двойных растворов для термодинамического направления кривой сосуществования.

Данная работа посвящена построению расширенного уравнения состояния молекулярных жидкостей вдоль термодинамического направления критической изотермы и его физическому анализу.

1. Уравнения критической изотермы на основе Ван-де-Ваальсовой модели газа флуктуаций параметра порядка. Используя вид термодинамического потенциала F_0^* [7,8], на основе Ван-дер-Ваальсовой модели газа флук-

туаций [3], уравнение флуктуационной части термодинамического потенциала вблизи КТ представляется в виде [2]

$$F_{\Phi} = \frac{F_0}{\omega} \left(1 + \left(\frac{1}{\omega} - 1 \right) \Delta\rho_0 \right) \left(1 - \frac{n-1}{n} x \right) - AC_0^2 R_c^{-4}. \quad (2)$$

Физический смысл параметра $\omega = (1 - V_{\Phi} / V_K) = (1 - \rho_K / \rho_{\Phi})$ рассмотрен в [2]; здесь $\rho_{\Phi} = \rho_K / (1 - \omega)$ – плотность вещества внутри флуктуации параметра порядка в объеме $v_{\Phi} = 4 / 3\pi R_c^3$; коэффициент $A \sim a$, связанный с параметром уравнения Ван-дер-Ваальса a [9], характеризует силы взаимодействия между кластерами флуктуаций параметра порядка на расстояниях $r \geq R_c$; $F_0 / (P_K V_K) = (N_{\Phi} k_B T_K) / (P_K V_K) = C_0 R_c^{-3}$ [7,8]; $\Delta\rho_0 = dF_0 / d\mu^*$; параметр ФТФП [7,8] $C_0 = (\rho_K / \rho_{\Phi}) \cdot V_K / [(4/3)\pi Z_K N_A] \approx 10^{22} \text{ см}^3$ [10]; вдоль направления критической изотермы ($t \rightarrow 0$) параметр $x = N_{\Phi n} / N_{\Phi} = x_0 (\Delta\mu^*)^{\Delta_0 / (\beta\delta)}$ (при $\Delta\mu \rightarrow 0$, $x \rightarrow 0$) [2] по аналогии с моделью Ван-дер-Ваальса для молекул вещества [11] определяет полевую зависимость степени ассоциации флуктуаций параметра порядка в системе [12]; N_{Φ} – общее число флуктуаций в одном моле вещества, которые занимают объём $V_{\Phi} = (4/3)\pi R_c^3 \cdot N_{\Phi}$; $N_{\Phi n}$ – число флуктуаций параметра порядка, которые образуют комплексы из n флуктуаций. Используем теперь соотношение (2) для построения расширенного уравнения критической изотермы ($t = 0$) для пространственно однородных систем. Тогда, исходя из полевой зависимости радиуса корреляции $R_c = d_0 (\Delta\mu^*)^{-\xi}$ ($\xi = 0,405$) [7], на основе (2) получаем полевую зависимость плотности вещества в виде

$$\Delta\rho(\Delta\mu^*) = dF_{\Phi} \cdot d\mu^* = D_0 |\Delta\mu^*|^{\frac{1}{\delta}} \text{sign}(\Delta\mu^*) \pm D_1 |\Delta\mu^*|^{\frac{2}{\delta}} \mp D_2 |\Delta\mu^*|^{\frac{1}{\delta} + \frac{\delta-1}{2\delta}} \pm D_3 |\Delta\mu^*|^{\frac{1-\alpha}{\beta\delta}} + D_4 |\Delta\mu^*|^{\frac{1}{\delta} + \frac{\Delta}{\beta\delta}} \quad (3)$$

Параметры этого уравнения D_n имеют вид:

$$D_0 = 3\xi C_0 d_0^3 / \omega; \quad D_1 = (3\xi + 1 / \delta) / 3\xi \cdot k D_0^2; \quad D_2 = (4/3) A C_0 d_0 D_0 \omega;$$

$$D_3 = 3C_0 v d_0^2 d_1 / \omega; \quad D_4 = (3\xi + \Delta / (\beta\delta)) / 3\xi \cdot (n-1) / n \cdot x D_0.$$

Знак "+" в (3) соответствует плотностям $\rho > \rho_{\hat{E}}$, знак "-" – $\rho < \rho_{\hat{E}}$, $k = (1 - \omega) / \omega$.

Учет указанных физических факторов, в использованной модели газа флуктуаций параметра порядка [2, 3] приводит к полевой асимметрии уравнения критической изотермы (3). Из (3) следует, что при одинаковых значениях $|\Delta\mu|$ величина параметра порядка $\Delta\rho = (\rho - \rho_K) / \rho_K$ удовлетворяет неравенству $|\Delta\rho(\rho > \rho_K)| > |\Delta\rho(\rho < \rho_K)|$.

На рис 1-4 представлены литературные данные $P-V-T$ измерений вблизи критической точки [13-16] зависимости плотности $\Delta\rho(\Delta P^* > 0)$ и $\Delta\rho(\Delta P^* < 0)$ пространственно однородных низкотемпературных жидкостей CO_2

Таблица

Параметры уравнений критической изотермы и гравитационного эффекта при критической температуре вещества

Вещество	P-V-T данные				Гравитационный эффект		
	D_0	D_1	$D_2 - D_3$	D_4	D'_0	D'_1	D'_5
CO ₂	0,78±01	0,06	0,12	0,05	1,17±02	0,14	700
Этан	0,75±01	0,08	0,05	0,2	1,43±02	0,29	1400
Гептан	0,76±01	0,12	0,15	0,05	1,9±02	0,75	12000
Бензол	0,79±01	0,12	0,15	0,05	2,05±02	0,81	12000

и этана, а также высокотемпературных – гептана и бензола, в диапазоне изменения давления $|\Delta P^*| = |P - P_K| / P_K = (0 \div 2 \cdot 10^{-2})$ ($|\Delta P^*| = |\Delta \mu^*|$). Эти данные были аппроксимированы расширенным уравнением критической изотермы (3). Параметры этого уравнения D_n представлены в Таблице.

При расчетах параметров D_n были использованы значения критических показателей [7], полученные в [17,18] методом введения малых параметров в соотношения ФТФП: $\delta = 4,635$, $\beta = 0,338$, $\alpha = 0,091$, $\alpha_\mu = 0,057$. Применение данного метода позволило определить величины критических показателей с погрешностью, которая не превосходит 1%. Как видно, величины этих показателей близки к их значениям, полученным на основе ренормгрупповых преобразований для трехмерной модели Изинга [19,20].

С использованием параметров D_n были построены (рис. 1-4) полевые зависимости плотности вещества $|\Delta \rho_1(\Delta P^*, \rho > \rho_K)|$ – линия 1 и $|\Delta \rho_2(\Delta P^*, \rho < \rho_K)|$ – линия 2; линия 3 показывает полевую зависимость симметричной части уравнения критической изотермы

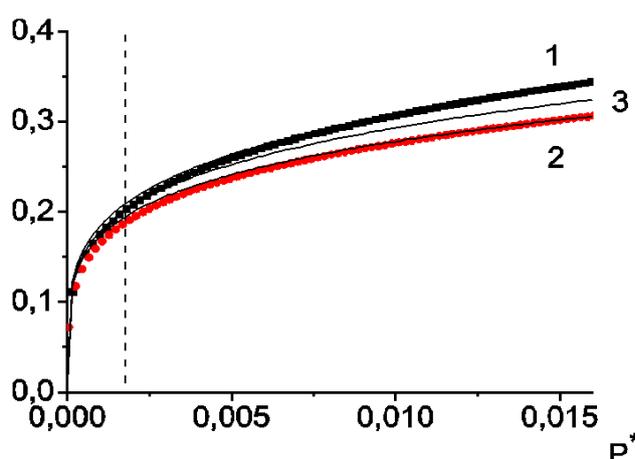


Рис. 1. Зависимость приведенной плотности $\Delta \rho = (\rho - \rho_K) / \rho_K$ однородного CO₂ от приведенного давления $\Delta P^* = (P - P_K) / P_K$ вдоль направления критической изотермы в диапазоне изменения давления $|\Delta P^*| = (0 \div 1,6 \cdot 10^{-2})$

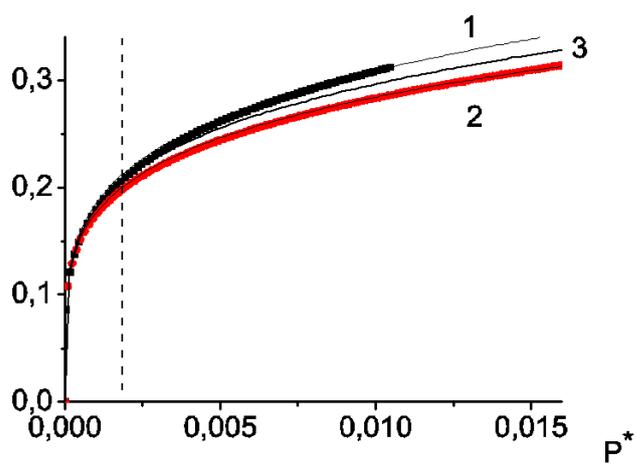


Рис. 2. Зависимость приведенной плотности $\Delta \rho$ однородного C₂H₆ от приведенного давления ΔP^* вдоль направления критической изотермы в диапазоне изменения давления $|\Delta P^*| = (0 \div 1,6 \cdot 10^{-2})$

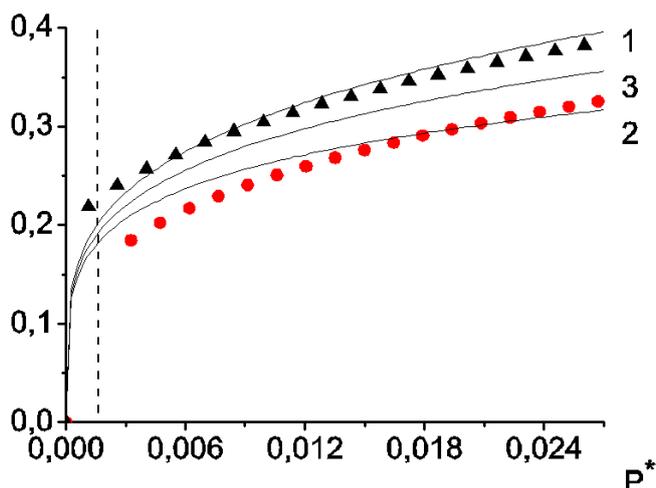


Рис. 3. Зависимость приведенной плотности $\Delta\rho$ однородного гептана от приведенного давления ΔP^* вдоль направления критической изотермы в диапазоне изменения давления $|\Delta P^*|=(0\div 2\cdot 10^{-2})$

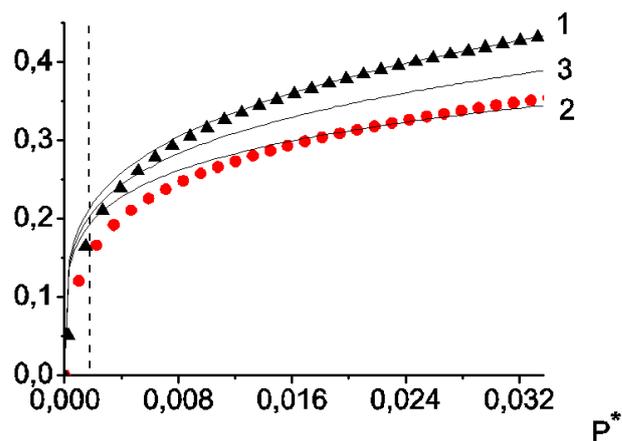


Рис. 4. Зависимость приведенной плотности $\Delta\rho$ однородного бензола от приведенного давления ΔP^* вдоль направления критической изотермы в диапазоне изменения давления $|\Delta P^*|=(0\div 2\cdot 10^{-2})$

$$|\Delta\rho(\Delta P^*) = (\rho_1 + \rho_2) / 2\rho_K - 1|.$$

Из представленных $P-V-T$ данных (рис. 1-4) следует, что уравнение критической изотермы $\Delta\rho(\Delta P^*)$ (3) является асимметричной функцией полевой переменной ΔP^* . При одинаковых значениях изменения давления ΔP^* изменение плотности $|\Delta\rho(\Delta P^* > 0, \rho > \rho_K)| > |\Delta\rho(\Delta P^* < 0, \rho < \rho_K)|$. Этот результат подтверждает асимметричный вид уравнения (3), полученного на основе Ван-дер-Ваальсовой модели газа флуктуаций параметра порядка.

Как видно из рис. 1-4, в области полевого параметра $\Delta P^* = (P - P_K) / P_K \leq 10^{-3}$ уравнение критической изотермы в пределах ошибок эксперимента является симметричным. Полевая асимметрия уравнения состояния вещества при критической температуре начинает проявляться в области полей $\Delta P^* > 10^{-3}$.

2. Уравнение гравитационного эффекта при критической температуре вещества. Необходимо отметить, что рассмотренное выше уравнение состояния вещества относится к системам пространственно однородным. Однако в реальных условиях проведения физического эксперимента вблизи критической точки вследствие аномального возрастания сжимаемости вещества под действием гравитационного поля Земли система становится пространственно неоднородной вдоль высоты [9]. Такие системы традиционно [9] характеризуются полевой переменной гидростатического давления $h = \rho_K g z / P_K$. Здесь z – высота, отсчитанная вверх от уровня с критической плотностью вещества $\rho(z = 0) = \rho_K$.

Экспериментальные [21, 22] и теоретические [23, 24] исследования пространственно неоднородных систем – явления гравитационного эффекта (ГЭ): $\Delta\rho(h)$ ($h \sim z$), начаты еще в 50-60-х годах прошлого столетия. Экспериментальные исследования гравитационного эффекта продолжены на кафедре молекулярной физики Киевского университета имени Тараса Шевченко оптически-ми методами рефрактометрии и светорассеяния [4,25-27] методом прохождения медленных нейтронов [28].

Экспериментальные исследования явления гравитационного эффекта [4, 25-27] оптическими методами светорассеяния и рефрактометрическим показали, что пространственная неоднородность жидкости является несимметричной функцией высоты z , отсчитанной от уровня критической изохоры ($\rho = \rho_K$, $z = 0$, ось z направлена вверх). Высотная асимметрия величины $|\Delta P^*(h)| = |\Delta\mu^*(h)|$ следует из экспериментальных данных [4,29,30] высотных зависимостей интенсивности рассеянного света $I(h) \sim I(z) \sim (d\rho/d\mu^*)(z)$ и градиента плотности вещества $(d\rho/dh)(z)$. В этих работах было показано, что при одинаковых значениях полевой переменной $h = \rho_K gz / P_K$ выполняются неравенства: $I(h < 0) > I(h > 0)$ и $(d\rho/dh)(h < 0) < (d\rho/dh)(h > 0)$. Отсюда следует диаметрально противоположная высотная асимметрия сжимаемости $((d\rho/d\mu^*)(h < 0) > (d\rho/d\mu^*)(h > 0))$ и градиента плотности вещества $((d\rho/dh)(h < 0) < (d\rho/dh)(h > 0))$ [4,29]. Различная высотная асимметрия производных $(d\rho/dh)(h)$ и $(d\rho/d\mu^*)(h)$ связана с высотной асимметрией химического потенциала $|\Delta\mu^*(h)| \gg |h|$ и его градиента $d\mu^*/dh$ во внешнем поле, характеризуемом переменной h . В связи с этим было предложено асимметричное уравнение высотной зависимости химического потенциала в гравитационном поле соответственно в виде ряда [4,29,30]

$$\Delta\mu^*(h) = -A_1 h - A_2 h^2. \quad (4)$$

Здесь $A_n^* = (1/n!) d^n \mu^* / dh^n$ – коэффициенты разложения $\Delta\mu^*(h)$ в ряд Тейлора по малому параметру $h = \rho_K gz / P_K \ll 1$. Из (3), (4) следует, что при одинаковых значениях высоты $|z|$ выполняется неравенство $|\Delta\rho(z > 0, \rho < \rho_K)| > |\Delta\rho(z < 0, \rho > \rho_K)|$ [4,29-31]. То есть, знак высотной асимметрии гравитационного эффекта $\Delta\rho(z)$ является противоположным знаку полевой асимметрии $P-V-T$ – измерений $\Delta\rho(\Delta\mu^*)$. Из (4) следует также, что $|\Delta\mu^*(h < 0, \rho > \rho_K)| < |\Delta\mu^*(h > 0, \rho < \rho_K)|$.

В настоящей работе разложение (4) было использовано при построении уравнения гравитационного эффекта при критической температуре вещества. Для этого в уравнении критической изотермы (3) величину высотного изменения химического потенциала $\Delta\mu^*$ необходимо записать в виде разложения (4). Тогда высотное распределение плотности неоднородного вещества вдоль на-

правления критической изотермы – уравнения гравитационного эффекта следует представить в виде

$$\Delta\rho(h) = D'_0 |h|^{\frac{1}{\delta}} \text{sign}(h) \pm D'_1 |h|^{\frac{2}{\delta}} \mp D'_2 |h|^{\frac{1}{\delta} + \frac{\delta-1}{2\delta}} \pm D'_3 |h|^{\frac{1-\alpha}{\beta\delta}} \mp D'_5 |h|^{\frac{1}{\delta}+1}. \quad (5)$$

Здесь

$$D'_0 = |3\xi C_0 d_0^3 A_1^{3\xi-1} V_K^{3\xi-1} / \omega | \sim |d\mu^* / dh|^{3\xi-1},$$

$$D'_1 = D'_0 |[(1-\omega)(6\xi-1)3\xi / \omega - 3\xi] C_0 d^3 A_1^{3\xi-1} V_K^{3\xi-1} (1+\dots) / \omega|,$$

$$D'_2 = D'_0 |(4/3)AC_0 d_0 A_1^\xi V_K^\xi \omega [1+\dots]|, D'_3 = |3C_0 \Lambda d_0^2 d_1 / \omega_0 \cdot A_1^{3\xi} V_E^{3\xi}|,$$

$$D'_5 = D'_0 |A_2 / A_1|, (\delta-1) / 2\delta \approx 2 / \delta.$$

Из (5) следует, что уравнение гравитационного эффекта $\Delta\rho(h)$ несимметрично относительно уровня критической изохоры $h=0$. В отличие от уравнения критической изотермы (3), в (5) добавляется слагаемое с коэффициентом D'_5 , связанное с высотной асимметрией химического потенциала неоднородного вещества в гравитационном поле (4). Именно этим асимметричным слагаемым может быть объяснена экспериментально наблюдаемая [4,29-31] диаметрально противоположная высотная асимметрия зависимостей $\Delta\rho(\Delta\mu^*)$ (3) и $\Delta\rho(h)$ (5).

Уравнение (5) проанализировано на основе данных гравитационного эффекта в C_2H_6 и CO_2 , гептане, бензоле (рис. 5 – 8). С использованием величин параметров D'_n , табл. 1, были построены уравнения гравитационного эффекта, показанные на рис. 5-8: $|\Delta\rho_1(h, \rho > \rho_K)|$ – линия 1 и $|\Delta\rho_2(h, \rho < \rho_K)|$ – линия 2; линия 3 показывает высотную зависимость симметричной части уравнения гравитационного эффекта $|\Delta\rho(h) = (\rho_1 + \rho_2) / 2\rho_K - 1|$.

Из этих данных (рис. 5-8) следует, что, в отличие от полевой зависимости $\Delta\rho(\Delta\mu^*)$ однородных систем, высотная зависимость плотности неоднородной жидкости $\Delta\rho(h)$ изменяет знак асимметрии на противоположный. На одинаковых высотах z относительно уровня критической изохоры $z=0$ изменение плотности $|\Delta\rho(h > 0, \rho < \rho_K)| > |\Delta\rho(h < 0, \rho > \rho_K)|$. Исходя из разложения (4), это связано с высотной асимметрией давления $|\Delta P^*(h)| = |\Delta\mu^*(h)|$ (4) в поле гравитации Земли h [4,29-31]. Полученные экспериментальные данные $\Delta\rho(h)$ в исследованном интервале высот были аппроксимированы полевой зависимостью

$$\Delta\rho(h) = D'_0 |h|^{\frac{1}{\delta}} \text{sign}(h) \pm D'_1 |h|^{\frac{2}{\delta}} \mp D'_5 |h|^{\frac{1}{\delta}+1} \quad (6)$$

В уравнении (6) существенным является учет высотной асимметрии химического потенциала (4) в поле гравитации Земли, за которую ответственен коэффициент $D'_5 \sim A_2$. Параметры уравнения (6) также представлены в табл. 1. Как показывают экспериментальные данные по гравитационному эффекту, асимметричные слагаемые с коэффициентами D'_1 и D'_5 противоположны по знаку. При этом, относительно большие значения коэффициента D'_5 в табл. 1

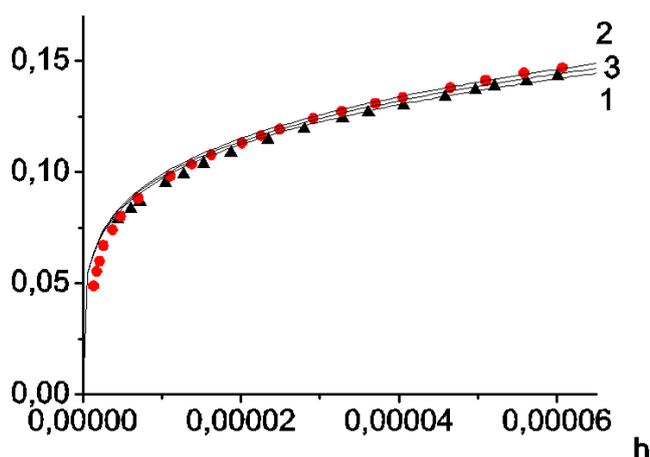


Рис. 5. Зависимость приведенной плотности $\Delta\rho$ неоднородного CO_2 от приведенной высоты h вдоль направления критической изотермы

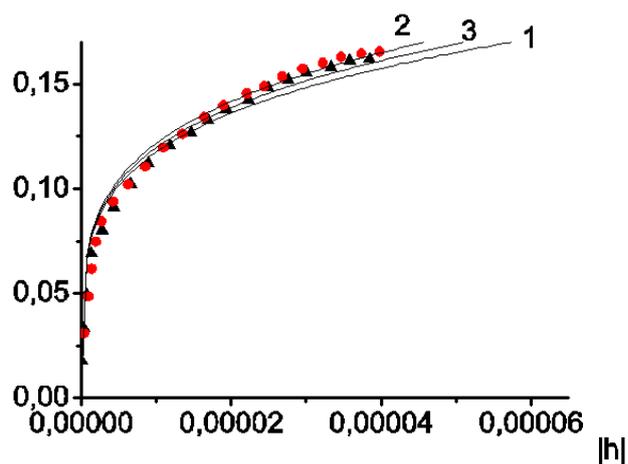


Рис. 6. Зависимость приведенной плотности $\Delta\rho$ неоднородного C_2H_6 от приведенной высоты h вдоль направления критической изотермы

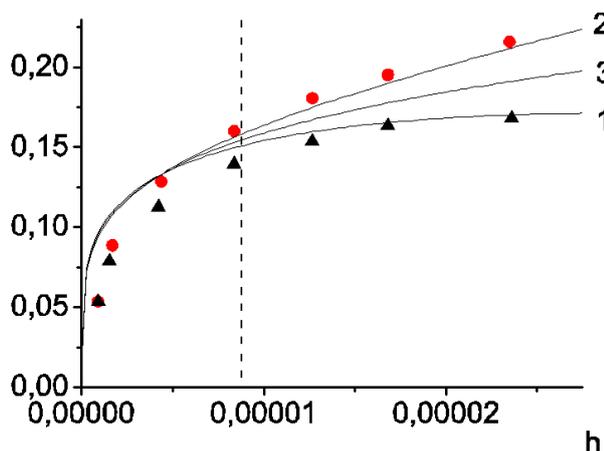


Рис. 7. Зависимость приведенной плотности $\Delta\rho$ неоднородного гептана от приведенной высоты h вдоль направления критической изотермы. Область применимости симметричного уравнения состояния показана вертикальной пунктирной чертой

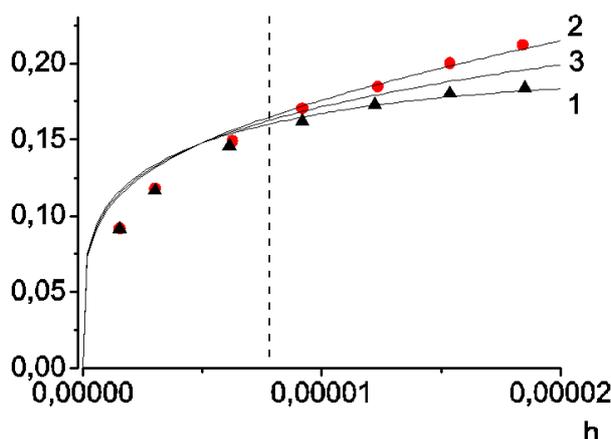


Рис. 8. Зависимость приведенной плотности $\Delta\rho$ неоднородного бензола от приведенной высоты h вдоль направления критической изотермы. Область применимости симметричного уравнения состояния показана вертикальной пунктирной чертой

связаны с большим значением параметра A_2 в (4). В качестве примера, приведем здесь значения коэффициентов A_1 и A_2 для н-пентана: $A_1 \approx -140$, $A_2 \approx -1,1 \cdot 10^6$ [4,29].

На рис. 1-8. сплошными линиями нанесены зависимости (3), (5) с параметрами D_n и D'_n (табл. 1). Из этих данных следует, что данные гравитационного эффекта $\Delta\rho(h) \sim \Delta\rho(\Delta P^*)$ в первом приближении могут быть использованы для анализа полевой зависимости уравнения критической изотермы в симметричном приближении. Такой вывод справедлив вследствие того, что данные

гравитационного эффекта $\Delta\rho(h)$ в макрообразцах высотой $L=1\div 10$ см соответствуют выделенному малому диапазону изменения давления $|\Delta P^*|=0\div 10^{-4}$, который на два порядка меньше, чем диапазон $P-V-T$ измерений $|\Delta P^*|=0\div 10^{-2}$ при $T=T_k$. В связи с этим, вследствие малости изменения полевой переменной $|\Delta P^*|=0\div 10^{-4}$ данные гравитационного эффекта $\Delta\rho(h)$ соответствуют симметричным данным $P-V-T$ измерений $\Delta\rho(\Delta P^*)$. Это позволяет анализировать поведение как неоднородного, так и однородного вещества в близкой асимптотической окрестности критической точки. На рис. 1-4 эта близкая окрестность критической точки выделена вертикальной пунктирной чертой. В этой близкой по полевой переменной $|\Delta P^*|=|\Delta\mu^*|<10^{-3}$ окрестности критической точки данные $P-V-T$ измерений, как правило, являются недостаточно достоверными либо отсутствуют.

Выводы:

1. В работе, используя модель системы в критическом состоянии как Ван-дер-Ваальсовый газ флуктуаций параметра порядка [1-4], предложено уравнение критической изотермы.

2. Показано, что полевая зависимость критической изотермы является несимметричной функцией полевой переменной $|\Delta\mu^*(h)|=|\Delta P^*(h)|$: при одинаковых значениях $|\Delta P^*|$ величина параметра порядка $\Delta\rho=(\rho-\rho_K)/\rho_K$ соответствует неравенству $|\Delta\rho(\Delta P^*>0, \rho>\rho_K)|>|\Delta\rho(\Delta P^*<0, \rho<\rho_K)|$. Этот знак полевой асимметрии параметра порядка $\Delta\rho(\Delta P^*)$ в рамках данной модели связан с силами взаимодействия между флуктуациями параметра порядка на расстояниях $r\geq R_C$.

3. Анализ экспериментальных данных гравитационного эффекта $\Delta\rho(h)$ также показал, что высотная зависимость плотности вещества в поле гравитации Земли $h=\rho_K gz/P_K$ является несимметричной функцией полевой переменной h : величина параметра порядка $\Delta\rho(h)$ удовлетворяет противоположному неравенству $|\Delta\rho(h>0, \rho<\rho_K)|>|\Delta\rho(h<0, \rho>\rho_K)|$. Изменение знака высотной асимметрии уравнения гравитационного эффекта $\Delta\rho(h)$ по сравнению с полевой асимметрией однородного вещества $\Delta\rho(\Delta P^*)$ связано с высотной асимметрией внутреннего поля $|\Delta\mu^*(h)|=|\Delta P^*(h)|\gg|h|$ в неоднородной системе, возникающего под действием поля гравитации Земли $h=\rho_K gz/P_K$.

4. Исходя из анализа данных гравитационного эффекта $\Delta\rho(h)\sim\Delta\rho(\Delta P^*)$, вследствие малости высотного изменения полевой переменной давления $|\Delta P^*|=0\div 10^{-4}$ (рис. 5-8.) в макрообразцах высотой $L=1\div 10$ см, эти данные могут быть использованы для прогнозирования полевой зависимости плотности вещества $\Delta\rho(\Delta P^*)$ в симметричном асимптотическом приближении $\Delta P^*\rightarrow 0$.

Следовательно, в этом диапазоне изменения давления ΔP^* асимметричными слагаемыми уравнения критической изотермы можно пренебречь.

Литература:

1. *Алехин А.Д., Остапчук Ю.Л., Рудников Е.Г.* // Журн. физ. химии. – 2011. – Т.85. № 4. – С. 613.
2. *Алехин А.Д., Абдикаримов Б.Ж., Остапчук Ю.Л., Рудников Е.Г.* // Журн. физ. химии. – 2010. – Т.84. № 8. – С. 1.
3. *Алехин А.Д.* // Известия вузов. Физика. – 1983. – Вып.3. – С. 103.
4. *Алехин А.Д., Дорош А.К., Рудников Е.Г.* Критическое состояние вещества в поле гравитации Земли. Киев: Политехника, 2013. – 402 с.
5. *Алехин А.Д., Абдикаримов Б.Ж., Остапчук Ю.Л., Рудников Е.Г.* // Укр. физ. журн. – 2009. – Т.54. № 10. – С. 995.
6. *Алехин А.Д., Абдикаримов Б.Ж., Рудников Е.Г., Ковальчук В.И.* // Журн. физ. химии. – 2017. – Т. 91. № 8. – С. 1286.
7. *Паташинский А.З., Покровский В.Л.* Флуктуационная теория фазовых переходов. – М.: Наука. 1982. – 382 с.
8. *Анисимов М.А.* Критические явления в жидкостях и жидких кристаллах. – М.: Наука, 1987. – 271 с.
9. *Ван-дер-Ваальс И.Д., Констант Ф.* Курс термостатики Т.2. – М.: ОНТИ. 1936. – 439с.
10. *Алехин А.Д.* // Укр. физ. журн. – 1988. – Т. 33. № 1. – С. 152.
11. *Кипнис А.Я., Явелов Б.Е.* Иоганнес Дидерик Ван-дер-Ваальс. – Ленинград: Наука, 1985. – 309 с.
12. *Алехин А.Д.* // Вестник Киевского университета. Серия физ-мат. науки. – 2003. Вып 2. – С. 322.
13. *Span R. and Wagner W.* // J. Phys. Chem. Ref. Data. – 1996. – Vol. 25(6). – P. 1509.
14. *Buecker D. and Wagner W.* // J. Phys. Chem. Ref. Data. – 2006. – Vol. 35(1). – P. 205.
15. *Span R. and Wagner W.* // Int. J. Thermophys. – 2003. – Vol.24(1). – P. 41.
16. *Polt A., Platzer B., and Maurer G.* // Chem. Tech. (Leipzig). 1992. – 44(6). – P. 216.
17. *Алехин А. Д.* // Оптика и спектр. 1980. – Т. 49. №4. – С. 113.
18. *Алехин А. Д., Билоус О. И.* // Теплофизика высоких температур. – 2015. – Т. 53, № 2. – С. 204.
19. *Ма Ш.* Современная теория критических явлений. Пер. с англ. – М.: Мир. 1980. – 298 с.
20. *Pelissetto A., Vicari E.* // To appear in Physics Reports. – April 2002. – 150 p.
21. *Palmer H.B.* // J. Chem. Phys. – 1954. – Vol. 22. № 4. – P. 625.
22. *Lorenzen H.L.* // Acta Chemica Scandinavica. – 1953. – Vol. 7. № 10. – P. 1335.
23. *Воронель А.В., Гитерман М.Ш.* // ЖЭТФ. – 1960. – Т. 39. №. 4(10). – С.1162.
24. *Гитерман М.Ш., Малышенко С.П.* // ЖЭТФ. – 1967. – Т. 53. 6(12). – С.2079.

25. Шиманская Е.Т., Шиманский Ю.И. Молекулярная физика. – Киев: Изд. Киево-могилянская академия, 2007. – 327 с.
26. Алехин А.Д., Крупский Н.П., Чалый А.В. // ЖЭТФ. – 1972. – Т. 63. 4(10). – С. 1417.
27. Алехин А. Д. // Оптика и спектр. – 1980. – Т. 49. №4. – С. 113.
28. Булавин Л. А. Критические явления в жидкостях. – Киев: Киевский университет, 1997. – 174 с.
29. Алехин А.Д. // Известия вузов. Физика. – 1986. – Вып. 1. – С. 78.
30. Алехин А.Д., Рудников Е.Г. // Укр. физ. журн. – 2002. – Т. 47. № 10. – С. 942.
31. Алехин А.Д., Рудников Е.Г., Копыльчук В.П. // Укр. физ. журн. – 1999. – Т. 44. № 7. – С.824.

Alekhin A.D., Abdikarimov B.Zh., Burmistrov A.N., Rudnikov Ye.G.

Extended equations of the critical isotherm and the effect of gravity

SUMMARY

The model of the system in a critical state as Van der Waals gas of fluctuations of the order parameter at the critical temperature of substance, both homogeneous systems and inhomogeneous systems in the Earth's gravity field, has been approved. This model is in agreement with modern physical ideas on the critical state of substance and takes into account: 1) internal volume of fluctuations of the order parameter; 2) the attractive forces between fluctuations at distances greater than the correlation length; 3) the presence of complexes of quasi-associations of fluctuations of the order parameter when the system moving away from the critical point; 4) the role of fluctuations of the entropy in the form of the algebra of fluctuating variables.

Based on the fluctuation theory of phase transitions and on the Van der Waals model of gas of fluctuations of the order parameter for the system, the extended equations of state have been proposed and analyzed at the critical temperature of both low-temperature (ethane and carbon dioxide) and high-temperature molecular liquids (benzene and n-heptane). Wherein, the experimental data of P-V-T measurements for homogeneous systems and the data of the phenomenon of the effect of gravity under the Earth's gravity field for inhomogeneous systems have been used for specified liquids.

A comparative analysis of the data of P-V-T measurements and the data of phenomenon of the effect of gravity allowed to conclude that the amplitude of the asymptotic term of the equation of the critical isotherm for homogeneous system significantly exceeds the corresponding amplitude of the equation of the effect of gravity at the critical temperature. This result is explained in the paper by the appearance of an internal inhomogeneous critical field in the system under the action of the Earth's gravity field in the direction of the gravity field. It has also been shown that homogeneous and inhomogeneous molecular liquids under the Earth's field of gravity are characterized by the diametrically opposite field-altitude asymmetry of the extended equation of state at the critical temperature of the substance. This result is related in the paper with altitudinal asymmetry of the internal critical field in inhomogeneous system.

Альо́хін О.Д., Абдікарімов Б.Ж., Бурмістров О.М., Рудніков Є.Г.

Розширені рівняння критичної ізотерми та гравітаційного ефекту

Анотація

Проведено апробацію моделі системи у критичному стані як Ван-дер-Ваальсового газу флуктуацій параметра порядку при критичній температурі речовини як систем однорідних, так і неоднорідних у полі гравітації Землі. Дана модель узгоджується із сучасними фізичними уявленнями про критичний стан речовини і враховує: 1) власний об'єм флуктуацій параметра порядку; 2) сили притягання між флуктуаціями на відстанях, більших за радіус кореляції; 3) наявність комплексів квазіасоціацій флуктуацій параметра порядку при віддаленні від критичної точки; 4) роль флуктуацій ентропії у формі алгебри флуктуюючих величин.

На основі флуктуаційної теорії фазових переходів та Ван-дер-Ваальсової моделі газу флуктуацій параметра порядку системи запропоновано та проаналізовано розширені рівняння стану при критичній температурі як низькотемпературних (етан та двоокис вуглецю), так й високотемпературних молекулярних рідин (безол та гептан). При цьому для зазначених рідин використані експериментальні дані P - V - T вимірювань для однорідних систем та дані явища гравітаційного ефекту у полі гравітації Землі для неоднорідних систем.

Порівняльний аналіз даних P - V - T вимірювань та даних явища гравітаційного ефекту дозволив заключити, що амплітуда асимптотического доданку рівняння критичної ізотерми однорідної системи значно перевищує амплітуду рівняння гравітаційного ефекту при критичній температурі. Цей результат пояснюється в роботі виникненням у системі під дією поля гравітації Землі внутрішнього неоднорідного критичного поля у напрямку дії поля гравітації. Також показано, що молекулярні рідини однорідні й неоднорідні у полі гравітації Землі характеризуються діаметрально протилежною польовою-висотною асиметрією розширеного рівняння стану при критичній температурі речовини. Цей результат пов'язаний у роботі із висотною асиметрією внутрішнього критичного поля в неоднорідній системі.

УДК 532.536.

Рудников Е.Г., Алехин А.Д., Ковальчук В.И.

Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко
Просп. Глушкова 4, физический факультет, 03022, Киев, Украина
E-mail: alekhin@univ.kiev.ua

Описание экспериментальных данных воды в окрестности критической точки на основе алгебры флуктуирующих величин

Система алгебраических уравнений алгебры флуктуирующих величин, предложенная В.Л. Покровским, впервые непосредственно применена для количественного описания экспериментальных P-V-T данных в окрестности критической точки жидкость-пар. С использованием литературных данных воды термодинамические переменные пересчитаны в переменные трехмерной модели Изинга. Трансформация переменных проводится до тех пор, пока уравнение кривой сосуществования для параметра порядка не становится симметричным и до исчезновения скачка энтропии вдоль кривой сосуществования, Определены коэффициенты уравнений алгебры. Показано, что не выполняется условие малости одновременно обоих перекрестных коэффициентов алгебры. Поведение энтропии для жидкостей качественно отлично от поведения энтропии трехмерной модели Изинга.

Введение.

В настоящее время продолжает оставаться актуальной проблема разработки расширенного уравнения состояния вещества вблизи критической точки в широкой окрестности термодинамических параметров, включая и близкую окрестность критической точки (КТ) [1-4]. Надежное уравнение состояния в близкой окрестности КТ необходимо как для дальнейшего развития современной флуктуационной теории фазовых переходов второго рода и ее приложений, так и в связи с уникальными свойствами КФ при его практическом использовании в новейших промышленных технологиях [5-9].

Для введения поправок расширенного уравнения состояния вещества применяют ряд различных методов. В настоящем исследовании мы остановимся на алгебре флуктуирующих величин (АФВ), предложенной Покровским В.Л. [10,11].

Предложенная В.Л. Покровским алгебра флуктуирующих величин (АФВ) устанавливает связь между термодинамическими переменными жидкости вблизи критической точки и переменными трехмерной модели Изинга, физический смысл которых для жидкости необходимо установить

$$\begin{aligned}\Delta(N/V)' &= \Delta(N/V) + u \cdot \Delta(S/V), \\ \Delta(S/V)' &= \Delta(S/V) - v \cdot \Delta(N/V), \\ \Delta T' &= (\Delta T - u \cdot \Delta \mu) / (1 + uv), \\ \Delta \mu' &= (\Delta \mu + v \cdot \Delta T) / (1 + uv).\end{aligned}\tag{1}$$

Здесь N/V – плотность; S/V – энтропия; T – температура; μ – химический потенциал; $\Delta X = X - X_c$ – отклонение величины X от её критического значения X_c ; $u \ll 1$, $v \ll 1$ – неизвестные из теории коэффициенты АФВ; переменные со

штрихом соответствуют симметричной модели Изинга - «Изинговой жидкости».

Параметры АФВ для воды. Впервые реализован комплексный способ определения переменных трехмерной модели Изинга для жидкостей, обеспечивающий одновременное выполнение следующих условий:

1. Отсутствие скачка энтропии на кривой сосуществования
2. Симметричность уравнения кривой сосуществования для параметра порядка
3. Нулевое значение упорядочивающего поля на кривой сосуществования

Использованы термодинамические данные для воды в окрестности критической точки жидкость-пар из базы данных NIST [12]. Как начало отсчета энтропии и энтальпии ($S = 0$, $H = 0$) в [12] выбраны на кривой сосуществования, соответствующие температуре плавления.

С использованием литературных P - V - T данных для примера воды термодинамические переменные, входящие в АФВ, с помощью программного обеспечения последовательно перересчитывались в переменные симметричной трехмерной модели Изинга. Для этого осуществлялась процедура трансформации переменных в пространстве термодинамических параметров до достижения одновременного выполнения приведенных выше условий 1. и 2. Выполнение условия 3. при этом не было задано, а проверялось. Процедура проиллюстрирована трехмерными фазовыми диаграммами в пространстве термодинамических параметров (рис. 1, 2.).

Предложенная методика впервые позволила определить численные значения коэффициентов АФВ из экспериментальных данных как в мольном, так и объемном представлении.

Для воды получено: в мольном представлении (переменные плотность-энтропия-температура-химпотенциал):

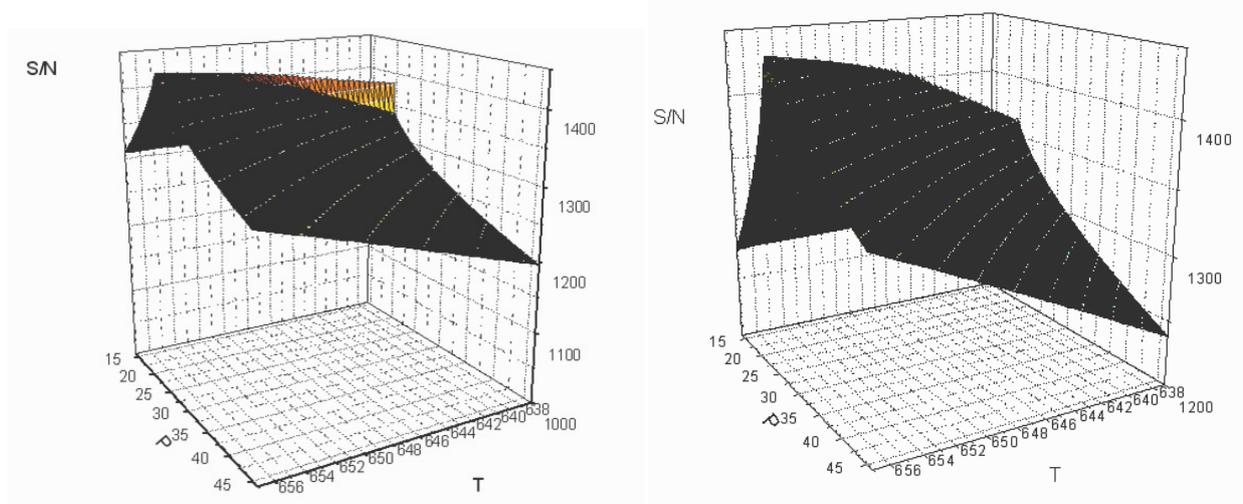


Рис. 1. Достижение исчезновения скачка энтропии вдоль кривой сосуществования на 3D фазовой диаграмме (b) полевой-температурной зависимости параметра разупорядочения «Изинговой жидкости» как результат процедуры 4D – вращения (1) (a) в пространстве термодинамических параметров

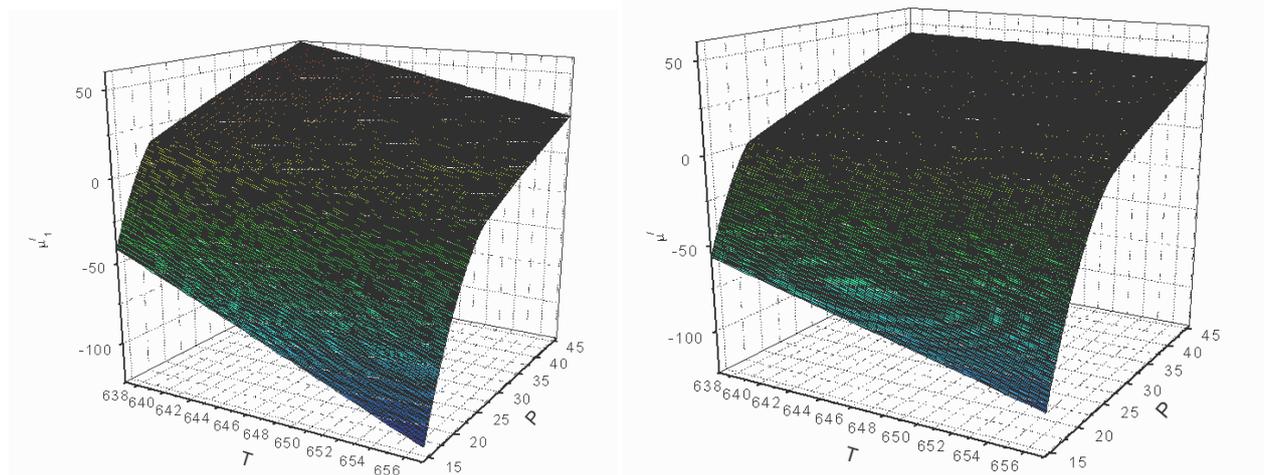


Рис. 2. Положение излома поверхности, соответствующее фазовому переходу первого рода (кривой сосуществования), на 3D фазовой диаграмме (b) полево-температурной зависимости упорядочивающего поля «Изинговой жидкости» достигает нулевого значения как результат процедуры 4D – вращения (1) (a) в пространстве термодинамических параметров

$$\begin{aligned}
 \Delta(N/V)' &= \Delta(N/V) + 0,12 \cdot \Delta(S/V), \\
 \Delta(S/V)' &= \Delta(S/V) - 3,54 \cdot \Delta(N/V), \\
 \Delta T' &= (\Delta T - 0,12 \cdot \Delta \mu) / 1,425, \\
 \Delta \mu' &= (\Delta \mu + 3,54 \cdot \Delta T) / 1,425.
 \end{aligned}
 \tag{2}$$

В объемном представлении (переменные объем-энтропия-температура-давление):

$$\begin{aligned}
 \Delta(V/N)' &= \Delta(V/N) - 0,014 \cdot \Delta(S/N), \\
 \Delta(S/N)' &= \Delta(S/N) - 242 \cdot \Delta(V/N), \\
 \Delta T' &= -(\Delta T + 0,014 \cdot \Delta \mu) / 2,388, \\
 \Delta P' &= -(\Delta P + 242 \cdot \Delta T) / 2,388.
 \end{aligned}
 \tag{3}$$

Достижение исчезновения скачка энтропии вдоль кривой сосуществования на трехмерной фазовой диаграмме полево-температурной зависимости параметра разупорядочения «Изинговой жидкости» как результат процедуры трансформации переменных в пространстве термодинамических параметров. Показано, что положение излома поверхности, соответствующее фазовому переходу первого рода (вдоль кривой сосуществования), на трехмерной фазовой диаграмме полево-температурной зависимости упорядочивающего поля «Изинговой жидкости» достигает нулевого значения одновременно с исчезновением скачка энтропии на кривой сосуществования (условие 3.). Это указывает на консистентность предложенного подхода.

Обсуждение. Соотношение $\delta(S/V) \sim \delta T^\beta$ прямо указывает на неприменимость существующих вариантов алгебры флуктуирующих величин. Согласно этим вариантам АФВ, ее параметры u и v должны быть меньше 1 [10,11] (не-сложно доказывается, что если $u < 1$ и $v < 1$, тогда $\delta(S/V) \sim \delta T^{1-\alpha} + \dots$). Следует отметить, что утверждение $\delta(S/V) \sim \delta T^\beta$ без соответствующего анализа коэффициентов u и v существует в научной литературе [2]. Нам представляется важ-

ным: соотношение $\delta(S/V) \sim \delta T^{\beta}$ указывает на то, что энтропия вблизи КТ флуктурует так же сильно, как и параметр порядка $\delta(N/V) \sim \delta T^{\beta}$.

Выполнение условия $\delta(N/V) \sim \delta T^{\beta}$ может быть объяснено на основе представлений ФТФП [1, 11] о каплях-флуктуациях, содержащих внутри плотное вещество со среднеквадратическим отклонением по плотности, сравнимым с самой величиной плотности. Тогда можно предположить, что энтропия также будет сосредоточена в каплях-флуктуациях (в областях сгущения). Для подсистемы в области пространства между каплями-флуктуациями (в областях разрежения), где мало молекул и является малой густота уровней энергетического спектра подсистемы, энтропия будет близка к нулю. Следовательно, среднеквадратическое отклонение энтропии от ее критического значения будет сравнимо с ее критическим значением. Это и означает, что энтропия является сильно флуктуирующей величиной.

Сделан вывод, что переход от определенных из эксперимента термодинамических переменных молекулярных жидкостей к переменным модели Изинга незначительно влияет на разупорядочивающее поле и параметр порядка, но существенно изменяет упорядочивающее поле и параметр разупорядочения. Такой характер поведения характеризует качественное отличие свойств жидкостей с асимметричными уравнениями состояния в окрестности критической точки от симметричной трехмерной модели Изинга.

Результаты и выводы:

1. Подтверждена справедливость АФВ для примера воды во всей флуктуационной окрестности критической точки.
2. АФВ равноправно реализуема как в мольном, так и в объемном представлении
3. Знаки двух коэффициентов АФВ могут быть не одинаковы.
4. Предположение В.Л. Покровского о малости обоих коэффициентов АФВ не выполняется. Поэтому калорические и механические переменные АФВ влияют друг на друга в существенно различающейся степени.
5. Отличие свойств жидкости вблизи критической точки от свойств симметричной модели Изинга проявляется значительно в поведении энтропии и полевой переменной, но при этом незначительно - в поведении параметра порядка и температуры.

Литература:

1. *Анисимов М.А.* Критические явления в жидкостях и жидких кристаллах. – М.: Наука, 1987. – 271с.
2. *Анисимов М.А., Рабинович В.А., Сычев В.В.* Термодинамика критического состояния индивидуальных веществ. – М.: Энергоиздат, 1990. – 190с.
3. Equation of state for fluids and fluid mixtures. Part. 1. / Edited by *Sengers J.V., Kayser R.F., Peters C.J. and White H.J.* – Elsevier, Amsterdam, 2000. – 455 p.
4. *Hongyuan Cheng, Anisimov M.A., Sengers J.V.* Prediction of Thermodynamic and Transport Properties in the one-phase region of methane-hexane mixtures

- near their critical end points. // *Fluid Phase Equilibria*. – 1997. – Vol. 128. – С. 67-96.
5. *McHugh M., Krukonis V.* Supercritical Fluid Extraction / Butterworth – Heinemann. 1994.
 6. *Абдулагатов И.М., Магомедов У.Б.* Термодинамические основы новой технологии вытеснения нефти из пластов на основе сверхкритической экстракции // Международная конференция по проблемам газоконденсатных месторождений: Труды. – Краснодар. – 1990. – С. 230-234.
 7. *Залепугин Д.Ю., Тилькунова Н.А., Чернышова И.В., Поляков В.С.* Развитие технологий, основанных на использовании сверхкритических флюидов // Сверхкритические флюиды: Теория и практика. Москва. 2006. –Т.1, №1. – С. 27-51.
 8. *Востриков А.А., Федяева О.Н., Фадеева И.И., Сокол М.Я.* Образование наночастиц Al_2O_3 при окислении алюминия водой при суб- и сверхкритических параметрах // Сверхкритические флюиды: Теория и практика. – 2010. – Т.5. №1. – С. 12-25.
 9. *Горбатый Ю.Э., Бондаренко Г.В.* Сверхкритическое состояние воды // Сверхкритические флюиды: Теория и Практика. – 2007. – Т.2. №2. – С. 5-9.
 10. *Покровский В.Л.* // Письма в ЖЭТФ. – 1973. – Т.17, №4. – С. 219- 221.
 11. *Паташинский А. З., Покровский В. Л.* Флуктуационная теория фазовых переходов. – Наука, Москва, 1982.
 12. *Wagner, W., Pruss A.* // *J. Phys. Chem. Ref. Data*. – 2002. – Vol. 31, № 2. – P. 387-535.

Rudnikov Ye.G., Alekhin A.D., Kovalchuk V.I.

Description of the experimental data of water in the vicinity of the critical point on the basis of algebra of fluctuation variables

Summary

The system of algebraic equations of the algebra of fluctuating variables, proposed by V.L. Pokrovsky, has been directly applied for the first time to quantitative describing experimental data in close vicinity of the liquid-vapor critical point. Based on the literature data for water, the thermodynamic variables were subsequently converted into variables of the symmetric three-dimensional Ising model with using software.

This transformation of variables was carried out until the following conditions were simultaneously fulfilled: 1) until the equation of the coexistence curve for the order parameter was symmetrized; 2) until the entropy jump along the coexistence curve was disappeared. Within experimental errors for the initial experimental water data, it has been additionally shown next conditions fulfilled: 1) simultaneously with the symmetrization of the coexistence curve equation for the order parameter, the critical isotherm equation becomes symmetric 2) simultaneously with the disappearance of the entropy jump, the ordering field along the coexistence curve reaches zero. These properties of the transforming from experimental variables

to variables of the symmetric three-dimensional Ising model indicate the thermodynamic consistency of the applied approach.

According to the proposed methodology, the coefficients of equations of the algebra of fluctuating variables have been quantitatively determined for water. It is established that, in contrast to the initial idea of V.L. Pokrovsky, the condition for the smallness of both cross coefficients of the algebra of fluctuating variables simultaneously is not fulfilled, and also the signs of these coefficients can be different.

On the example of water, it has been concluded that the transforming from thermodynamic variables of molecular liquids determined from experiment to variables of the Ising model does not significantly affect the disordering field and the order parameter, but significantly changes the ordering field and the disordering parameter. It is this behavior that characterizes the qualitative difference between the properties of liquids in the vicinity of the critical point and the properties of the symmetric three-dimensional Ising model.

Рудніков Є.Г., Альохін О.Д., Ковальчук В.І.

Опис експериментальних даних води в околі критичної точки на базі алгебри флуктуючих величин

Анотація

Система алгебраїчних рівнянь алгебри флуктуючих величин, запропонована В.Л.Покровським, вперше безпосередньо застосована для кількісного опису експериментальних даних у близькому околі критичної точки рідина-пара. Із використанням літературних даних води термодинамічні змінні за допомогою програмного забезпечення послідовно були перераховані в змінні симетричної тривимірної моделі Ізінга.

Трансформація змінних проводиться доти, поки не будуть одночасно виконані такі умови: 1) поки рівняння кривої співіснування для параметра порядку не стає симетричним; 2) до зникнення стрибка ентропії уздовж кривої співіснування. У межах експериментальних похибок для вихідних експериментальних даних води додатково показано: 1) одночасно із симетризацією кривої співіснування для параметра порядку рівняння критичної ізотерми стає симетричним 2) одночасно із зникненням стрибка ентропії впорядковуюче поле уздовж кривої співіснування досягає нульового значення. Ці властивості переходу від експериментальних змінних води до змінних симетричної тривимірної моделі Ізінга вказують на термодинамічну консистентність застосованого підходу.

Згідно запропонованої методики, для води кількісно визначено коефіцієнти рівнянь алгебри флуктуючих величин. Встановлено, що на відміну від первісної ідеї В.Л.Покровського, не виконується умова малості одночасно обох перехресних коефіцієнтів алгебри флуктуючих величин, а також знаки цих коефіцієнтів можуть бути різні.

На прикладі води зроблено висновок, що перехід від визначених з експерименту термодинамічних змінних молекулярних рідин до змінних моделі Ізінга несуттєво впливає на розвпорядковуюче поле та параметр порядку, але істотно змінює впорядковуюче поле та параметр розвпорядкування. Саме такий характер поведінки характеризує якісну відмінність властивостей рідин в околі критичної точки від властивостей симетричної тривимірної моделі Ізінга.

УДК 539.2:541.18

Поповский А. Ю.¹, Алтоиз Б. А.², Бутенко А. Ф.²

¹Национальный Университет «Одесская Морская Академия», Украина, 65029,
г. Одесса, ул. Дидрихсона, 8; E-mail: alexejpopovskij57@gmail.com;

²Одесский национальный университет им. И. И. Мечникова. Украина, 65082,
г. Одесса, ул. Дворянская, 2; E-mail: altoiz41@gmail.com

Эпитропные слои олеиновой кислоты. Ориентационная упорядоченность и реологические характеристики.

Наличие индуцированных твердой подложкой новых фаз в тонких прослойках немезогенных жидкостей пленках является интригующим явлением, поскольку физические и химические факторы, ответственные за их образование, еще не совсем понятны.

В этой статье рассматриваются результаты вискозиметрических измерений реологических характеристик микронных симметричных прослоек олеиновой кислоты. Измерены эффективная вязкость прослойки в зависимости от температуры, скорости сдвига и ее толщины. На базе ранее предложенной реологической модели рассчитана стационарная толщина эпитропно жидкокристаллического (ЭЖК) слоя частично срезанного куэттовским течением и равновесная толщина его в отсутствии течения, а также определена величина коэффициента вязкости в перекрытых и частично перекрытых пристенных слоях. Указывается на тесную корреляцию структурных параметров ЭЖК фазы, найденных методом оптических измерений, и ее реологических характеристик. Сравниваются структурные параметры ЭЖК слоя олеиновой кислоты и соответствующие значения для нормальных алканов с приблизительно одинаковой длиной молекул.

Предложена возможная модель строения ЭЖК фазы, состоящей из олигомеров, которые сцеплены с активными центрами на подложке. Основным фактором, который обуславливает аномально высокое значение равновесной толщины слоя ЭЖК является возможность формирования из полярных анизометрических молекул димеров типа «валет», которые и образуют нити олигомеров. Повышение корреляционных эффектов в ансамбле адсорбированных олигомеров связано также и с более высокой поверхностной плотностью активных центров на металле. Это приводит к возрастанию концентрации олигомеров, повышению «бокового» взаимодействия между ними и к организации сетеподобной структуры ЭЖК слоя олеиновой кислоты, в котором «нити» олигомеров дополнительно стабилизированы поперечными связями из молекулярных ассоциатов.

Такие отличительные особенности ЭЖК фазы олеиновой кислоты объясняют влияние легирования олеиновой кислотой смазывающих материалов с целью повышения их противоизносности в эффектах граничного трения.

Ключевые слова: эпитропный жидкий кристалл, олеиновая кислота, структурные и реологические параметры, димеризация, сетеподобная структура.

Введение.

К настоящему времени для целого ряда немезогенных органических жидкостей исследовано появление ориентационной упорядоченности в пристенных слоях вблизи твердой подложки [1]. При этом сохраняется интерес к исследованию этого необычного явления в различных системах [2-6]. Такие ориентационно упорядоченные слои, существующие в симметричных прослойках и

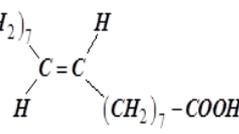
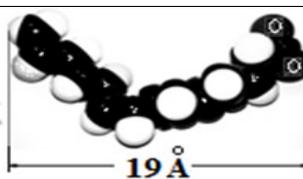
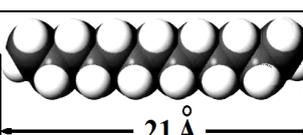
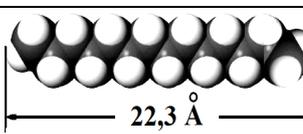
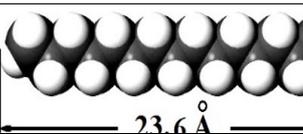
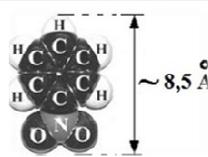
смачиваючих пленках, представляють собою окрему епитропно-жидкокристаллическую фазу (ЭЖКФ) [4]. Наличие на поверхностях трибосопряжения¹ в смазующих жидкостях слоев ЭЖКФ (органических или минеральных масел) [7-10] способствует более надежной работе трибоузла, предотвращая контакт его рабочих поверхностей в статике и (при отсутствии деформации сдвига) снижая эффект ускоренного износа при запуске или остановке механизма. С уменьшением толщины слоя ЭЖКФ повышается износ сопряжения (в частности, вкладышей подшипников скольжения) и на режимах граничного (смешанного) трения. Установлено [11], что добавление в концентрации 3-5% олеиновой кислоты (ОК) в качестве присадки ПАВ в состав непредельных алифатических углеводородов (алканов) и в их смеси (моторные масла) приводит к увеличению толщины слоев ЭЖКФ. Вследствие этого, изучение этой фазы ОК представляет интерес, как в теоретическом аспекте, так и в прикладном. Здесь заметим, что это соединение является основой современных материалов – биомасел и биотоплив, которые относятся к группе соединений из возобновляемых биоресурсов (выращиваемая или собираемая флора).

Слабо полярные молекулы ОК в значительной степени изоморфны молекулам алканов. Поэтому мономолекулярные адсорбционные слои ОК на ограничивающих стенках прослоек алканов, легированных ею, играют роль затравочных для организации слоев ЭЖКФ алканов повышенной толщины. Установлено [12], что и сама ОК способна к организации ЭЖКФ, протяженность и степень структурирования слоев которой оказались выше, чем в случае ЭЖКФ гекса- и гептадекана. Дело в том, что наличие постоянного дипольного момента у молекул ОК (полярность) и особая - изогнутая их форма (см. таблицу) могут способствовать образованию устойчивых (со скомпенсированными дипольными моментами) димеров. Такие неполярные димеры могут служить элементарными звеньями цепи олигомеров ОК, т.н. «нитевидных» молекулярных ассоциатов, существование которых, совместно с наличием на подложке адсорбционных активных центров (АЦ), приводит к образованию квазимакроскопического «ворса» [4,13], который и представляет собой полимолекулярный слой ЭЖКФ на поверхности подложки. Можно ожидать, что при значительной поверхностной концентрации «задействованных» АЦ [13] подложки и большей, в сравнении с алканами, объемной плотности ОК, повышаются и плотность «нитей ворса» и их взаимодействие, что приводит, соответственно, и к повышенной величине толщины слоя ЭЖКФ.

Объекты исследования. В продолжение предыдущей работы [7] нами продолжено подробное изучение слоев ЭЖКФ олеиновой кислоты. Ее плотность, температуры плавления, кипения и стеклования конденсированной фазы (используемые в теоретических расчетах толщины слоя ее эпитропной фазы) приведены в таблице. Как видно из нее, молекула ОК имеет вид изогнутого «стержня» (в проекции $\sim 19 \text{ \AA}$, а общей длиной $\approx 23,5 \text{ \AA}$), и в ней, как и в молекуле н-октодекана, то же число атомов С. Подробно о практическом примене-

¹ Трибосопряжение – две функционально связанные детали (вал – втулка, два зубчатых колеса и др.)

Таблица. Формулы молекул ОК, *n*-алканов, нитробензола, их вид и свойства этих жидкостей.

Название препарата и структурная формула	Вид молекулы	Число С	ρ , кг/м ³	T _{пл} , К	T _{кип} , К	T _г , К
олеиновая кислота $CH_3-(CH_2)_7$  $C=C$ H $(CH_2)_7-COOH$	 19 Å	18	895	289,5	633	116
<i>n</i> -гексадекан $CH_3--(CH_2)_{14}--CH_3$	 21 Å	16	773	291,4	560	116,5
<i>n</i> -гептадекан $CH_3--(CH_2)_{15}--CH_3$	 22,3 Å	17	777	295,2	575	119,4
<i>n</i> -октодекан $CH_3--(CH_2)_{16}--CH_3$	 23,6 Å	18	776	301,4	589,2	22,4
Нитробензол $C_6H_5-NO_2$	 ~ 8,5 Å	6	1199	278,7	450	161

нии ненасыщенных алканов можно найти в [7]. Использование мононенасыщенной жирной ОК кислоты рассмотрено в [14].

Те же данные в таблице приведены и для 3-х *n*-алканов и одного из ароматиков – нитробензола. Неполарные молекулы гомологов алифатического ряда близки по размерам к молекуле ОК, а полярные молекулы нитробензола значительно (в 3 раза!) меньше по длине. Ранее свойства эпитропных фаз этих жидкостей (в частности, нитробензола [1,4,5,13]) были уже исследованы и приведенные данные по ним используются для установления влияния на свойства ЭЖКФ строения молекул, полярности и др.

Известно [4], что в организации ЭЖК фазы играют принципиальную роль образование в жидкости флуктуационных ассоциатов и поверхностные силы подложки. Подложками для эпитропной фазы ОК (как и для других жидкостей) служили в оптических экспериментах – оптически полированные пластины кварца (брюстера газовых лазеров), те же пластины с напыленным на них полупрозрачным слоем нихрома (Н20Х80), плитки (хромистая сталь 1Х12Н2ВМФ) Иогансона (12 класс шероховатости поверхности, среднее отклонение профиля $R_a \sim 20 \div 40$ нм); а в реологических опытах - поверхности (того же класса обра-

ботки, шероховатость $R_a=25$ нм) стальных цилиндров ротационной пары вискозиметра.

Задачи исследования. Главной задачей исследования, которая продолжает наши работы [12] в этом направлении, являлось определение тех же свойств ЭЖКФ ОК в реологических экспериментах. При этом важно было установить влияние на свойства этой фазы интенсивности сдвигового течения и температуры, а также корреляцию найденных ранее равновесных параметров ЭЖКФ с ее реологическими свойствами. Заметим, что знание такого влияния немаловажно и в прикладном аспекте.

Задачей также было провести сравнение отличий в структурных параметрах ЭЖКФ слоев ОК сравнительно с другими ранее исследованными соединениями неполярных алифатиков, которые наиболее близки к ОК по молекулярному строению. Это может позволить выяснить особенности взаимодействия молекул жидкости различной природы с АЦ подложек и друг с другом, что в соответствии с принятой теоретической моделью [4, 13], обуславливает возникновение ориентационно-упорядоченного состояния в пристенных слоях.

Это важно для понимания природы особого межфазного состояния жидкости у поверхности твердого тела. Оно, возможно, позволит связать экспериментальные результаты исследования с представлениями о механизме организации ЭЖК фазы (конфигурации димеров ОК и нитевидных олигомеров, образующих ее ЭЖК фазу) в рамках разработанной ее теоретической модели.

Методы исследования. Ранее [12] свойства равновесной эпитропной фазы ОК были установлены методами оптического зондирования, которые были разработаны нами для исследования структуры тонких прослоек и которые заметно отличаются от классических, используемых в исследованиях термотропных ЖК, методик [15]. Используемый в работе метод, основанный на измерении вязкости прослоек, также позволил установить структурные свойства этой фазы ОК.

Сравнивалась вязкость тонких прослоек ОК жидкости (в которых проявляется наличие ориентационно упорядоченных слоев ее ЭЖКФ) с вязкостью в «объеме» ее жидкости. При этом устанавливалась как стационарная толщина слоя ЭЖК на подложках триады трения механизма $d_s(\gamma)$, зависящая от интенсивности сдвигового течения γ , так и равновесная (при отсутствии течения $\gamma \rightarrow 0$) толщина d_{0s} . Дополнительно при этом были определены температурные зависимости этих характеристик ЭЖКФ – $d_{0s}(T)$ и $d_s(\gamma, T)$. Знание таких зависимостей открывают возможность научно обоснованного метода повышения качества смазочных материалов путем их легирования различными (в том числе и ОК) присадками ПАВ, и позволяют установить такой важный в гидродинамическом отношении параметр, как гидродинамическая прочность γ^* слоя ЭЖКФ [16] и др.

Измерения вязкости гетерофазных прослоек ОК (и ее прослоек, содержащих лишь ее ЭЖКФ) производились в специфической модельной триаде трения

– ротационной паре специально сконструированного микровязкозиметра. Зависимость «эффективной» вязкости тонких прослоек $\eta_{эфф}(\gamma)$ от толщины d (в диапазоне $1 \div 15$ мкм зазора пары), скорости сдвиговой деформации γ (в диапазоне $\gamma=100 \div 15000 \text{ с}^{-1}$) и температуры ΔT экспериментально определялась измерениями момента силы трения, возникающего в коаксиальной прослойке (зазоре пары) препарата в режиме куэттовского течения. Толщина прослойки d в процессе изотермического (датчиком служил высокочувствительный термометр сопротивления) эксперимента задавалась набором калиброванных цилиндров пары и контролировалась емкостным методом. Методика реологических измерений подробно изложена ранее в [10, 16].

Здесь, как и ранее [12], при анализе экспериментальных температурных зависимостей вязкости и последующих расчетов температурных характеристик ЭЖКФ, их значения привязывались к величине $\Delta T = T - T_m$, где T_m – температура плавления препарата в кристаллическом состоянии. Связано это с тем, что именно эта величина перегрева выше температуры плавления, согласно последним теоретическим представлениям [4,13] о механизме организации ЭЖКФ, определяет ее свойства.

По экспериментальным зависимостям $\eta_{эфф}(\gamma, d, \Delta T)$, используя разработанные в [17] структурно-реологическую модель гетерофазной (содержащей слои ЭЖКФ) прослойки и методику расчета безразмерной «предельной» вязкости слоя ЭЖКФ препарата $\eta_{эфф}^0 = \eta_{эфф}(\gamma \rightarrow 0, d, \Delta T)$ было установлено влияние на толщину $d_s(\gamma, T)$ d_{0s} эпиторпного слоя сдвигового течения. Найдены такие параметры как равновесная толщина $d_{0s}(T)$ ЭЖКФ препарата, его вязкость η_{0s} (в двум значениям толщины прослойки $d - d > 2d_s$ и $d < 2d_s$, где d_s – толщина структурированного слоя ЭЖКФ вязкостью η).

В первом случае слои «не перекрыты» и между ними находится прослойка «объемной» жидкости вязкостью η_{vol} , а во втором случае слои ЭЖКФ (вязкостью η) «перекрываются» и их вязкость η^* . Рис.1 иллюстрирует также и очевидный факт, что сдвиговое течение изменяет характерную для равновесных слоев ЭЖКФ гометропную ориентацию молекул («нитевидных» их ассоциатов) на наклонную.

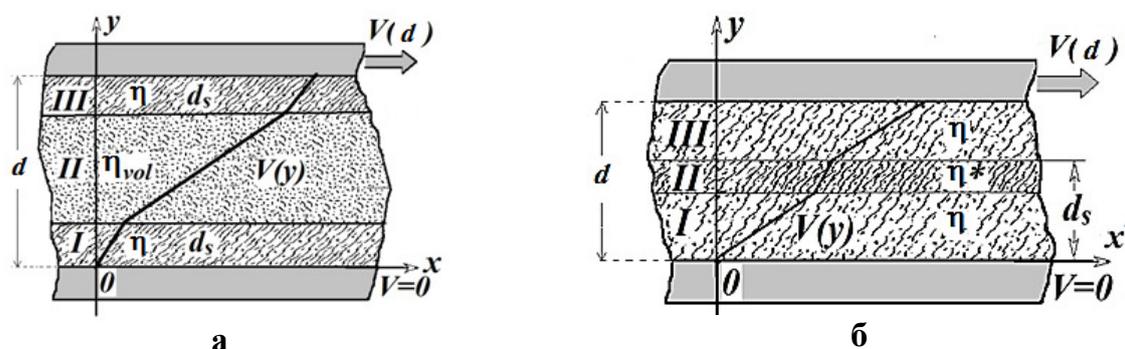


Рис.1. Профиль скорости при куэттовском течении жидкости в симметричной прослойке. I, III – пристенные слои, II – центральная часть прослойки. а) – слои ЭЖКФ неперекрываются, между ними изотропная жидкость, б) – слои ЭЖКФ перекрываются.

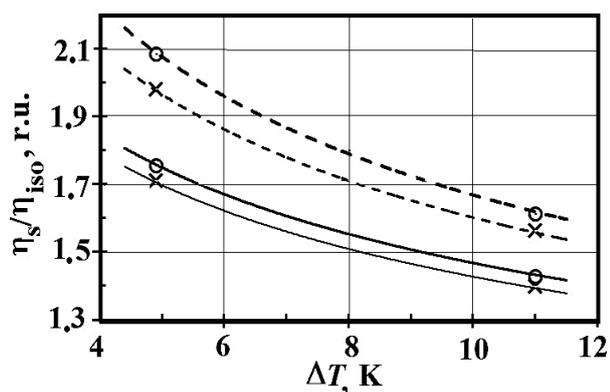


Рис.2. Температурные зависимости относительной вязкости ЭЖК слоев ОК (о) и *n*-гептадекана (х) на стали. Сплошные линии построены по значениям η_s/η_{iso} и соответствуют случаю «неперекрывтых», а пунктирные – по значениям η_s^*/η_{iso} и соответствуют случаю «перекрывтых» слоев ЭЖК препаратов.

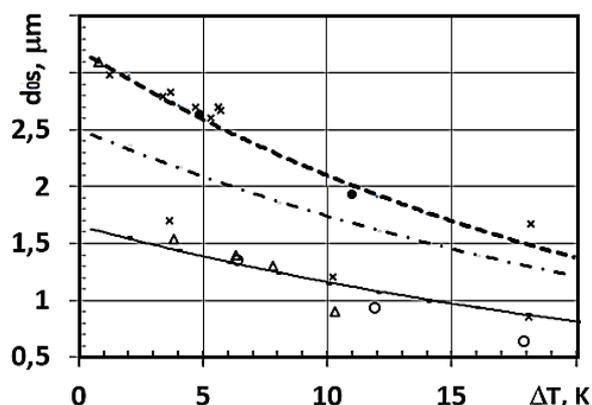


Рис. 3. Температурная зависимость равновесной толщины d_{0s} (мкм) ЭЖК слоев ОК (жирная пунктирная линия), *n*-гептадекана (сплошная линия) и *n*-октодекана (штрих-пунктирная линия) на металлической подложке. Маркеры на графиках соответствуют различным методам измерений – дихроизма (х), вискозиметрии (о) и двулучепреломления (Δ) [10], а в случае *n*-октодекана приведены результаты только теоретического расчета

Для анализа полученных результатов использовалась теоретическая модель ЭЖКФ [13], которая представляла собой развитие идей предложенных в [4].

Полученные результаты и их анализ. В [12] было установлено скачкообразное изменение локальных² оптических параметров с толщиной d тонкой симметричной жидкой прослойки, а наличие и характер скачка толщиной зависимости однозначно свидетельствовало о существовании ЭЖК фазы ОК (с гомеотропной ориентацией ее молекул) на диэлектрических и металлических подложках.

Обработка полученных зависимостей позволила определить основные равновесные характеристики ЭЖК фазы ОК (толщину d_{0s} и параметр ориентационного порядка S), которые, для сравнимых значений температуры перегрева ΔT , оказались аномально высокими – существенно выше, чем для алифатических углеводородов со сравнимой с ОК длиной молекулы. Поэтому интересным представляется выяснить проявится ли этот эффект повышения значений структурных параметров ЭЖКФ ОК в реологических исследованиях динамических характеристик слоя.

Результаты определения равновесной толщины d_{0s} ЭЖК слоя ОК, существующего на металлической подложке, методами вискозиметрии оказался близким к результатам, которые были получены оптическим методами [12].

² В смысле отнесения величины свойства к слою жидкости, находящемуся на заданном расстоянии от подложки.

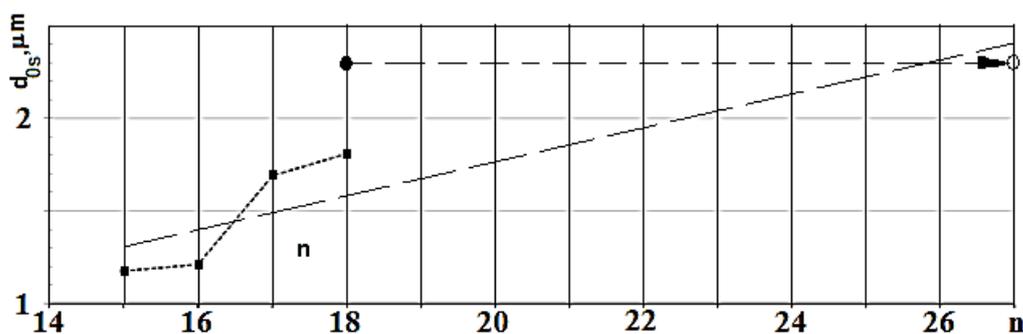


Рис. 4. Зависимость равновесной толщины ЭЖК слоя на металле от числа атомов углерода n в углеводородной цепочке. ■ – молекулы гомологического ряда непредельных алифатиков, ● – молекула ОК, ○ – димер ОК.

На рис. 2 представлены экспериментальные температурные зависимости отношений коэффициента вязкости (η_s) слоя ЭЖКФ к коэффициенту вязкости изотропной жидкости (η_{iso}) как ОК, так и, для сравнения, n -гептадекана в стальной ротационной паре вискозиметра.

Как видно из рисунка, вязкость ЭЖК слоя ОК, в сравнении с вязкостью «объемной» жидкости (η_s/η_{iso}), выше (на $\sim 4\%$), чем такое же отношение для ЭЖК n -гептадекана. Это свидетельствует о более высокой, в сравнении с алканами, степени упорядоченности гомеотропного ЭЖК слоя ОК и коррелирует с результатами измерения дихроизма³ примесного поглощения.

На рис. 3 представлены экспериментальные температурные зависимости равновесной толщины d_{0s} ЭЖК слоя ОК на стали и, для сравнения, аналогичные, ранее установленные [10, 16] зависимости $d_{0s}(\Delta T)$ для трех алканов n -гептадекана и n -гексадекана (с молекулами меньшего размера) и n -октодекана (с молекулами сравнимого размера). Как видно из рисунка равновесная толщина ЭЖК фазы для ОК оказывается выше, хотя длины молекул ОК и n -октодекана практически совпадают.

На рис. 4 представлена зависимость равновесной толщины слоев ЭЖКФ ряда непредельных алканов и ОК от числа атомов углерода в углеводородной цепочке для случая слоев, существующих на металлической подложке и при одинаковой степени перегрева выше их температуры плавления $\varepsilon_T = \Delta T / T_m = 0.03$.

Из приведенного рисунка видно, что ЭЖК слой для ОК существенно толще, чем аналогичные слои для непредельных алифатиков. Толщина слоя ОК составляет при $\Delta T = 8.69$ К величину $d_{0s} = 2.2$ мкм, что на 23% больше, чем у того же октодекана ($\Delta T = 9.04$ К, $d_{0s} = 1.73$ мкм). Вместе с тем, если предположить, что в процессе димеризации эффективная толщина слоя увеличивается в 1,5 раза, то соответствующее значение для равновесной толщины вполне коррелирует со значениями, которые были получены для алифатиков. Новая точка на

³ Дихроизм – зависимость экстинкции от взаимного расположения светового вектора и дипольного момента перехода молекул, обуславливающая чувствительность величины бугеровского коэффициента поглощения к наличию ориентационной упорядоченности (и степени ее, характеризуемой параметром порядка) в таких надструктурах.

графике удовлетворительно ложится на линию аппроксимирующего линейного тренда.

Подведем основные итоги сравнения свойств слоев ЭЖКФ олеиновой кислоты и других соединений, установленных различными методами.

- Как и в случае с алканами, равновесная толщина ее слоя ЭЖКФ на металлической поверхности значительно выше, чем на кварце. Такое же различие по толщине слоев наблюдалось и для слоев ЭЖКФ ароматиков (монозамещенных бензола на примере нитробензола), хотя для него толщина слоя была существенно (в $5 \div 7$ раз) ниже при тех же значениях малых ΔT .
- С повышением температуры равновесная толщина $d_{0s}(\Delta T)$ эпитропного слоя ОК как и для алканов уменьшается, однако, несмотря на меньший (в сравнении с изученными алканами) размер молекул ОК, толщина ее слоя ЭЖКФ при тех же условиях (тип подложек, величина температуры перегрева выше точки плавления ΔT) существенно выше.
- Отношение вязкости ЭЖК слоя ОК к вязкости ее жидкости, выше, чем соответствующие соотношения вязкостей для алканов. Это коррелирует с тем, что степень ориентационной упорядоченности (установленной в измерениях «дихроизма») в ЭЖК слое ОК также заметно выше ($S=0.35$ для ОК и $S=0.25$ для *n*-гептадекана при той же степени перегрева ΔT).

Выскажем некоторые предположения по объяснению установленных фактов об ЭЖКФ олеиновой кислоты. Для интерпретации наблюдаемых экспериментальных результатов использовалась разработанная одним из авторов статистическая «адсорбционная» модель [4], которая получила дальнейшее развитие [13]. Основные положения этой модели следующие:

- существующие на подложке АЦ способны адсорбировать анизометрические молекулы прилежащей жидкости, в том числе олигомеры – объединения из нескольких молекул; при этом наличие постоянного дипольного момента у молекул является необязательным фактором, хотя полярность соединения увеличивает значения структурных характеристик ЭЖКФ;
- подобные олигомеры имеют флуктуационное (термическое) происхождение и присутствуют уже в объеме жидкости;
- При контакте с подложкой олигомеры «вытягиваются» из объема жидкости и сцепляются с АЦ, образуя на подложке слой ЭЖКФ. Взаимодействие с соседними олигомерами повышает их стабильность;
- характеристики ЭЖКФ определяются условиями термодинамического равновесия слоя относительно образования «дефектов» заполнения АЦ подложки олигомерами.
- Учёт коллективной составляющей в статистике адсорбированных олигомеров играет принципиальную роль в расчете толщины слоя ЭФ.

Разработанная вначале для описания ЭЖК фазы нитробензола на поверхности кварца ее теоретическая модель, представляющая ЭЖКФ как ансамбль «элементарных ячеек» квазиодномерного «кристалла», была использована и при описании полученных экспериментальных данных о свойствах ЭЖКФ и других жидкостей, в частности – алканов, и их ЭЖКФ на подложках различной

природы. В объеме этих жидкостей также существуют флуктуационные ассоциаты, которые на поверхности подложки образуют нитевидные структуры.

В модели среднее значение длины олигомера $L(T)$, соответствующее равновесной толщине $d_{0s}(T)$ слоя ЭЖКФ, определяется соотношением [13]:

$$d_{0s}(T) = l_0 \cdot \exp(W_\infty + (W_0 - W_\infty) \cdot [1 - x(T)] \cdot (n_a / n_0)) / (T - T_g).$$

l_0 – длина молекулы (характерный размер структурного элемента олигомера), $W_\infty > 0$ – энергия, необходимая для создания одного разрыва на «нити» без учёта корреляционных эффектов между «нитями», W_0 – энергия разрыва олигомера в ЭЖКФ с максимально плотным заполнением АЦ адсорбированными олигомерами, $x(T)$ – равновесная доля вакантных АЦ (растет согласно формуле Больцмана – $x(T) = \exp(-W_a / T)$), W_a – энергия закрепления нитевидной структуры, адсорбции ассоциата на АЦ подложки, n_a – поверхностная плотность АЦ как объектов атомной природы, на которых могут адсорбироваться молекулы, n_0 – полная поверхностная плотность атомов подложки ($n_a < n_0$), $T_g < T_m$ – температура стеклования жидкости, введена для учета тепловых флуктуаций в жидкости как неупорядоченной среде [19].

За величину энергии W_∞ разрыва связей в олигомере, в модели эпитропного слоя ОК, как и в [13], принята ее температура кипения. Значение W_0 (1540 К) для ОК, как и для гептадекана, рассчитано из дробно-линейной функции $W_0 = F(l_0)$, в основу которой положена корреляция результатов экспериментов с четырьмя алканами и расчета их W_0 квантовохимическим методом (в рамках программы HyperChem).

Отчасти повышенное значение толщины слоя ЭЖКФ олеиновой кислоты можно пояснить высоким значением температуры кипения, которая для ОК (633 К) на 7.2% выше, чем у октодекана (с тем же числом атомов углерода в его молекуле, см. таблицу), $T_{кип} = 590.6$ К. Вместе с тем основным, по-видимому, фактором является возможность формирования димеров типа «валет», за счет изогнутости формы молекул и их полярности, подобно тому, как формируются димеры в пристенных ЭЖКФ слоях полярных молекул нитробензола [13].

Такой конфигурации димера ОК соответствует оптимальная плотная конфигурация взаимодействующих диполей. а из них и – нитевидных олигомеров, образующих ЭЖК фазу. Эти олигомеры и «ворс» из них могут дополнительно стабилизироваться димерами и небольшими их ассоциатами между «нитями» ворса, поперечными им. Эффект димеризации косвенно подтверждается анализом результатов, приведенных на рис. 4. Весьма вероятно, что структура таких димеров и строение этой фазы (с «нитями» из тримеров, димеров и отдельных молекул между ними) имеет вид, представленный на рис. 5.

Повышение корреляционных эффектов [13] в ансамбле адсорбированных олигомеров может обеспечиваться и за счет более высокой поверхностной плотности АЦ (n_0 и n_a) на металле. Это приводит к возрастанию концентрации олигомеров и, в свою очередь, к повышению «бокового» взаимодействия между ними и, возможно к организации сетеподобной структуры, в которой «нити» олигомеров «армированы» поперечными связями. С этим может быть связаны

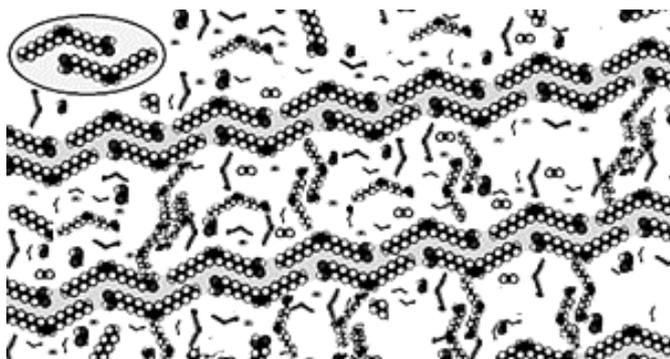


Рис.5. Возможная молекулярная структура ЭЖК слоя ОК. В верхнем левом углу изображен неполярный димер типа «валет» из молекул ОК

высокие значения и степени упорядоченности S в эпитропном слое ОК и его толщины d_{0s} .

Выводы.

С указанным строением молекул ОК (склонных к димеризации) и формированием вблизи подложки слоя ЭЖКФ (с установленными и описанными его особенностями), по-видимому, связано и известное влияние легирования ОК алканов и моторных масел на повышение их «маслянистости» - противоизносности в граничном трении. Адсорбируясь на подложках пар трения механизмов, молекулы ПАВ присадки ОК образуют на твердых поверхностях триад трения мономолекулярный - «затравочный» эпитропный жидкокристаллический слой ОК. На нем формируется ЭЖКФ слой основной жидкости, но уже с повышенной поверхностной плотностью ее ассоциатов и более значительной равновесной толщиной.

Большое значение энергии адсорбции ОК на металле (высокая степень «сродства») обеспечивает и существенно более высокое значение равновесной толщины ЭЖК фазы ОК на металле. Величина этой энергии (играющей существенную роль в механизме образования ЭЖК фазы [4,13]) связана со смачиваемостью подложки жидкостью, а высокая степень лиофильности ОК к кварцу и металлу экспериментально определялась в [12] и коррелирует с литературными данными [20].

Литература:

1. Дерягин Б.В., Чураев Н.В., Муллер В.М. Поверхностные силы. – М.: Наука, 1985. – 398 с.
2. Durell Martin et al. The role of surface induced ordering in the crystallization of PET films //Europhysical letters. – 2002. – Vol. 58. – P. 844-850.
3. Peter Lang. Surface induced ordering effects in soft condensed matter systems // Journal of physics: Condensed Matter. – Vol. 16, № 23. – P. 231-239.
4. Алтоуз Б. А., Бондарев В. Н., Шатагина Е. А., Кириян С. В. Модель организации эпитропной жидкокристаллической фазы // Журнал технической физики. – 2014. – №7. – С. 58-61.

5. *Popovskii A.Yu., Mikhailenko V.I.* Properties of wall-adjacent epitropic liquid-crystalline layers. // Ukr. Journ. Phys. – 2012, – Vol. 57, №2. – P. 224-229.
6. *Веттегрень В. И., Тупицына А. И.* Исследование структуры тонких слоев гексадекана на металлической подложке методом ИК-спектроскопии // Письма в Журн. тех. физ. – 1998. – Т. 24. – №. 10. – С.24-27.
7. *Н.И.Черножуков, С.Э.Крейн, Б.В.Лосиков.* Химия минеральных масел. – М.: Гостоптехиздат, 1959. – 416 с.
8. *Baig C., Edwards B. J., Keffer D. J., and Cochran H. D.* Rheological and structural studies of liquid decane, hexadecane, and tetracosane under planar elongational flow using nonequilibrium molecular-dynamics simulations // J. Chem. Phys. – 2005. – Vol. 122. – P. 184-189.
9. *Altoiz B.A., Popovskii A. Yu., Butenko A.F.* Equilibrium parameters of a structured n-hexadecane layer // Physics of aerodisp. syst. – 2017. – № 54. – P. 35-44.
10. *Алтоиз Б.А., Кириян С.В.* Структурированные приповерхностные слои нормальных алканов // Инженерно-физический журнал. – 2010. – Т. 83, № 3. – С. 608-613.
11. *Ермаков С. Ф.* Трибология жидкокристаллических наноматериалов и систем. – Минск: Беларус. навука, 2011. – 380 с.
12. *Altoiz B.A., Popovskii A. Yu., Butenko A.F.* Structural characteristics of the epitropic layer of oleic acid// Physics of aerodisp. syst. – 2018. – № 55. – P. 37-44.
13. *Алтоиз Б.А., Бондарев В.Н.* Квазимакроскопические приграничные структуры в «непростых» жидкостях: эксперимент и модель// ЖТФ. – 2020. – № 5.
14. Химический энциклопедический словарь / *под ред. Кнунянц И.Л.* – Москва: Советская энциклопедия, 1983. – 407 с.
15. *Блинов Л.М.* Электро- и магнитооптика жидких кристаллов. – М.: Наука Глав. ред. физико-математической литературы, 1978. – 384 с.
16. *Алтоиз Б. А., Кириян С. В., Шатагина Е. А.* Исследование эффективной вязкости тонких прослоек алифатических жидкостей в поле флуктуационных сил, порождаемых твердыми подложками // Журнал технической физики. –2010. – Т.80, № 10. – С. 37–40.
17. *Алтоиз Б.А., Бутенко А.Ф., Кириян С.В.* Эпитропно-жидкокристаллический слой гексадекана в реологической модели гетерофазной прослойки // Журнал технической физики. – 2018.– Т. 88, №.1. – С. 5-9.
18. *Поповский А. Ю., Алтоиз Б.А., Бутенко А.Ф.* Структурные свойства и реопараметры ЭЖК слоя гексадекана // Инж. Физич. Журн. – 2019. – Т. 92, №3, С. 727 – 733.
19. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Статистическая физика. Часть 1. – М., Наука, 1976. – 584 с.
20. *Зимон А.Д.* Адгезия жидкостей и смачивание. – М.: Химия, 1974. – 416 с.

Поповський О.Ю., Алтоїз Б. А., Бутенко О. Ф.

Епітропні шари олеїнової кислоти. Орієнтаційна впорядкованість та реологічні характеристики

АНОТАЦІЯ

Наявність індукованих твердої підкладкою нових фаз в тонких прошарках немезогенних рідин плівках є інтригуючою явищем, оскільки фізичні і хімічні чинники, відповідальні за їх формування ще не до кінця з'ясовані.

У цій статті розглядаються результати віскозіметричних вимірювань реологічних характеристик мікронних симетричних прошарків олеїнової кислоти. Виміряно значення ефективної в'язкості прошарку в залежності від температури, швидкості зсуву і її товщини. На базі раніше запропонованої реологічної моделі розрахована стаціонарна товщина епітропно рідкокристалічного (ЕРК) шару частково зрізаного куеттовською течією і рівноважна товщина його у відсутності течії, а також визначена величина коефіцієнта в'язкості в не перекритих і частково перекритих пристінних шарах. Вказується на тісну кореляцію структурних параметрів ЕЖК фази, знайдених методом оптичних вимірювань, і її реологічних характеристик. Порівнюються структурні параметри ЕРК шару олеїнової кислоти і відповідні значення для нормальних алканів з приблизно однаковою довжиною молекул.

Запропонована можлива модель побудови ЕРК фази, що складається з олігомерів, які зчеплені з активними центрами на підкладці. Основним фактором, який обумовлює аномально високе значення рівноважної товщини шару ЕРК є можливість формування з полярних анізотропних молекул димерів типу «валет», які і утворюють нитки олігомерів. Підвищення кореляційних ефектів в ансамблі адсорбованих олігомерів пов'язано також і з більш високою поверхневою щільністю активних центрів на металі. Це призводить до зростання концентрації олігомерів, підвищенню латеральної взаємодії між ними і, в свою чергу, до організації сіткоподібної структури ЕРК шару олеїнової кислоти, в якій «нитки» олігомерів додатково стабілізовані поперечними зв'язками, які складаються з молекулярних асоціатів.

Такі відмінні риси ЕРК фази олеїнової кислоти пояснюють вплив легування олеїнової кислотою змащувальних матеріалів з метою підвищення їх проти зношування в ефектах граничного тертя.

Ключові слова: *епітропний рідкий кристал, олеїнова кислота, структурні та реологічні параметри, димеризація, сіткоподібна структура.*

Popovskii A.Yu., Altoiz B.A., Butenko A.F.

Epitropic layers of oleic acid. Orientational ordering and rheological characteristics

SUMMARY

The presence of substrate-induced new phases in thin interlayers and films is an intriguing phenomenon with the physical and chemical factors responsible for their formation are not yet clearly understood.

In this work we discuss the results of viscometric measurements of the rheological characteristics of micron symmetric interlayers of oleic acid. The effective viscosity of the interlayer was measured as a function of temperature, shear rate, and its thickness. Based on the previously proposed rheological model the stationary thickness of the epitropic liquid crystalline (ELC) layer which was partially cut off by the Couette flow was calculated as well as its equilibrium thickness in the absence of flow. Also the viscosity coefficient of unoverlapped and partially overlapped wall-adjacent layers was determined. The close correlation of the ELC phase structural parameters values, which were found by the method of optical measurements and its rheological characteristics is indicated. The structural parameters of the oleic acid ELC layer are compared with the corresponding values for normal alkanes with approximately the same length of molecules.

A possible model of the ELC phase structure, which consists of oligomers that are linked to active centers on the substrate surface is proposed. The main factor that determines the anomalously high value of the equilibrium thickness of the ELC layer is the possibility of the formation of “jack-type” dimers from polar anisometric molecules, which form the oligomer filaments. An increase of the correlation effects in the ensemble of adsorbed oligomers is also associated with a higher surface density of active centers on the metal surface. This leads to the increasing of the oligomer concentration, and, in turn, to a higher level of the “lateral” interaction between them. So a network-like structure of the ELC layer of oleic acid forms near metal substrate. In this wall-adjacent layer the filaments of oligomers are additionally stabilized by cross-links that consist of molecular associates.

Such distinctive features of the oleic acid ELC phase may explain the influence of oleic acid alloyage of lubricants in order to increase their anti-wear in the effects of boundary friction.

Key words: *epitropic liquid crystal, structural and rheological parameters, dimerization, net-like structure.*

УДК: 678.01:534+678.046.9

**Шут М.І., Рокицький М.О., Рокицька Г.В., Шут А.М.,
Баштовий В.І., Галушка Н.В.**

*НПУ імені М.П. Драгоманова, м. Київ, Україна
01601, вул. Пирогова, 9, Київ, Україна
E-mail: maksalrokitskiy@gmail.com*

Фізико-механічні властивості полімерних нанокомпозитів системи пентапласт - вуглецеві нанотрубки

Ультразвуковим методом проведені експериментальні дослідження акустичних властивостей і структури полімерних нанокомпозитів системи пентапласт - вуглецеві нанотрубки (ВНТ). Аналіз досліджених концентраційних залежностей характеристик на частотах 5, 7,5 та 10 МГц свідчить про сильний характер взаємодії компонентів системи пентапласт - ВНТ, що проявляється у зміні властивостей та структури складових компонентів та переходу пентапласту при досягненні концентрації ВНТ $\varphi \approx 0,3$ об. % у стан поверхневого шару з особливою структурою та властивостями.

Ключові слова: полімер, пентапласт, вуглецеві нанотрубки, модуль пружності, поглинання.

Постановка задачі. Ведення наночастинок до складу полімерних матеріалів викликає широкий комплекс явищ і ефектів, що дозволяє створювати нові конструкційні композиційні матеріали з особливою структурою та властивостями. Залежно від властивостей наповнювачів їх модифікуючий вплив на властивості композитів є різним.

Метою даної роботи було з'ясування впливу багат шарових вуглецевих нанотрубок на фізико-механічні властивості полімерних нанокомпозитів на основі пентапласту [1].

У даному дослідженні було використано 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 323 К для видалення летких низькомолекулярних домішок.

В якості наповнювача були використані кислотно очищені від мінеральних домішок багат шарові ВНТ (рис. 1), виготовлені згідно до ТУ У 24.1-03291669-009:2009. Багат шарові ВНТ виготовлялися методом хімічного осадження з газової фази (CVD) в результаті каталітичного розкладу розчину бензолфероцен в трубоподібній печі при різних температурах в аргонному середовищі на FeO/NiO каталізаторі. Зовнішній діаметр використовуваних ВНТ складав 10 – 50 нм, довжина складала ~ 20 мкм, а питома поверхня очищених ВНТ – 200 – 400 м²/г. Питомий електричний опір ВНТ складав 0.05 – 0.1 Ом·см.

При виготовленні зразків для досліджень суміш порошку пентапласту та вуглецевих нанотрубок ретельно гомогенізували в рідинному середовищі за допомо-

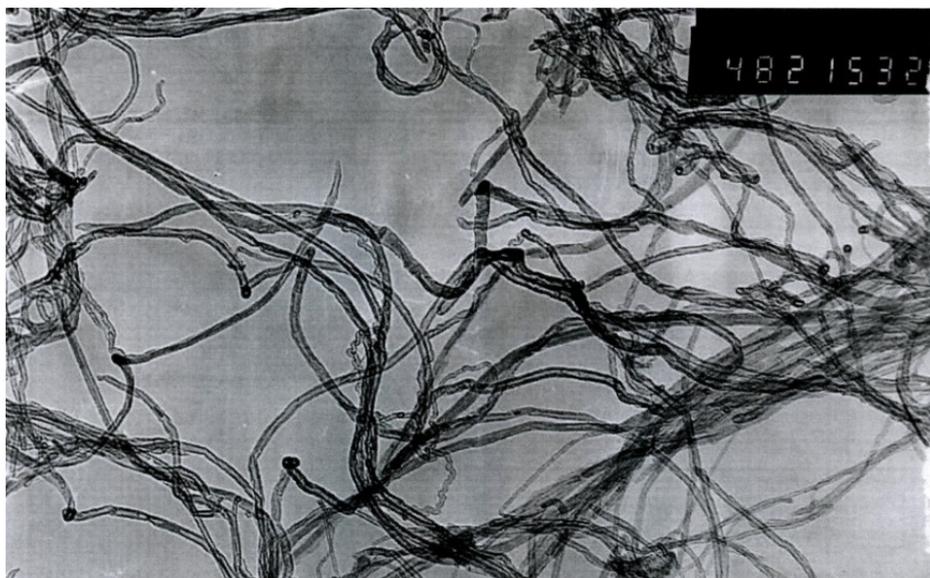


Рис. 1. Фотографія багат шарових ВНТ

гою ультразвукового диспергатора УЗДН-А та після термообробки в термовакуумній шафі при температурі 333 К пресували з розплаву полімеру в однакових термобаричних умовах: нагрівання зі швидкістю 3,5 К/хв, витримка при 483 К протягом 15 хв під тиском 20 МПа, охолодження із розплаву зі швидкістю 0,5 К/хв, що відповідає оптимальним технологічним умовам переробки композиту з урахуванням властивостей як наповнювача, так і полімерної матриці [2].

Дослідження акустичних властивостей полімерних нанокомпозитів системи пентапласт - ВНТ проводилися імпульсним фазовим методом при кімнатній температурі. Для реалізації імпульсного фазового методу використовували вимірювач швидкості та поглинання ультразвуку “УС-12-ИМ”, ультразвукові випромінювач та приймач із буферними стержнями.

За результатами дослідження [3] побудовані концентраційні залежності швидкості поширення C та коефіцієнта поглинання α ультразвуку в зразках системи пентапласт - вуглецеві нанотрубки з концентрацією наповнювача $0 \leq \varphi < 2$ об. %.

Аналіз результатів показує, що залежність швидкості поширення ультразвуку в системі пентапласт – ВНТ має три характерні ділянки (рис. 2). При малих концентраціях ВНТ ($\varphi \leq 0,25$ об. %) спостерігається різке підвищення швидкості поширення ультразвуку (близько 20 % від значення для чистого пентапласту), що практично не залежить від частоти ультразвуку.

Друга ділянка ($0,25 < \varphi \leq 0,3$ об.%) відповідає різкому зменшенню швидкості поширення ультразвуку близько 10 % від максимального значення. Як видно, максимальне зменшення швидкості поширення ультразвуку у композитах є характерним для частоти 10 МГц, а мінімальне – для частоти 5 МГц. На третій ділянці ($0,3 < \varphi \leq 2$ об. %) сильної залежності швидкості поширення ультразвуку від вмісту ВНТ в композиті не спостерігається. Величини значень C для частот 7.5 та 10 МГц практично не відрізняються, а на частоті 5 МГц є дещо вищими (~ 2 %).

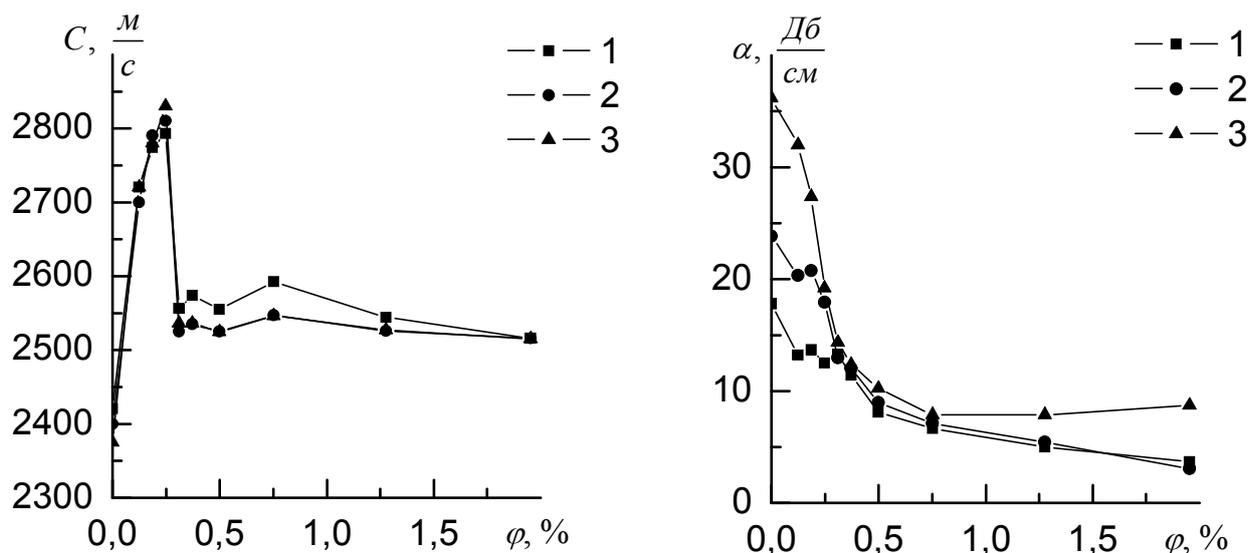


Рис. 2. Концентраційні залежності швидкості поширення C (а) та коефіцієнта поглинання α (б) ультразвуку на частотах: 1) 5 МГц; 2) 7.5 МГц, 3) 10 МГц в системі пентапласт - ВНТ

На концентраційних залежностях поглинання ультразвуку можна виділити дві характерні ділянки. Для малих концентрацій ВНТ ($\varphi \leq 0.3$ об. %) має місце досить швидке зменшення коефіцієнта поглинання, що найяскравіше проявляється на частоті 10 МГц (~ 60 %) та найменше – на частоті 5 МГц (~ 25 %). В концентраційній області $0.3 < \varphi \leq 2$ об. % також спостерігається зменшення коефіцієнта поглинання ультразвуку від вмісту ВНТ, яке найменше проявляється для частоти 5 МГц. Таким чином, можна зробити висновок, що значення коефіцієнта поглинання для ненаповненого пентапласту є найвищим і зменшується з ростом концентрації вуглецевих нанотрубок.

Також були проведені дослідження концентраційних залежностей “стрибка” коефіцієнта поглинання ультразвуку $\Delta\alpha$ при зміні частоти: 5 - 7,5 МГц, 7,5 - 10 МГц та 5 - 10 МГц та розраховані значення тангенсу кута механічних втрат $\text{tg}\delta$ у композитах системи пентапласт – ВНТ на частотах 5 МГц, 7,5 МГц, та 10 МГц (рис. 3).

На концентраційних залежностях “стрибка” коефіцієнта поглинання ультразвуку можна виділити три ділянки. На першій ділянці при малих концентраціях ВНТ ($\varphi \leq 0,12$ об. %) “стрибок” поглинання залишається практично незмінним у відношенні до відповідних значень, характерних для ненаповненого пентапласту. При збільшенні вмісту наповнювача у концентраційній області $0,12 < \varphi \leq 0,3$ об. % спостерігається значне зростання значень “стрибка” коефіцієнта поглинання при зміні частоти, що найяскравіше проявляється при зміні частоти від 5 до 10 МГц (~ 94 %) та найменше – при зміні частоти від 5 до 7.5 МГц (~ 88 %). Область концентрацій $0.3 < \varphi \leq 2$ об. % характеризується незначною зміною “стрибка” коефіцієнта поглинання, хоча для зміни частоти з 5 до 7.5 МГц спостерігається деяке зростання значень “стрибка” коефіцієнта по-

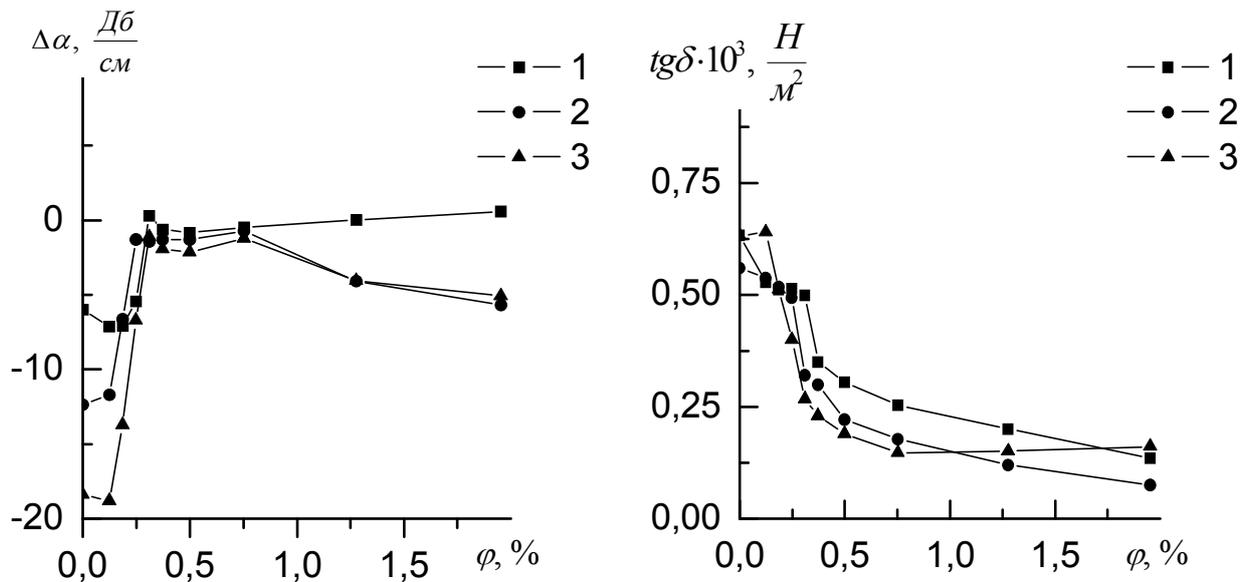


Рис. 3. Концентраційні залежності “стрибка” коефіцієнта поглинання ультразвуку $\Delta\alpha$ при зміні частоти: 1) 5 ÷ 7.5 МГц, 2) 7.5 ÷ 10 МГц, 3) 5 ÷ 10 МГц (а) та тангенсу кута механічних втрат $tg\delta$ (б) на частотах: 1) 5 МГц, 2) 7.5 МГц, 3) 10 МГц

глинання, а для змін частот з 7.5 до 10 МГц та з 5 до 10 МГц спостерігається спадання “стрибка” коефіцієнта поглинання.

Крім того було проведено розрахунки концентраційних залежностей дійсної E' і уявної E'' складових комплексного модуля пружності на частотах 1 – 5 МГц, 2 – 7,5 МГц та 3 – 10 МГц (рис. 4).

Аналіз результатів показує, що аналогічно до концентраційних залежностей швидкості поширення ультразвуку, концентраційні залежності дійсної складової комплексного модуля пружності E' , можна розділити на три характерні ділянки. Концентраційні залежності уявної складової комплексного модуля пружності E'' по аналогії із відповідними залежностями коефіцієнта поглинання ультразвуку можна поділити на дві ділянки.

Сукупний з раніше викладеними результатами, аналіз наведених концентраційних залежностей швидкості поширення C , коефіцієнта поглинання α ультразвуку на частотах 5, 7.5 та 10 МГц та тангенсу кута механічних втрат, свідчить про сильний характер взаємодії компонентів системи пентапласт - вуглецеві нанотрубки, що проявляється у зміні властивостей та структури складових компонентів та дозволяє зробити висновки про динаміку зміни структури та розміру неоднорідностей системи пентапласт - ВНТ. Оскільки швидкість ультразвуку у всій дослідженій концентраційній області є значно вищою ніж для ненаповненого пентапласту, можна зробити висновок, що при наповненні пентапласту вуглецевими нанотрубками має місце значне зростання пружності композиту в порівнянні з чистою полімерною матрицею. Очевидно, це може відбуватись за рахунок значної зміни структури полімерної складової системи та утворенні навколо ВНТ міжфазного шару з більш впорядкованою по відношенню до чистого пентапласта структурою, про що додатково свідчать результати дослідження теплоємності системи пентапласт - ВНТ [4].

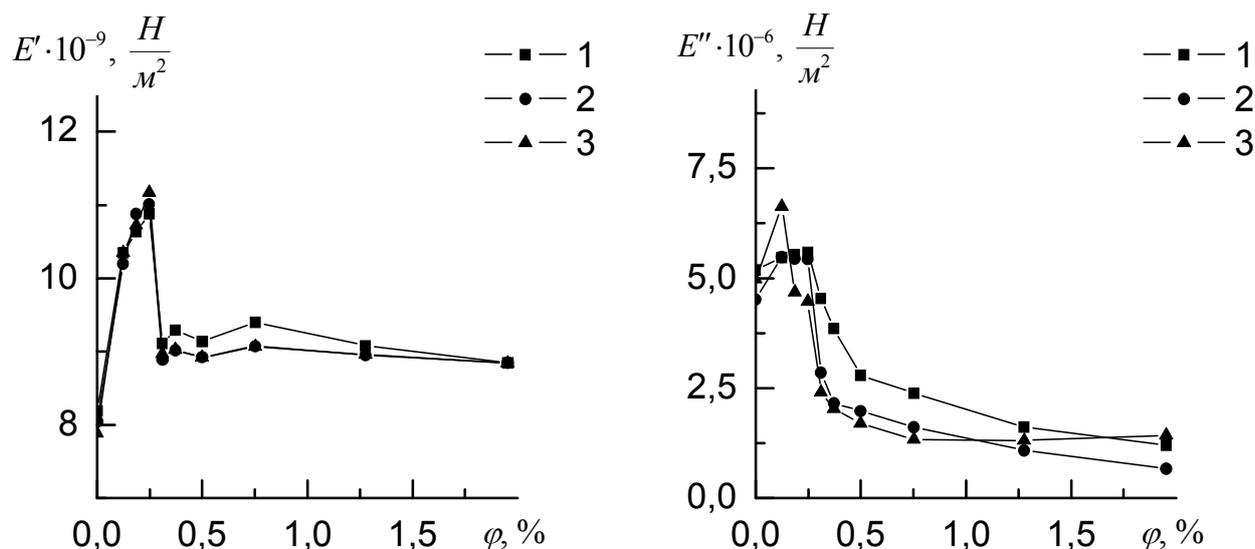


Рис. 4. Концентраційні залежності дійсної E' (а) та уявної E'' (б) складових комплексного модуля пружності на частотах: 1) 5 МГц, 2) 7.5 МГц, 3) 10 МГц

Додаткову інформацію дають залежності значення “стрибка” коефіцієнта поглинання від частоти, що більш за все свідчать про зміну розміру неоднорідностей структури. Для малих концентрацій ВНТ ($\phi \leq 0,12$ об. %) збільшення вмісту наповнювача відповідає зменшенню відстані між окремими вуглецевими нанотрубками, оточених поверхневим шаром пентапласту з особливими структурою та властивостями [5, 6]. Розмір неоднорідності в цьому випадку відповідає розміру агрегатів ВНТ оточених поверхневим шаром пентапласту у матриці пентапласту, що знаходиться у вільному стані. Зростання розміру неоднорідності в цьому випадку можливе тільки за рахунок коагуляції частинок ВНТ при збільшенні його вмісту.

Подальше збільшення вмісту наповнювача до 2 % супроводжується слабкими змінами “стрибка” поглинання, а отже характеризується практичною незмінністю розмірів неоднорідностей структури композиту, що пояснюється перекриттям поверхневих шарів пентапласту і перебуванням частинок ВНТ у суцільній матриці пентапласту у стані поверхневого шару.

Про перебування пентапласту у стані поверхневого шару із більш впорядкованою по відношенню до ненаповненого пентапласту структурою із практично незалежними від концентрації розмірами структурних неоднорідностей свідчить також характер концентраційних залежностей тангенса кута механічних втрат у композитах системи, а також зростання швидкості поширення та зменшення поглинання ультразвуку.

Висновки.

Зміна значень “стрибка” поглинання, при зміні частоти свідчить про те, що розмір агрегатів ВНТ в матриці пентапласту як перешкоди для механічної хвилі, є значно меншими, ніж розміри частинок пентапласту, а практична сталість усіх досліджених характеристик при досягненні концентрації ВНТ $\phi \approx 0,3$ об. %

свідчить про перехід пентапласту при цій концентрації у стан поверхневого шару.

Література:

1. Мулин Ю.А., Ярцев И.К. Пентапласт. – Л.: Химия, 1975. – 120 с.
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, Київ: НПУ імені М.П. Драгоманова. – 2005. – № 5. – С. 58-62.
3. Рокицька Г.В., Шут М.І., Рокицький М.О., Січкач Т.Г., Шут А.М. Акустичні властивості полімерних нанокомпозитів системи пентапласт – ВНТ // Матеріали XXVIII Міжнародної наукової конференції “Дисперсні системи” (16-20 вересня 2019, м. Одеса, Україна). – 2019. – С. 83-85.
4. Шут М.І., Рокицький М.О., Рокицька Г.В., Шут А.М., Стасюк І.М. Теплофізичні властивості полімерних композиційних матеріалів на основі пентапласту і вуглецевих нанотрубок // Фізика аеродисперсних систем. – 2018. – № 55. – С. 8-13.
5. Rokytska H.V., Stoliarova S.S., Rokytskyi M.O., Shut M.I. Features of the Heat Conductivity of Penton Filled by MWCNT: Abstracts of XVII International Freik Conference Physics and Technology of Thin Films and Nanosystems (May 20-25, 2019, Ivano-Frankivsk, Ukraine). – 2019. – P. 221.
6. Rokytska H.V., Shut M.I., Rokytskyi M.O., Shut A.M. Heat conductivity of penton filled by multi-walled carbon nanotubes // Abstracts of the International research and practice conference: “Nanotechnology and nanomaterials (NANO-2018)” (August 27-30, 2018, Kyiv, Ukraine). – 2018. – P. 493.

**Шут Н.И., Рокицкий М.А., Рокицкая Г.В., Шут А.Н.,
Баитовой В.И., Галушка Н.В.**

Физико-механические свойства полимерных нанокомпозитов системы пентапласт - углеродные нанотрубки

АННОТАЦИЯ

Ультразвуковым методом проведены экспериментальные исследования акустических свойств и структуры полимерных нанокомпозитов системы пентапласт - углеродные нанотрубки (УНТ). Анализ исследованных концентрационных зависимостей характеристик на частотах 5, 7.5 и 10 МГц свидетельствует о сильном характере взаимодействия компонентов системы пентапласт - УНТ, которое проявляется в изменении свойств и структуры составляющих компонентов и перехода пентапласта при достижении концентрации УНТ $\varphi \approx 0.3$ об. % в состояние поверхностного слоя с особой структурой и свойствами.

Ключевые слова: полимер, пентапласт, углеродные нанотрубки, модуль упругости, поглощение.

***Shut M.I., Rokytskyi M.O., Rokytska H.V., Shut A.M.,
Bashtovyi V.I., Halushka N.V.***

Physical and mechanical properties of polymer nanocomposites of penton - carbon nanotubes system

SUMMARY

The work is dedicated to the solution of an important task - the creation and study of new polymer compositions, which, unlike traditional polymeric materials, are characterized by polyfunctionality and high performance characteristics. Over the past few decades, among nanofillers, considerable attention has been paid to carbon nanotubes (CNTs) due to their special mechanical and thermal properties, geometric parameters, low mass density and their inherent electrical properties.

As a polymer matrix for studying systems with an active interaction of components, it is proposed to use polymers that are capable of crystallization and include polar groups. A typical representative of such polymers is the high molecular weight polyester - penton. Such composite systems are favorably distinguished by the presence of two phase instabilities in the temperature range under study, namely, the melting of the crystalline phase and the glass transition of the amorphous component of the polymer matrix, which will provide more complete and deeper information about the mutual influence of the components of such systems.

The ultrasonic method has been used for experimental study of the acoustic properties and structure of polymer nanocomposites of the penton - carbon nanotubes system. An analysis of the studied concentration dependences of the characteristics at frequencies of 5, 7.5, and 10 MHz indicates a strong character of the interaction between the penton - CNT system components.

The research results indicate that the ultrasound velocity in filled systems in the entire studied concentration region is significantly higher than for an unfilled penton, and for the carbon nanotubes-filled penton, a significant increase in the elasticity of the composite compared with an unfilled polymer matrix takes place. Obviously, this can occur due to a significant change in the structure of the polymer component of the system and the formation of an interfacial layer around the CNT with a more ordered structure respectively to pure penton. Additional information is provided by the dependences of the "jump" of the absorption coefficient on the frequency and the dependences of the tangent of the angle of mechanical losses ($\text{tg}\delta$), which indicate that the size of carbon nanotube aggregates in the penton matrix as an obstacle to a mechanical wave is much smaller than the size of the penton particles, and the constancy of all studied characteristics when the concentration of CNTs $\varphi \approx 0.3$ vol. % indicates the transition of the penton at this concentration to the state of the wall layer.

Key words: *polymer, penton, carbon nanotubes, elastic modulus, absorption.*

УДК 541.123; 544.344.2; 536.41; 539.2

Ханчич Е.Ю.¹, Железный В.П.², Мотовой И.В.², Турбуркат К.Ф.²

¹Одесский национальный университет имени И.И. Мечникова, г. Одесса

²Одесская национальная академия пищевых технологий, г. Одесса

E-mail: khanchich.e@gmail.com

Влияние добавок фуллерена C₆₀ на плотность о-ксилола

Представлены результаты экспериментального исследования плотности растворов о-ксилол/ фуллерен C₆₀ в интервале концентраций 0-0,55 масс.% в температур 283-343 К. Для измерения плотности был применен пикнометрический метод с расширенной неопределенностью 0,07%. Получены концентрационные и температурные зависимости значений плотности растворов о-ксилол/ фуллерен C₆₀. Показано, что температурные зависимости плотности образуют семейство практически эквидистантных прямых линий. В то же время концентрационные зависимости плотности обнаруживают особенность, которая указывает на вероятные структурные преобразования в базовой жидкости при добавлении небольшого количества фуллерена C₆₀. Показано, что концентрационные зависимости плотности имеют минимум в окрестности концентрации фуллерена 0,05 масс.% во всем исследованном диапазоне температур. Кроме того, указанные зависимости содержат две области с различным характером изменения плотности. Интерес представляет феномен уменьшения плотности при небольших добавках фуллерена C₆₀ в о-ксилол. В работе предложено использовать для прогнозирования плотности растворов о-ксилол/ фуллерен C₆₀ в широком интервале параметров состояния модель расширенного скейлинга с универсальной для неассоциированных веществ кроссоверной функцией. В рамках указанной модели проведены расчеты псевдокритических параметров растворов о-ксилол/ фуллерен C₆₀. Рассчитанные по предложенным уравнениям зависимости значений плотности растворов о-ксилол/ фуллерен C₆₀ согласуются с экспериментальными данными в пределах расширенной неопределенности. Рассчитаны значения избыточного мольного объема растворов о-ксилол/ фуллерен C₆₀.

Ключевые слова: о-ксилол, фуллерен C₆₀, раствор, нанофлюид, плотность, концентрация, температура

Введение. Термодинамические системы, состоящие из базовой жидкости с примесями наночастиц, а иногда и поверхностно-активных веществ, принято называть нанофлюидами. Этот класс технических жидкостей в последние годы все активнее исследуется в связи с перспективностью их внедрения для создания новых рабочих тел энергетических установок и теплоносителей [1-5].

В последние годы опубликовано много работ [1-8], в которых изучается влияние примесей наночастиц на теплофизические свойства некоторых технических жидкостей, интенсивность теплообмена при вынужденной конвекции, процессы кипения и конденсации. В большинстве опубликованных работ указывается, что примеси наночастиц способствуют увеличению теплопроводности, повышению давления насыщенных паров, уменьшению поверхностного натяжения и теплоемкости.

Несмотря на большое количество опубликованных работ, посвященных экспериментальным исследованиям влияния наночастиц на теплофизические свойства базовых жидкостей, до сих пор остаются недостаточно разработанными термодинамические модели прогнозирования свойств нанофлюидов [3, 5]. По мнению ряда авторов [3, 9-13], сложившаяся ситуация связана с отсутствием корректного учета структурных изменений в базовых жидкостях при добавлении в них наночастиц. Причем речь идет не только о формировании поверхностной фазы вокруг наночастиц, как в коллоидном растворе, но также и о структурных изменениях в самой базовой жидкости

Большую практическую значимость и научный интерес представляют исследования растворов фуллеренов в ароматических углеводородах [14, 15]. В этих растворах вокруг молекул фуллеренов отсутствует поверхностный слой молекул базовой жидкости. В работе [16] автор предполагает наличие двух оболочек вокруг молекул фуллерена – сначала «разрыхленной» лиофобной, затем лиофильной (плотного слоя растворителя). Вместе с тем, фуллерены в этих растворах обладают возможностью образования кластеров [15], проявляют необычные оптические, теплофизические свойства [9-13]. К необычным свойствам растворов фуллеренов в ароматических углеводородах следует также отнести сложную температурную зависимость растворимости фуллеренов в некоторых растворителях, нелинейный характер изменения ряда теплофизических свойств от концентрации при небольших примесях фуллеренов [9-15].

Эти и некоторые другие особенности поведения фуллеренов в растворах объясняются предсказанным недавно теоретически и обнаруженным экспериментально явлением образования в растворе структурных аномалий [9-15]. Поэтому очевидно, что для полной реализации всех возможностей существующих методов получения, разделения и очистки фуллеренов с использованием ароматических углеводородов необходимо не только глубокое понимание особенностей их поведения в растворах, но и знание теплофизических свойств этих растворов. Следует отметить, что в растворе молекула фуллерена C_{60} занимает промежуточное положение между наночастицей и крупной молекулой. Молекулы C_{60} в растворе могут находиться в виде кластеров [15], поэтому систему оксилон/ C_{60} можно рассматривать как нанофлюид.

Объекты исследования. В качестве объектов исследования были рассмотрены нанофлюиды оксилон/ C_{60} . Для приготовления нанофлюидов был использован фуллерен C_{60} (CAS# 99685-96-8) чистотой 99.54% (Китай, Suzhou Dade Carbon Nanotechnology Co., DCNC60201504001) и оксилон (CAS# 95-47-6) чистотой 99.76% (Украина, ТУ 38.101254-72).

Целью настоящего исследования является получение данных о влиянии фуллерена C_{60} на плотность оксилон в диапазоне концентраций фуллерена 0-0,55 масс. % при температурах 283-343 К.

Образцы растворов оксилон/ C_{60} готовили методом взвешивания с последующей ультразвуковой гомогенизацией. На рис. 1 представлены фотографии компонентов и образца нанофлюида оксилон/ C_{60} .

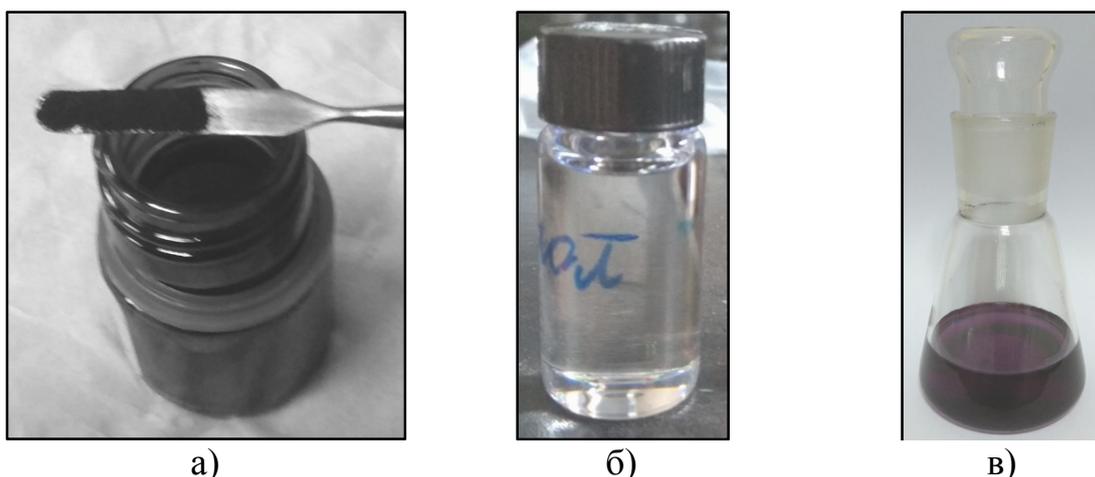


Рис. 1. Фотографии компонентов и образца нанофлюида: а) фуллерен C_{60} ; б) о-ксилол; в) образец нанофлюида с концентрацией фуллерена C_{60} 0.55 масс.%.

Эксперимент. Плотность растворов о-ксилол/ C_{60} исследовалась пикнометрическим методом. Схема экспериментальной установки для измерения плотности растворов представлена на рис. 2. Выбор данного метода измерения плотности обусловлен его высокой точностью, которая определяется небольшим значением неопределенности измерения массы нанофлюида в пикнометре с использованием электронных аналитических весов AND GR-300 ($\Delta m=0,0005$ г) и возможностью выполнения корректной калибровки объема пикнометра. Калибровка пикнометра 2 (рис. 2) производилась с использованием справочных данных о плотности воды RefProp. Выполненный анализ показывает, что расширенная неопределенность калибровки объема пикнометра не превышала $31 \cdot 10^{-5} \text{ см}^3$ (0.012%). Расширенная неопределенность измерения плотности нанофлюидов о-ксилол/ C_{60} – 0.07 %, концентрации – 0.02%.

Результаты и обсуждение. Полученные экспериментальные данные о плотности нанофлюидов о-ксилол/ C_{60} приведены на рис. 3.

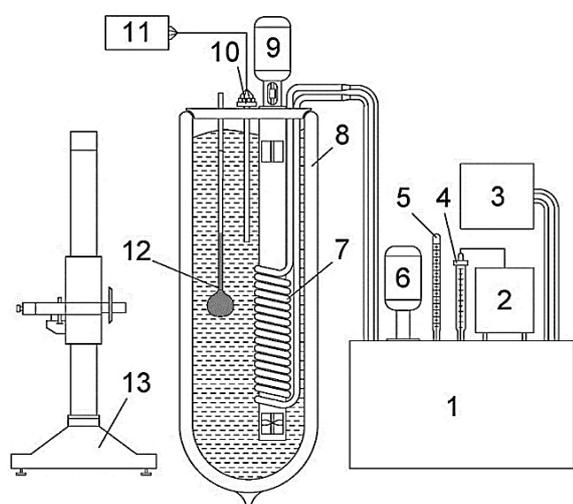


Рис. 2. Схема экспериментальной установки для исследования плотности нанофлюидов: 1 – жидкостной термостат U10, 2 – система регулирования температуры, 3 – холодильная машина, 4 – контактный термометр, 5 – лабораторный термометр, 6 – насос-мешалка, 7 – теплообменник, 8 – стеклянный сосуд Дьюара с термостатирующей жидкостью, 9 – мешалка, 10 – платиновый термометр сопротивления WIKA TR10-A, 11 – цифровой мультиметр Picotest M3510A, 12 – пикнометр, 13 – катетометр

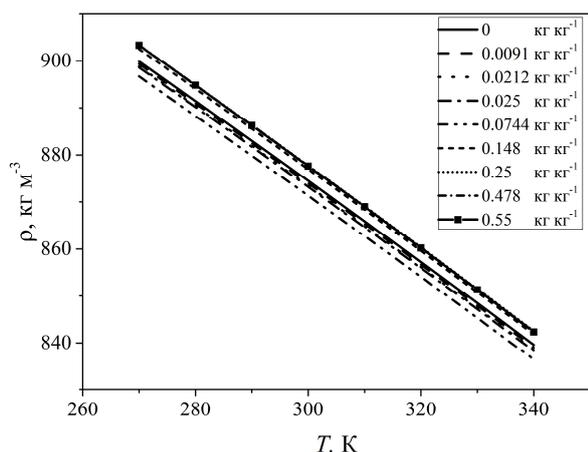


Рис. 3. Температурная зависимость плотности растворов о-ксилол/фуллерен C₆₀

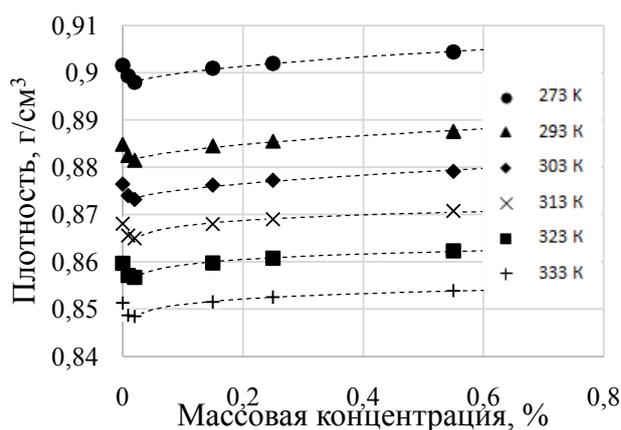


Рис. 4. Концентрационная зависимость плотности растворов о-ксилол/фуллерен C₆₀

Приведенные на рис. 3. зависимости представляют собой семейство практически эквидистантных линий. Полученные данные были аппроксимированы прямыми линиями. На рис. 4. представлены концентрационные зависимости плотности исследуемых образцов на изотермах. На рис. 4. видно наличие минимума плотности в области очень низких концентраций (около 0.05 масс.%), который разделяет концентрационную зависимость на две различные области, на первой из которых (интервал концентраций C₆₀ 0-0.05 масс.%) плотность базовой жидкости уменьшается. Этот результат хорошо согласуется с ограниченными данными о плотности раствора о-ксилол/C₆₀, полученными при температуре 22°C в работе [17]. Аналогичный феномен известен и для некоторых других растворов фуллеренов в ароматических углеводородах [12]. Авторы также отмечали, что растворение фуллеренов в ароматических растворителях, как правило, сопровождалось выделением тепла и уменьшением энтропии [18]. Этот эффект указывает на структурные преобразования в жидкой фазе объектов исследования, не связанные с формированием слоя сорбированных на поверхности частиц молекул растворителя.

Обработка экспериментальных данных в рамках модели расширенного скейлинга. Аппроксимация полученных экспериментальных данных была проведена с использованием уравнений расширенного скейлинга предложенных в работах [19-20].

Полученные экспериментальные данные о плотности растворов о-ксилол/C₆₀ были аппроксимированы малокоэффициентными степенными зависимостями

$$\Delta\rho = \rho_0 \cdot t^{\beta \cdot F(t)}, \tag{1}$$

$$\ln\omega' = B \cdot \Theta^{\beta \cdot F_1(\Theta)}, \tag{2}$$

где Δρ – разность плотностей на линии кипения и конденсации ρ'–ρ''; ρ₀, B – критические амплитуды, характеризующие индивидуальные свойства веществ; t = 1 – T/T_C – приведенная температура; T – абсолютная температура, К; ω = ρ/ρ_C – приведенная плотность; Θ = ln(T_C/T) – логарифм приведенной тем-

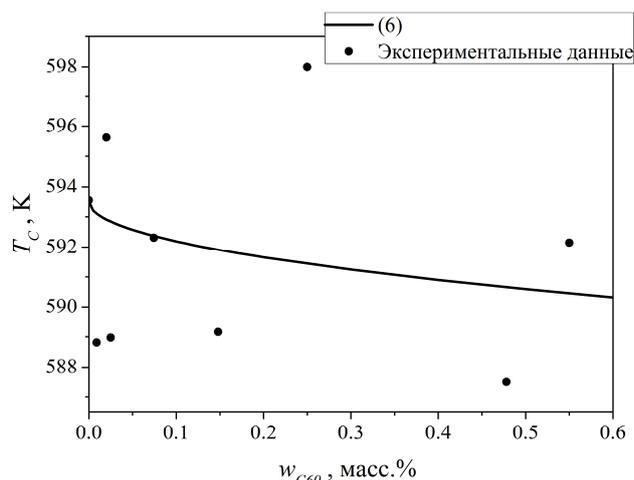


Рис. 5. Зависимость псевдокритической температуры растворов о-ксилол/ C_{60} от концентрации C_{60}

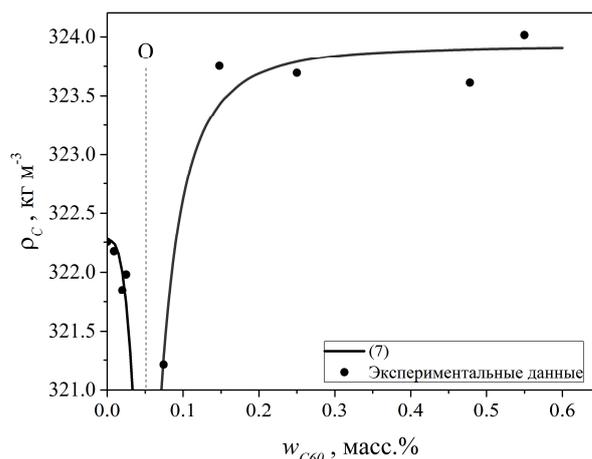


Рис.6. Зависимость псевдокритической плотности растворов о-ксилол/ C_{60} от концентрации C_{60}

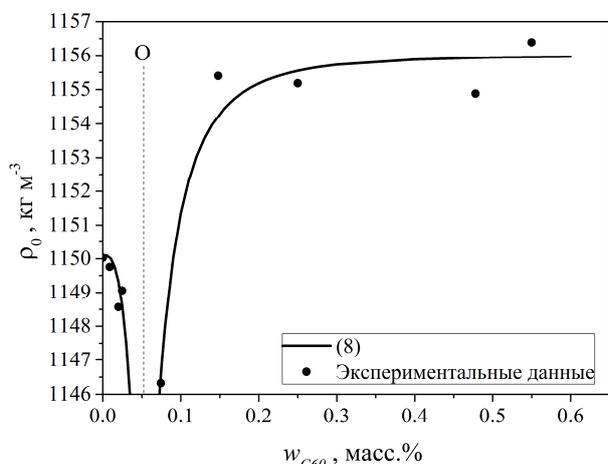


Рис. 7. Концентрационная зависимость псевдокритической амплитуды ρ_0

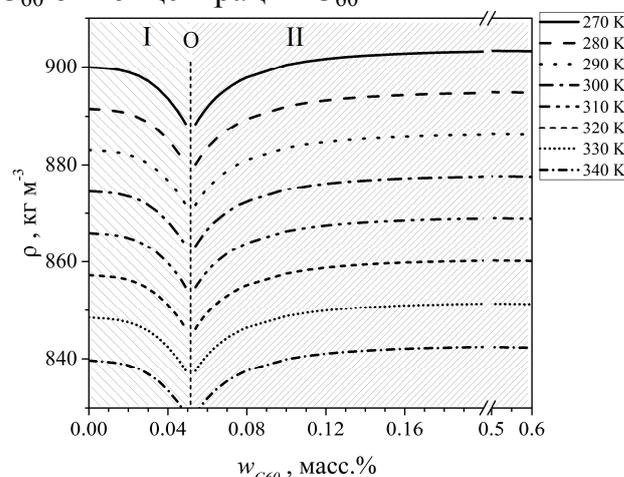


Рис. 8. Рассчитанная из (2) концентрационная зависимость плотности растворов о-ксилол/ C_{60}

пературы; β – критический показатель степени; $F(t)$, $F_1(\Theta)$ – универсальные для неассоциированных веществ кроссоверные функции, значения которых могут быть рассчитаны по уравнениям [20-21]:

$$F(t) = 1 - 1,2278 \cdot \frac{t^2}{\ln t} + 1,3282 \cdot \frac{t^3}{\ln t}; \quad (3)$$

$$F_1(\Theta) = 1 - 1,113 \cdot \Theta^{0,4} / \ln \Theta. \quad (4)$$

Предложенные в работах [20-21] корреляции (1) – (4) обладают высокими экстраполяционными возможностями и позволяют описывать плотность на всей линии кипения, включая окрестность критической точки. При наличии ограниченной экспериментальной информации о плотности на линии кипения, с использованием указанных корреляций (1), (2), могут быть рассчитаны псевдокритические параметры изученных растворов. Концентрационные зависимости псевдокритических температуры и плотности растворов о-ксилол/ C_{60} представлены на рис. 5 и 6.

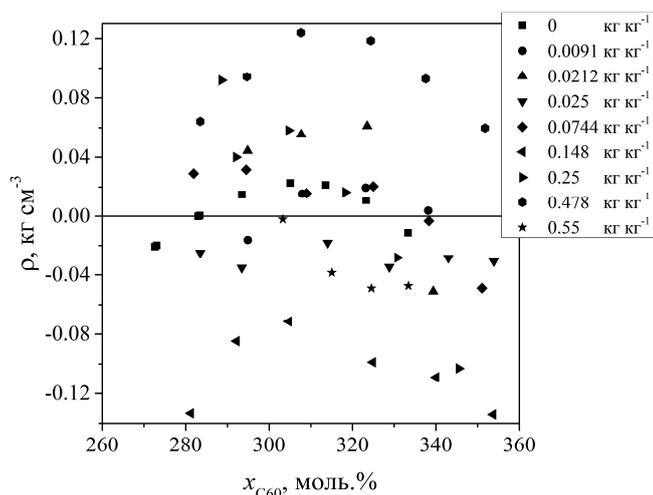


Рис. 9. Отклонения экспериментальных данных от уравнения (2)

Анализируя приведенную на рис. 6 и 7 информацию можно констатировать, что наиболее значительные изменения двух псевдокритических параметров наблюдаются вблизи концентрации 0.05 масс.%, где происходят значительные изменения плотности, а, следовательно, и структуры растворов о-ксилол/ C_{60} .

Отклонения полученных экспериментальных данных от уравнения (2) приведены на рис. 9.

Структурные изменения в растворах ароматических углеводородах с фуллеренами находят свое отражение в концентрационных зависимостях плотности. Наиболее исчерпывающее объяснение этого явления приведено в работах Гинзбурга и соавторов [9-10, 12, 17]. В этих работах автор сформулировал гипотезу о появлении в жидкой фазе ароматических углеводородов областей с нулевой плотностью при растворении в них фуллеренов. По мнению автора физическим обоснованием этой модели является, во-первых, формирование столбчатых или ленточных надмолекулярных структур, образованных молекулами растворителя вблизи молекул фуллерена. Во-вторых, о наличие физического вакуума, не только во внутреннем объеме молекул фуллерена, но также и в областях, образующихся вне фуллеренов при их растворении в однокольцевых ароматических растворителях.

Дополнительно в работе были рассчитаны относительные отклонения плотности растворов о-ксилол/ C_{60} относительно чистого о-ксилола

$$\Delta\rho_{\text{отн}} = \frac{\rho_{\text{нф}} - \rho_{\text{о-ксил}}}{\rho_{\text{о-ксил}}} \cdot 100, \quad (8)$$

где $\rho_{\text{нф}}$ – плотность нанофлюида, г/см³; $\rho_{\text{о-ксил}}$ – плотность о-ксилола, г/см³.

Результаты расчета приведены на рис. 10.

Термодинамические свойства реальных растворов принято характеризовать избыточными термодинамическими функциями (функциями смещения), которые представляют собой разность между свойствами для данного раствора и идеального. Характер изменения избыточных термодинамических функций позволяет анализировать изменения межмолекулярного взаимодействия в

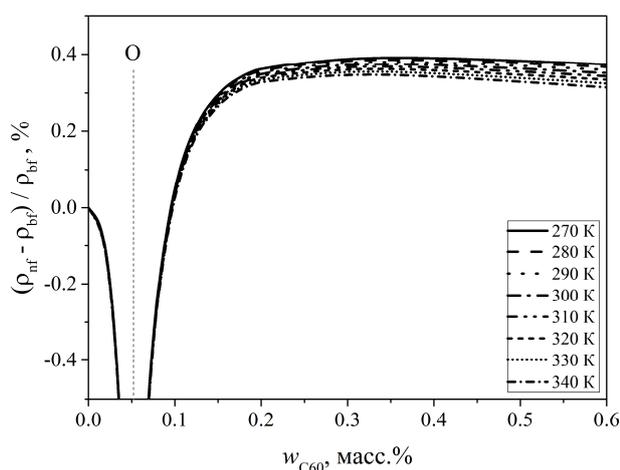


Рис. 10. Концентрационная зависимость относительной разницы плотности нанофлюида (о-ксилол/ C_{60}) и плотности чистого о-ксилола

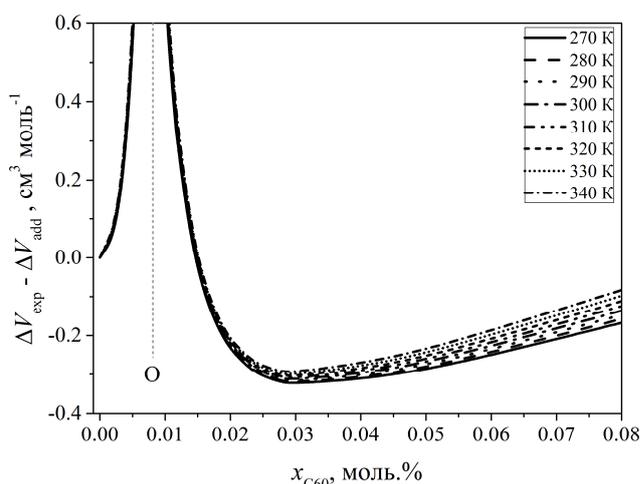


Рис. 11. Концентрационная зависимость избыточного мольного объема нанофлюида о-ксилол/ C_{60}

растворе. Таким образом, величины избыточного мольного объема являются источником информации о структурных изменениях в растворах о-ксилол/ C_{60} .

С учетом изложенного рассмотрим концентрационную зависимость избыточного мольного объема

$$V_{add} = V_{bf} \cdot (1 - x_{C60}) + V_{C60} \cdot x_{C60};$$

$$\Delta V = V_{exp} - V_{add}, \quad (11)$$

где V_{add} , V_{bf} , V_{C60} , V_{exp} – мольный объем, рассчитанный по правилу аддитивности, базовой жидкости (о-ксилол), фуллерена C_{60} и экспериментальный, соответственно, $см^3/моль$; ΔV – избыточный мольный объем, $см^3/моль$.

Концентрационная зависимость избыточного мольного объема для растворов о-ксилол/ C_{60} приведены на рис. 11.

Выводы.

Выполнено экспериментальное исследование плотности растворов о-ксилол/ фуллерен C_{60} в интервале концентраций 0-55 масс.% в широком диапазоне температур 283-343 К. Показано наличие участка уменьшения плотности при добавлении небольшого количества (до 0.05 масс.%) фуллерена, а также различный характер изменения плотности от концентрации на двух ветках кривой $\rho = f(x)$. Выполнено прогнозирование плотности растворов о-ксилол/фуллерен C_{60} с использованием модели расширенного скейлинга.

Литература:

1. Das S. K., Choi S. U., Yu W., Pradeep T. Nanofluids: science and technology. – John Wiley & Sons, 2007. – 485 p.
2. Saidur R., Leong K. Y., Mohammad H. A. A review on applications and challenges of nanofluids // Renewable and Sustainable Energy Reviews. – 2011. – Vol. 15. – P. 1646–1668.

3. Перспективы применения нанотехнологий в холодильной технике. Часть 1. Теплофизические свойства наножидов: монография // В.П. Железный, Ю.В. Семенюк, О. Я. Хлиева, Н.Н. Лукьянов, А.Г. Никулин, А.С. Никулина // под ред. В.П. Железного. – Одесса: Феникс, 2019. – 313с.
4. *Muhammad Usman Sajid, Hafiz Muhammad Ali*. Recent advances in application of nanofluids in heat transfer devices: A critical review // *Renewable and Sustainable Energy Reviews*. – 2019. – Vol. 103. – P. 556-592.
5. *Efstathios E. (Stathis) Michaelides*. Nanofluidics: Thermodynamic and Transport Properties. – Switzerland: Springer International Publishing, 2014 – 335 p.
6. *Gupta M., Singh V., Kumar R., Said Z.* A review on thermophysical properties of nanofluids and heat transfer applications // *Renewable and Sustainable Energy Reviews*. – 2017. – Vol. 74. – P. 638–670.
7. *Angayarkanni S. A., Philip J.* Review on thermal properties of nanofluids: recent developments // *Advances in colloid and interface science* – 2015. – Vol. 225. – P. 146–176.
8. *Shahrul I. M., Mahbubul I. M., Khaleduzzaman S. S., Saidur R., Sabri M. F. M.* A comparative review on the specific heat of nanofluids for energy perspective // *Renewable and sustainable energy reviews*. – 2014. – Vol. 38. – P. 88–98.
9. *Ginzburg B. M., Tuichiev Sh., Rashidov D., Sodikov F. H., Tabarov S. H., Shepelevskii A. A.* Step-Wise Concentration Influence of Fullerenes C₆₀ and C₇₀ on the Various Parameters of Condensed Systems // *Journal of Macromolecular Science, Part B: Physics*. 2015 – Volume 54. – Issue 5. – P. 533-543.
10. *Ginzburg B. M., Tuichiev Sh., Tabarov S. H.* Formation of Zero Density Regions During the Dissolving of C₆₀ and C₇₀ // *Journal of Macromolecular Science, Part B: Physics*. 2013 – Vol. 52. – P. 773–787.
11. *Mekalova, N.V.* Fullerenes in solutions (in Russian): Ph. D. thesis (incomplete due to death of the author). State University of Ufa, Ufa. – 2001. – P. 107.
12. *Ginzburg, B.M., Tuichiev, Sh., Tabarov S.H.* Concentration-dependent variations in the density of C₆₀ fullerene solutions in aromatic solvents // *Technical Physics Letters*. 2007 – Volume 33. – P. 639-640.
13. *Mchedlov-Petrosyan N.O.* Fullerenes in liquid media: an unsettling intrusion into the solution chemistry // *Chemical Review*. – 2013 – Vol. 113, № 7. – P. 5149–5193.
14. *Елецкий А.В.* Фуллерены в растворах // *Теплофизика высоких температур*. 1996 – Т.34, №2. – С. 308-323.
15. *Безмельницын В.Н., Елецкий А.В., Окунь М.В.* Фуллерены в растворах // *Успехи физических наук*. – 1998. – Т.168, №11. – С. 1195-1220.
16. *Содиков Ф.Х.* Структура и физические свойства растворов фуллеренов и фуллереннаполненных полимерных матриц: дисс. на соиск. ученой степени канд. ф.-м. наук. – Душанбе. – 2017. – 153 с.
17. *Содиков Ф.Х., Табаров С.Х., Туйчиев Ш., Акназарова Ш., Туйчиев Л.* Исследование влияния фуллерена C₆₀ на теплофизические свойства орто-ксилола и хлорбензола // *ДАН РТ*. – 2016. – Т. 59, №5-6. – С. 218-222.

18. *Herbst M.H., Dias G.H.M., Magalhaes J.G., Torres R.B., Volpe P.L.O.* Enthalpy of solution of fullerene [60] in some aromatic solvents // J. Molec. Liquids. – 2005. – Vol. 118, I. 9. – P. 9-13.
19. *Zhelezny V., Geller V., Semenyuk Y., Nikulin A., Lukianov N., Lozovsky T.* Effect of Al₂O₃ Nanoparticles Additives on the Density, Saturated Vapor Pressure, Surface Tension and Viscosity of Isopropyl Alcohol // International Journal of Thermophysics. 2018. – V. 39, I. 3. – P. 1-8.
20. *Zhelezny V.P.* The Methods of Prediction of the Properties for Substances on the Coexistence Curve Including Vicinity of the Critical Point // Non-linear Dielectric Phenomena in Complex Liquids // NATO Science Series II: Mathematics, Physics and Chemistry. Volume 157 // edited by S.J. Rzoska, V.P. Zhelezny. – Jaszowiec-Ustron, Poland. 2003. – P. 163-175.

Ханчич К.Ю., Желєзний В.П., Мотовий І.В., Турбуркат К.Ф.

Вплив добавок фулерену C₆₀ на густину о-ксилола

АНОТАЦІЯ

Представлені результати експериментального дослідження густини розчинів о-ксилол/ фулерен C₆₀ в інтервалі концентрації 0-0.55 мас.% і температур 283-343 К. Для вимірювання густини був застосований пікнометричний метод з розширеною невизначеністю 0.07%. Отримано концентраційні і температурні залежності значень густини розчинів о-ксилол/ фулерен C₆₀. Показано, що температурні залежності густини утворюють сімейство практично еквідистантних прямих ліній. У той же час концентраційні залежності густини виявляють особливість, яка вказує на ймовірні структурні перетворення у базовій рідині при додаванні невеликої кількості фулерену C₆₀. Показано, що всі концентраційні залежності густини досліджуваних розчинів мають мінімум в околі концентрації фулерену 0.05 мас.% у всьому дослідженому діапазоні температур. Крім того, вказані залежності складаються з двох гілок, на кожній з яких густина змінюється за власним законом. Інтерес представляє феномен зменшення густини при невеликих добавках фулерена C₆₀ в о-ксилол. В роботі запропоновано використовувати для цілі прогнозування густини розчинів о-ксилол/фулерен C₆₀ у широкому інтервалі параметрів стану модель розширеного скейлінгу з універсальною для неасоційованих речовин кросоверною функцією. У рамках вказаної моделі були проведені розрахунки псевдокритичних параметрів розчинів о-ксилол/фулерен C₆₀. Автори відмічають, що концентраційні залежності таких псевдокритичних параметрів також мають мінімум в околі концентрації фулерену 0.05 мас.%. Розраховані по запропонованим рівнянням залежності значень густини розчинів о-ксилол/фуллерен C₆₀ узгоджуються з експериментальними даними у межах розширеної невизначеності. Розраховані значення надлишкового мольного об'єму розчинів о-ксилол/фуллерен C₆₀.

Ключові слова: о-ксилол, фулерен C₆₀, розчин, нанофлюїд, густина, концентрація, температура

Khanchych K.Yu., Zhelezny V.P., Motovoy I.V., Tumburkat K.F.

The effect of fullerene C₆₀ additives on the density of o-xylene

SUMMARY

The results of the experimental study of the density of o-xylene/ fullerene C₆₀ solutions in the concentration range 0-0.55 wt.% and temperatures 283-343 K are presented. The density was measured by a pycnometric method with an extended uncertainty of 0.07%. The concentration and temperature dependences of the density of o-xylene/ fullerene C₆₀ solutions were obtained. It was shown that the temperature dependences of the density form a family of almost equidistant straight lines. At the same time, the concentration dependences of the density have a peculiarity that indicates probable structural transformations in the base fluid when a small amount of fullerene C₆₀ is added. It was shown that all concentration dependences of the density of the studied solutions have a minimum in the vicinity of the fullerene concentration of 0.05 wt.% in the entire investigated temperature range. In addition, these dependences consist of two branches with different behavior. Of interest is the phenomenon of the density reduction in the region of small fullerene C₆₀ additives to o-xylene. It is proposed to use an extended scaling model with a universal for non-associated substances crossover function for predicting the density of o-xylene/ fullerene C₆₀ solutions in a wide range of state parameters. Within this model, the pseudocritical parameters of o-xylene/ fullerene C₆₀ solutions were calculated. The authors note that the concentration dependences of the pseudocritical parameters also have a minimum in the vicinity of the fullerene concentration of 0.05 wt.%. The density of o-xylene/ fullerene C₆₀ solutions calculated according to the proposed equations are consistent with the experimental data within the extended uncertainty. The excess molar volume of o-xylene/ fullerene C₆₀ solutions was calculated.

Keywords: o-xylene, fullerene C₆₀, solution, nanofluid, density, concentration, temperature

ТЕПЛОМАСООБМІН

УДК 697

Дорошенко А.В.¹, Халак В.Ф.¹, Глауберман М.А.²

¹ Одесская национальная академия пищевых технологий
² Одесский национальный университет имени И.И.Мечникова
E-mail: dor_av43@i.ua

Разработка и экспериментальное исследование рабочих характеристик полимерных солнечных коллекторов для энергетических систем

Потребление электричества на нагрев воды составляет значительную часть от общего энергопотребления. Наиболее часто для нагрева воды используют электронагреватели, либо газовые бойлеры. Широкое распространение во многих странах получили солнечные водонагревательные системы, которые могут использоваться для снижения пиковых нагрузок, а в отдельных случаях для полной замены традиционных систем при использовании баков-аккумуляторов с системой накопления энергии. Одним из самых дорогих элементов такой системы является солнечный коллектор, стоимость которого зависит от используемых материалов в его конструкции. Плоские жидкостные коллекторы из полимерных материалов в последние годы интенсивно разрабатываются из-за их сравнительно низкой стоимости, малого веса, и коррозионной устойчивости с целью заменить металлические коллекторы в широком диапазоне применений. В настоящей работе рассмотрены варианты экспериментально исследованных полимерных коллекторов в последнее десятилетие. Экспериментальные результаты исследованных полимерных солнечных коллекторов были обработаны и сравнены с существующими исследованиями в этой области. Показано, что разные виды полимерных материалов могут быть использованы в конструкции теплоприемника (абсорбера) и прозрачного покрытия на достаточно высоком температурном уровне, при использовании полимерных материалов с добавками, повышающими срок службы и температурную устойчивость. Исследовано влияние воздушного зазора на эффективность солнечного коллектора, и показано что при малых скоростях ветра оно незначительно. Использование полимерных материалов в солнечных полимерных коллекторах это важный шаг на пути к более экологичной системе преобразования энергии для решения проблем связанных с ростом глобального спроса на электроэнергию.

Ключевые слова: солнечный коллектор, полимерные материалы, эффективность, эксперимент

Введение. Согласно отчёту IRENA 2019 [1] затраты электроэнергии на отопление и кондиционирование в жилых помещениях составляют около 51%, в то время как рост возобновляемой энергетики в этом секторе очень медленный (на 2019 год он составил лишь 10% от этих затрат). В домашних системах горячего водоснабжения и отопления доля использования электроэнергии для нагрева воды составляет около 30% [2] от суммарного электропотребления. Системы кондиционирования воздуха прибавляют к этому числу дополнитель-

но 17%. Для решения этих задач могут быть использованы системы кондиционирования на основе солнечных абсорбционных циклов [2].

Поскольку количество новых зданий неуклонно растет, а с ними и рост потребления электроэнергии, использование возобновляемых источников для нагрева воды и систем отопления позволяет значительно уменьшить нагрузку на электросеть. В мире идет активное развитие этой отрасли, среди лидеров по суммарной установленной мощности солнечных водонагревательных коллекторов в 2018 году стали Китай, США, Турция, Германия, Бразилия [1].

1. Перспективы использования полимерных материалов в солнечных жидкостных коллекторах. Традиционные плоские жидкостные солнечные коллекторы изготавливаются из цветных металлов, в которых для предотвращения коррозии в качестве теплоносителя используют специальные антикоррозионные жидкости, что отражается на их стоимости. Для нагрева воды из системы водоснабжения альтернативой могут быть солнечные коллекторы из полимерных материалов (СКЖ/П) [1]. Типичная конструкция такого коллектора изображена на Рис 1. и состоит из корпуса (1), теплоизоляции дна (2), полимерной плиты теплоприемника (3), гидравлических коллекторов (4,5) и прозрачного покрытия (ПП) из стекла или листового прозрачного полимера (6). Преимуществами полимерных материалов является малый вес, низкая стоимость по сравнению с цветными металлами, устойчивость к коррозии. При использовании в качестве элементов солнечного коллектора полимерных материалов к ним предъявляются следующие требования: устойчивость к рабочим температурам воды и давлению, а также к воздействию ультрафиолетового излучения.

Прицип работы солнечного жидкостного коллектора основан на поглощении падающего на его теплоприемник солнечного излучения, вследствие чего вода (теплоноситель), циркулирующая через него, нагревается. Циркулирующий теплоноситель из теплоприемника поступает в верхнюю часть бака-теплоаккумулятора, и затем более холодный теплоноситель из нижней части возвращается в коллектор, где нагревается. Холодная вода из системы водоснабжения поступает в нижнюю часть БА, в то время как нагретая вода из его верхней части поступает потребителю.

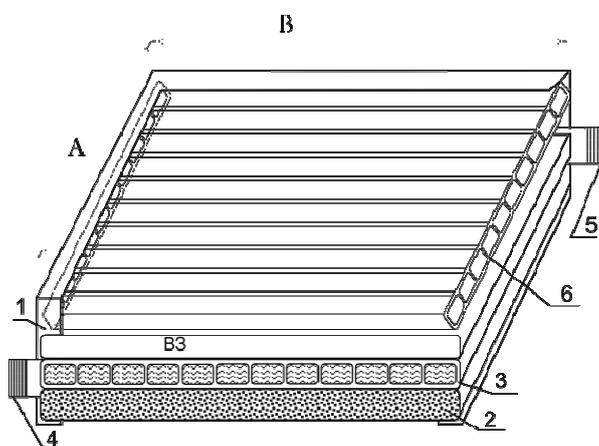


Рис. 1 Схематическое изображение полимерного солнечного коллектора

Существует большое количество полимерных материалов, которые потенциально могут применяться в производстве полимерных коллекторов [3–5], хотя постоянное развитие технологий приводит к появлению новых полимеров и улучшению свойств существующих. В зависимости от применяемых наполнителей и способа производства, свойства пластиков могут изменяться в сторону большей устойчивости к ультрафиолету, повышению термической стабильности (устойчивость к высокой температуре) и прочности. Улучшение характеристик хорошо видно на примере поликарбоната, который разрушается и желтеет при воздействии ультрафиолета примерно за год, но его изготовление с защитным слоем от ультрафиолета повышает срок службы примерно до 10 лет [6]. Широкий обзор применяемых полимеров для теплоприемника и прозрачного покрытия рассмотрен в работе [7].

Полимерные материалы могут использоваться и в металлических жидкостных коллекторах (примером могут быть работы Ghoneim [8] и Kessentini [9]). В работе Ghoneim [8] использовался ячеистый полимерный материал, размещенный в пространстве воздушного зазора СКЖ для уменьшения естественной циркуляции воздуха. Автор исследовал влияние сотовой поликарбонатной пластины, помещенной в пространство между прозрачным покрытием из стекла и теплоприемником на снижение конвективного теплообмена между теплоприемником и прозрачным покрытием. Для оценки влияния полимерной вставки на эффективность были исследованы варианты с нею («with honeycomb», w/hc) и без нее («without honeycomb», wo/hc). Сотовая вставка снизила оптический КПД незначительно по сравнению со снижением коэффициента тепловых потерь.

Kessentini и др. [9] предложили численную модель для оптимизации конструкции алюминиевого солнечного коллектора с прозрачным покрытием из стекла. Для уменьшения конвективных потерь и веса СКЖ также была использована полимерная сотовая вставка расположенная между прозрачным покрытием и теплоприемником. В нижней части коллектора был расположен воздушный канал с автоматической принудительной вентиляцией для защиты от стагнации. По результатам исследования были предложены оптимальные геометрические характеристики коллектора: толщина изоляции дна и боковых сторон коллектора – 60 мм, высота сотовой вставки – 80 мм, высота зазора между теплоприемником и сотовой вставкой – 15 мм, высота вентиляционного канала – 20 мм.

2. Основные задачи исследования. Плоские коллекторы из полимерных материалов изучались многими исследователями, например Ehrenwirth [10], Martinopoulos [11], Cristofari [12], но внимания к влиянию высоты воздушного зазора на характеристики СКЖ в них не уделялось.

Авторами разработаны и испытаны два варианта солнечных коллектора из полимерных материалов, с эффективностью, сравнимой с существующими аналогами, и малой стоимостью. В качестве полимерного материала был выбран поликарбонат, свойства которого приведены в табл. 1. Сравнимые варианты полимерных СКЖ отличались высотой воздушного зазора

Анализ, проведенный по методике полного жизненного цикла (ПЖЦ) выполненный Chen [13] для СКЖ/П; и Carlsson [14] для металлических плоских,

Таблица 1. Некоторые свойства поликарбоната

Точка размягчения	150-160 °С
Растворимость в воде	нерастворим
Теплопроводность материала	3 Вт·м ² /К

вакуумных и полимерных плоских коллекторов демонстрирует положительное влияние полимерных материалов на экологические характеристики при их использовании в конструкции СКж по сравнению с традиционными металлическими и вакуумными солнечными коллекторами.

3. Методология исследований. Сравнительные исследования разработанных полимерных СКж проводились в открытой среде. Экспериментальный стенд состоял из двух полимерных коллекторов (площадью 1.26 м² каждый) с разной величиной воздушного зазора между поверхностью теплоприемника и прозрачным покрытием (СК10 – 10мм, СК25 – 25мм), двух баков-теплоаккумуляторов емкостью по 80 л, центробежного насоса. Схема стенда изображена на рис 2. Для определения тепловой эффективности измерялось количество падающего на плоскость СК солнечного излучения G_t , температура пластины теплоприемника $T_{\text{пл}}$, температура окружающего воздуха T_a , расход жидкости, скорость ветра. Для облегчения сравнения результатов испытаний с зарубежными аналогами рекомендуется устанавливать коллектор таким образом, чтобы угол наклона апертуры относительно горизонтали составлял $45^\circ \pm 5$ [18], поэтому угол наклона был выбран равным 45° .

Массовый расход рециркулирующей жидкости во время испытаний поддерживался постоянным на уровне 0.023 кг/с, средняя скорость ветра в период испытаний была 1 м/с. Набор из девяти датчиков температуры DS18B20 ис-

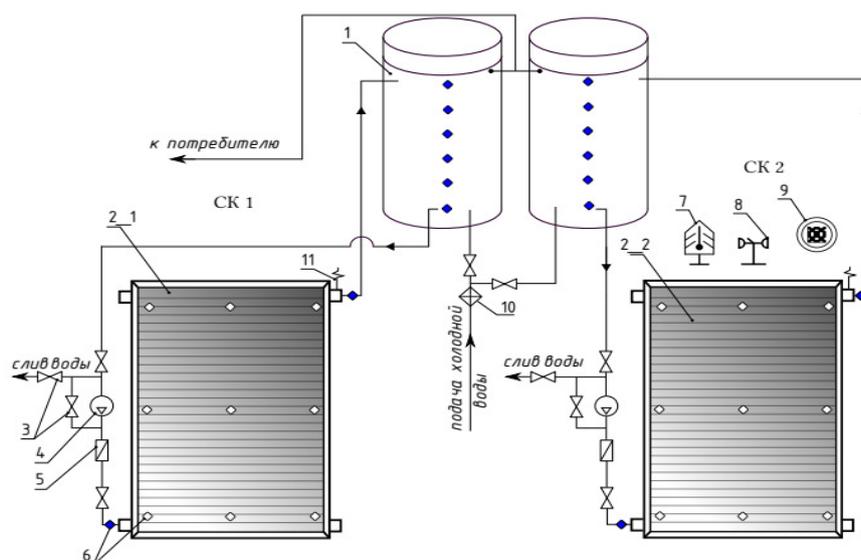


Рис. 2. Схематическое изображение испытательного стенда: 1 – БТА; 2_1 – СК с воздушным зазором 10 мм; 2_2 – СК с воздушным зазором 25 мм; 3 – запорный вентиль; 4 – насос; 5 – расходомер; 6 – термометр; 7 – термометр; 8 – анемометр; 9 – пиранометр; 10 – фильтр; 11 – воздушный клапан

Таблица 2

Технические характеристики полимерных СК (с воздушным зазором 10 мм и 25 мм)

Площадь апертуры	1.26 м ²
Площадь теплоприемника	1.14 м ²
Прозрачное покрытие, теплоприемника	10 мм двустенный поликарбонат Polygal
Теплоноситель	вода
Вместимость теплоприемника	11.84 л
Боковая изоляция	20 мм (полистирол)
Изоляция дна СКж/П	50 мм (минвата)

пользовался для измерения средней температуры теплоприемника. Для измерения температуры жидкости на входе и выходе из коллекторов устанавливались термопары, сигнал от них обрабатывался 19-битным аналого-цифровым преобразователем. В теплоизолированном баке-теплоаккумуляторе были размещены по его высоте 6 термопар на расстоянии 13 мм каждая для измерения распределения температур (стратификации). Данные записывались с 15 минутным интервалом в условиях установившегося режима.

Технические характеристики исследуемых коллекторов приведены в табл. 2. Коллектор разработан для использования в среде без избыточного давления, материал теплоприемника устойчив к воздействию температур приблизительно до 130 °С.

4. Анализ экспериментальных результатов. Конвективную составляющую коэффициента теплоотдачи для наружной поверхности коллектора можно рассчитать по формуле 1 [15], т.к. скорость ветра незначительно варьировалась и составляла около 1 м/с, а уравнение справедливо при скорости ветра от 1 до 1.5 м/с и температуре наружного воздуха от 0 °С до 35°С:

$$\alpha_{pa}^k = 7 + 2.1 \cdot w. \quad (1)$$

Радиационную составляющую коэффициента теплоотдачи можно рассчитать по формуле:

$$\alpha_{ab-p}^r = \sigma \cdot (T_{ab} - T_p) \cdot \frac{T_{ab}^2 - T_p^2}{\frac{1}{\varepsilon_{ab}} + \frac{1}{\varepsilon_p} - 1}. \quad (2)$$

где α_{pa}^k и α_{ab-p}^r – конвективная и радиационная составляющие коэффициента теплоотдачи, Вт/(м²·К); w – скорость ветра над прозрачным покрытием коллектора, м/с; $\varepsilon_{ab}, \varepsilon_p$ – излучательная способность теплоприемника и прозрачного покрытия; σ – постоянная Стефана-Больцмана, Вт/(м²·К⁴). Величина суммарного коэффициента потерь может быть рассчитана как сумма локальных термических сопротивлений R :

$$U_i = 1 / \sum_{i=1}^n R_n. \quad (3)$$

где U_i – коэффициент потерь на рассматриваемом участке СКЖ/П, Вт/(м²·К); R_n – локальное термическое сопротивление, (м²·К)/Вт; $n = 4$ для рассматриваемого СКЖ/П (термические сопротивления через: первое прозрачное покрытие, второе прозрачное покрытие, боковые стенки и дно коллектора).

В тепловых расчетах пренебрегаем влиянием ребер жёсткости полимерных многоканальных плит. В таком случае тепловой расчёт полимерного коллектора в целом аналогичен расчёту обычных коллекторов с двойным прозрачным покрытием. При расчёте солнечного коллектора были использованы допущения: – поток солнечного излучения распределен равномерно по всей пластине теплоприемника коллектора, – влияние ребер жесткости пренебрежимо мало. Температура небосвода определялась по упрощенному уравнению [16] как $T_s = T_a - 20$, уравнение справедливо при безоблачной погоде. Коэффициент потерь через прозрачные покрытия определялся итеративным способом, т.к. различия при расчете по упрощенному уравнению Klein [17] (для определения коэффициента тепловых потерь через прозрачное покрытие) составляют 25%.

В расчетах излучательная способность пластины теплоприемника СКЖ была принята $\varepsilon_{ab} = 0.94$, прозрачного покрытия – $\varepsilon_p = 0.88$, поглощательная способность черного покрытия – 0.94.

На практике, при анализе характеристик СКЖ вводится понятие эффективности коллектора F' , представляющее собой отношение термического сопротивления переносу теплоты от поглощающей пластины теплоприемника СКЖ к окружающему воздуху к термическому сопротивлению переносу теплоты от нагреваемой жидкости к окружающему воздуху [18]. При расчете F' для рассматриваемой конструкции СКЖ использовалась формула:

$$F' = \frac{1/U_\Sigma}{b \cdot \left(\frac{1}{U_\Sigma \cdot (D + (b - D) \cdot F)} + \frac{1}{\pi \cdot D \cdot \alpha_{fi}} \right)} \quad (4),$$

где b – расстояние между центрами соседних каналов поликарбонатной плиты, м; D – эквивалентный диаметр канала теплоприемника, м; α_{fi} – коэффициент теплоотдачи от стенки канала теплоприемника к жидкости, Вт/(м²·К); α_{fi} был принят для условий естественной конвекции равным 300 Вт/(м²·К); F – эффективность ребра прямоугольного профиля (поскольку в поликарбонатной многоканальной плите отсутствует традиционное оребрение каналов теплоприемника, в расчетах принимали для СКЖ/П величину $F = 1$).

Полезная энергия, полученная площадью теплоприемника при установившемся режиме, рассчитывалась по формуле:

$$Q_u = A_c \cdot F_r \cdot (G_i \cdot (\tau\alpha) - U_\Sigma \cdot (T_i - T_a)), \quad (5)$$

где A_c – площадь СКЖ, $F_r = F' \cdot F''$ – коэффициент отвода тепла из коллектора, (F'' – коэффициент учитывающий расход жидкости [18]), $(\tau\alpha)$ – общая приведённая поглощательная способность (включающая падающее солнечное излу-

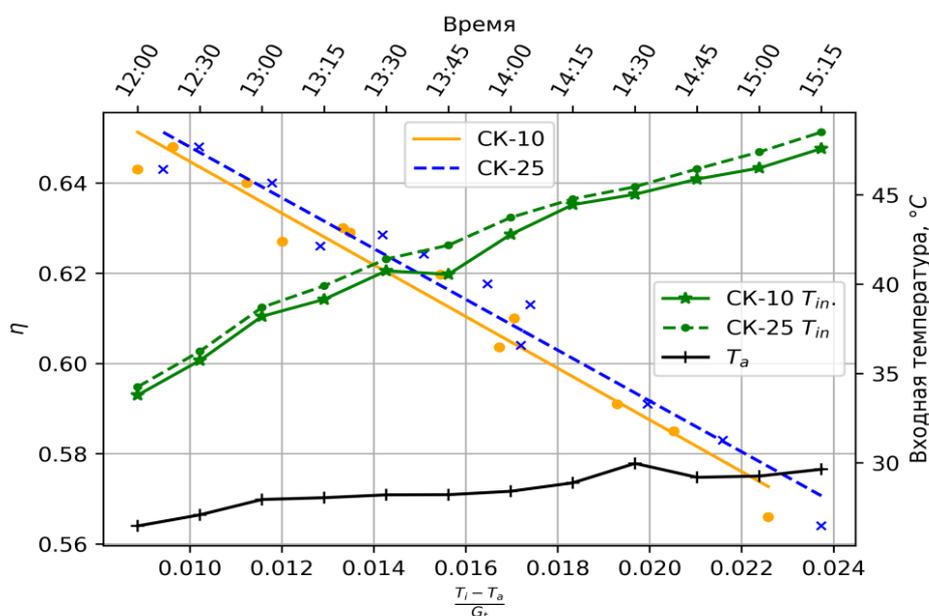


Рис. 3 Измеренная входная температура жидкости и эффективность солнечного коллектора $\eta_{np} = T_{np}$ (при солнечном излучении от 800 до 930 Вт/м²)

чение, рассеянное, отраженное от земли), T_i – температура жидкости на входе в коллектор, T_a – температура наружного воздуха.

Коэффициент полезного действия СКж можно рассчитать по формуле:

$$\eta_{np} = \frac{Q_u}{A_c \cdot G_t} \quad (6)$$

Для построения зависимостей коэффициента полезного действия от разницы температур используется комплекс, называемый приведенной температурой:

$$T_{np} = \frac{T_i - T_a}{G_t} \quad (7)$$

Результаты расчетов представлены на рис. 3, и показывают незначительное влияние воздушного зазора между поверхностью теплоприемника и ПП на эффективность полимерного коллектора в пределах выбранного интервала величины воздушного зазора. Требуется дальнейшие исследования с варьированием величины ВЗ в более широком диапазоне (0-25), при разных режимах эксплуатации.

Уравнения зависимости $\eta = f(T_{np})$ на рис. 3, полученные методом регрессионного анализа, для СК10 и СК25:

$$\eta_{СК10} = 0.699 - 4.177 \cdot T_{np} \quad (СК10);$$

$$\eta_{СК25} = 0.704 - 5.627 \cdot T_{np} \quad (СК25).$$

Наиболее близким по характеристикам к исследуемым коллекторам является работа Cristofari [12], в которой были проведены испытания солнечного полимерного коллектора с теплоприемником из поликарбоната и прозрачным покрытием из стекла; к сожалению, данные относительно величины воздушного зазора в ней не указаны. В работе [12] было экспериментально исследовано

Таблица 3

Геометрические характеристики СКж по работе Cristofari [12]

Площадь апертуры	2 м ²
Теплоноситель	вода
Изоляция	20 мм (полиуретан)
Прозрачное покрытие	4 мм стекло
Теплоприемник	10 мм двустенный поликарбонат
Расход теплоносителя	0.00265 кг/ с (на 1 м ²)

влияние скорости ветра на эффективность СКж в разное время года, а также смоделированы оптимальные геометрические параметры для солнечного коллектора. Характеристики испытанного коллектора приведены в табл. 3.

На рис. 4 изображены графики эффективности исследованного испытуемого полимерного коллектора в сравнении с полимерным коллектором по работе Cristofari (СКж с теплоприемником из поликарбоната и прозрачным покрытием из стекла) [12]. В этой работе испытывался полимерный солнечный коллектор с прозрачным покрытием из стекла в безветренную погоду в августе «August wind speed 0 m/s» (AugV0) и феврале «February wind speed 0 m/s» (FebV0), а также в тех же месяцах при скорости ветра 5 м/с «August wind speed 5 m/s and February wind speed 5 m/s» (AugV5 и FebV5).

На рис. 5 показаны графики эффективности разработанного полимерного коллектора в сравнении с металлическими коллекторами с полимерной вставкой по работам Ghoneim [8] и Kessentini [9].

Проведенный анализ литературы показал высокий интерес к использованию полимерных материалов в конструкции СКж. Результаты наших испытаний (СКж с теплоприемником и прозрачным покрытием из поликарбоната) близки к результатам полученным в работе Cristofari [12] (СКж с теплоприемником из поликарбоната и прозрачным покрытием из стекла). Дальнейшие исследования необходимы для экспериментального определения оптимального размера каналов теплопремника, что позволит более равномерно распределить

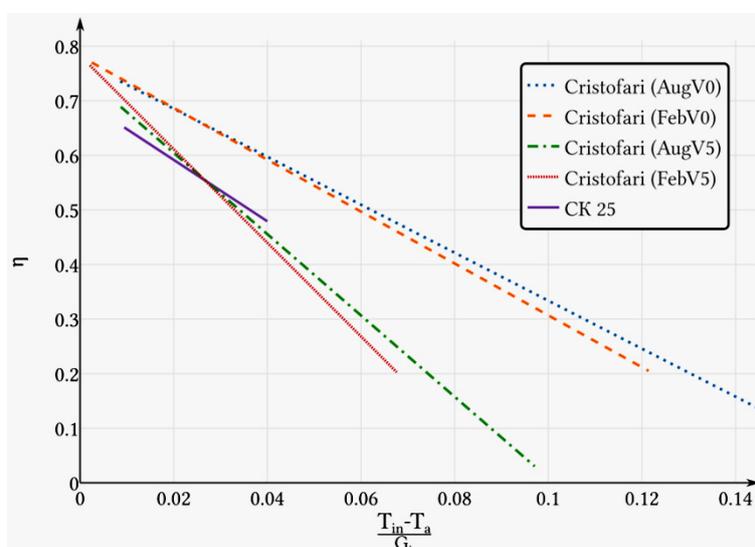


Рис. 4 Эффективность полимерных жидкостных коллекторов

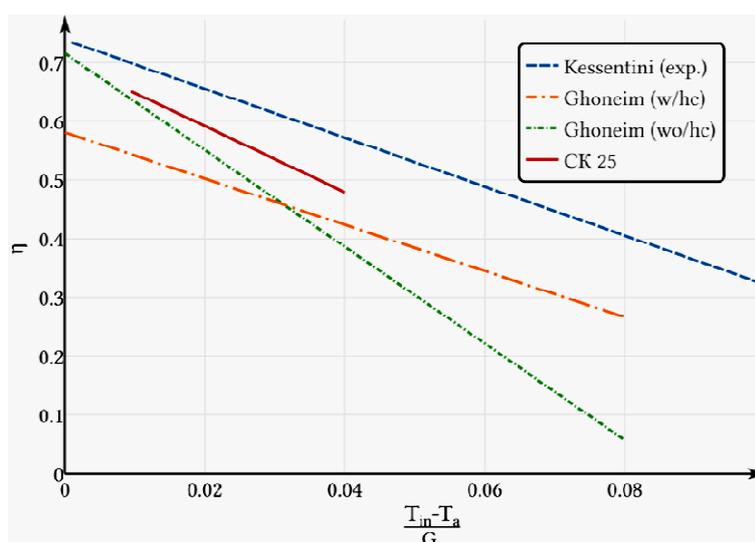


Рис. 5. Эффективность СК25 и металлических коллекторов с полимерной вставкой

теплоноситель по его каналам и повысить эффективность СКж/П. На основе полимерных модификаций СКж/П планируется создание многофункциональных солнечных систем для обеспечения тепло-хладоснабжения промышленных и жилых объектов, осушения и кондиционирования воздуха в солнечных абсорбционных системах.

Выводы:

1. В работе были испытаны две модификации полимерных солнечных коллекторов с различной величиной воздушного зазора между теплоприемником и прозрачным покрытием, при постоянном расходе 0.023 кг/с и скорости ветра 1 м/с; в качестве полимерного материала теплоприемника был выбран поликарбонат, который наиболее удовлетворяет требованиям температурной и химической устойчивости и прочности; эффективность разработанных СКж находится на уровне мировых аналогов.

2. Разработанный полимерный жидкостной коллектор СКж имеет вдвое меньший вес и стоимость, чем традиционные металлические коллекторы.

3. Сравнительный анализ, проведенный авторами по методике полного жизненного цикла [13] для полимерных плоских жидкостных коллекторов СКж демонстрирует положительное влияние полимерных материалов на экологические характеристики по сравнению с традиционными металлическими и вакуумными солнечными коллекторами

Признательность. Авторы выражают благодарность директору АТ «БРО-ТЕП-ЕКО» за помощь с измерительным оборудованием для выполнения настоящего исследования.

Литература:

1. REN21. RENEWABLES 2019 GLOBAL STATUS REPORT: URL: <https://www.ren21.net/gsr-2019> (дата обращения: 30.10.2019).

2. Residential Energy Consumption Survey (RECS) – Energy Information Administration: URL: <https://www.eia.gov/consumption/residential/>(дата обращения: 30.10.2019).
3. *Raman R., Mantell S., Davidson J., et al.* A Review of Polymer Materials for Solar Water Heating Systems // *Journal of Solar Energy Engineering*. – 2000. – Vol. 122, № 2. – P. 92–100.
4. *Polymeric Materials for Solar Thermal Applications: / ed. by M. Köhl, M. Meir, P. Papillon, et al.* – Weinheim, Germany: 2012. – 418p.
5. *Gladen A. C., Davidson J. H., Mantell S. C.* The Effect of a Thermotropic Material on the Optical Efficiency and Stagnation Temperature of a Polymer Flat Plate Solar Collector // *Journal of Solar Energy Engineering*. – 2014. – Vol. 137, № 2. – P. 021003-021003–6.
6. *Kutz M.* Handbook of Environmental Degradation of Materials: – S.l.: William Andrew, 2018. – 684p.
7. *Doroshenko A. V., Khalak V. F.* The prospects of polymeric materials in assembling the solar water-thermal collectors. Comparative data analysis and exploratory research of promising solutions // *Refrigeration Engineering and Technology*. – 2018. – Vol. 54, № 5. – P. 44–52.
8. *Ghoneim A. A.* Performance optimization of solar collector equipped with different arrangements of square-celled honeycomb// *International Journal of Thermal Sciences*. – 2005. – Vol. 44, № 1. – P. 95–105.
9. *Kessentini H., Castro J., Capdevila R., et al.* Development of flat plate collector with plastic transparent insulation and low-cost overheating protection system // *Applied Energy*. – 2014. – Vol. 133. – P. 206–223.
10. *Ehrenwirth M., Albert-Seifried V., Beckenbauer D., et al.* Theoretical and Experimental Investigation of Polymeric Solar-Thermal Flat-Plate Collectors: *ISES Solar World Congress 2017*, Abu Dhabi, United Arab Emirates (UAE) , 29.10.2017.
11. *Martinopoulos G., Missirlis D., Tsilingiridis G., et al.* CFD modeling of a polymer solar collector. // *Renewable Energy*. – 2010. – Vol. 35, № 7. – P. 1499–1508.
12. *Cristofari C., Notton G., Poggi P., et al.* Modelling and performance of a copolymer solar water heating collector. // *Solar Energy*. – 2002. – Vol. 72, № 2. – P. 99–112.
13. *Chen G., Doroshenko A., Koltun P., et al.* Comparative field experimental investigations of different flat plate solar collectors // *Solar Energy*. – 2015. – Vol. 115. – P. 577–588.
14. *Carlsson B., Persson H., Meir M., et al.* A total cost perspective on use of polymeric materials in solar collectors – Importance of environmental performance on suitability // *Applied Energy*. – 2014. – Vol. 125. – P. 10–20.
15. *Schott T.* Operation Temperatures of PV Modules a Theoretical and Experimental Approach: *6th EC Photovoltaic Sol. Energy Conf.*, London , D. Reidel Publ. Co., 15.04.1985. P. 392–396.
16. *Solar Energy: The State of the Art: / ed. by J. M. Gordon.* – London: Routledge, 2001. – 724p.

17. Klein S. A. Calculation of flat-plate collector loss coefficients // Solar Energy. Апрель 1. – 1975. – Vol. 17, № 1. – P. 79–80.
18. Duffie J. A., Beckman W. A. Solar Engineering of Thermal Processes. – Hoboken, N.J: John Wiley and Sons, 2006. – 928p.

Doroshenko A.V., Khalak V.Ph., Glauberman M.A.

Experimental study of polymer solar collectors performance characteristics in development of clean and more efficient energy-conversion systems

SUMMARY

In the heating of water demand for electricity comprises a substantial part of more general household electrical consumption, where electrical and gas boilers are among the most widely used. Solar water heating systems have been around for some time in many countries, becoming more common nowadays to mitigate peak loads, and they can in some cases fully replace gas boilers and electrical heaters if a heat-accumulation tank is to be used. The solar collector is apparently the most complex and expensive element of such a system, which cumulative cost largely depends on the choice of materials and system size. The solar polymer flat plate collectors are of particular interest mainly because of their low weight and cost, resilience to corrosion, with an ultimate goal to replace metal-made parts altogether. Recent decades witnessed a steady rise of interest in solar energy conversion collector designs. In this paper we re-evaluated several proposed solutions in this field to compare our experimental results with that of gathered by other researchers, paying particular efforts to standardized methodology compliance. It could be demonstrated that polymeric materials with additives used in the construction of a heat sink (absorber), and in the transparent coating of a particular solar collector, are able to sustain high temperature levels yet retain its thermal stability, and possibly improving also its service life. The efficiency of the solar collector was further assessed with and without the effect of an air gap which manifested itself as being not significant at low wind speeds.

Use of polymeric materials in solar polymer collectors makes an important step towards development of a more clean energy-conversion system to cope with global energy demand spikes.

Keywords: solar collector, polymer materials, efficiency, experiment

Дорошенко О.В., Халак В.Ф., Глауберман М.А.

Розробка й експериментальне дослідження робочих характеристик полімерних сонячних колекторів для енергетичних систем

АНОТАЦІЯ

Споживання електрики на нагрівання води становить значну частину від загального енергоспоживання. Найчастіше для нагрівання води використовують електронагрівники, або газові бойлери. Широке поширення в багатьох країнах одержали сонячні водонагрівальні системи, які можуть використовуватися для зниження пікових навантажень, а в окремих випадках для повної заміни при використанні баків-акумуляторів із системою накопичення енергії. Одним з найдорожчих елементів такої системи є сонячний колектор, вартість якого залежить від використовуваних матеріалів і розміру. Плоскі рідинні колектори з полімерних матеріалів інтенсивно досліджуються через їхню вартість, малу вагу, і корозійну стійкість із метою замінити металеві колектори в широкому діапазоні застосувань. У даній роботі розглянуто кілька варіантів експериментально досліджених полімерних колекторів в останні десятиліття. Експериментальні результати досліджених полімерних сонячних колекторів, отримані в цій роботі, були оброблені й зрівняні з існуючими дослідженнями в цій галузі. Показане, що різні види полімерних матеріалів можуть бути використані в конструкції теплоприймача (абсорбера) і прозорого покриття на досить високому температурному рівні, при використанні полімерних матеріалів з добавками підвищувальними термін служби й температурну стійкість. Досліджений вплив повітряного зазору на ефективність сонячного колектора, і показане що при малих швидкостях вітру він не значний. Використання полімерних матеріалів у сонячних полімерних колекторах це важливий крок на шляху до більш екологічною системою перетворення енергії для вирішення проблем пов'язаних з зростанням глобального попиту на електроенергію.

Ключові слова: *сонячний колектор, полімерні матеріали, ефективність, експеримент*

ФІЗИКА ГОРІННЯ

УДК 536.46

Шевчук В.Г.¹, Полетаев Н. И.¹, Агеев Н. Д.¹, Киро С. А.²

¹Одесский национальный университет имени И. И. Мечникова, г. Одесса

²Физико-химический институт защиты окружающей среды и человека, г. Одесса

E-mail: incomb@ukr.net

Синергетические аспекты волнового горения пылей

Экспериментально изучены процессы самоорганизации горения микродисперсных частиц металлов, взвешенных в кислородсодержащих средах. Наблюдалось изменение структуры фронта горения пылевого пламени при изменении управляющих характеристик процесса, задаваемых физико-химическими характеристиками газозвеси и гидродинамическими условиями организации горения. Опыты проводились в полузакрытых трубах при зажигании газозвесей частиц Al, Mg, Zr у открытого и закрытого конца трубы, а также в условиях предварительно перемешанного пламени горючего и окислителя на пылевых горелках. Показано, что самоорганизация волнового горения газозвесей в трубах приводит к появлению каскада переходных режимов горения, зависящих от места поджога и характеристик пыли. При поджоге газозвесей у открытого конца трубы наблюдались переходы от ламинарного пламени, к двум типам вибрационного пламени, имеющих разную физическую природу, и к развитому турбулентному горению. Еще более сложный каскад структурных изменений пламени наблюдался в случае зажигания взвеси с закрытого конца трубы. В этом случае в газозвесах магния, алюминия и алюмомагниевого сплава различной дисперсности и концентрации наблюдался каскад переходов от ламинарного пламени к турбулентному, затем к пульсирующему пламени, переходящему в быстрое «языковое» горение. Каскадная смена режимов горения пыли в этих условиях сопровождалась увеличением скорости пламени от 2 до 300 м/с. Установлено, что наличие этих стадий и скорости пламени определяется физико-химическими параметрами смеси. Приведены результаты качественных исследований структуры ламинарного пламени частиц Al, Zr, Ti, Fe на пылевой горелке. Впервые наблюдалось существование при определенных условиях обращенного самоподдерживающегося пламени в пыли мелкодисперсного железа. Предположительно, такая необычная структура фронта горения пылевого пламени обусловлена кинетическим режимом горения частиц железа, для которого характерна экстремальная (с максимумом) зависимость скорости пламени от концентрации горючего.

Ключевые слова: самоорганизация процессов горения, горение металлов, скорость пламени, структура фронта пламени, переходные режимы.

Введение. Одним из центральных направлений в синергетике является изучение режимов с обострением в неравновесной системе, т.е. сверхбыстрого развития процесса, когда характерные параметры (температура, энергия, концентрация) неограниченно возрастают за конечное время обострения [1]. В основе механизма такого развития лежит нелинейная положительная обратная связь. Основная используемая модель, претендующая на объяснение процессов самоорганизации, образования структур и их сверхбыстрого развития, – это ма-

тематические закономерности процессов горения и теплопроводности (диффузии) в открытых нелинейных средах. На активной горючей среде (с нелинейными источниками энергии), несмотря на наличие диссипативных, рассасывающих неоднородности, факторов (теплопроводности, диффузии, дисперсии, гидродинамики и т.д.), возникают и самоподдерживаются очаги горения, метастабильные структуры горения. Эта модель представляет собой одну из наиболее простых, но глубоко содержательных на современном этапе моделирования процессов самоорганизации [2]. Поэтому, синергетика, как наука о самоорганизации в неравновесных открытых системах во многом базируется на подходах, развитых в физике горения. Действительно горючие и детонирующие среды являются типичным примером активных систем, то есть систем с распределенными нелинейными источниками тепла и массы и потоковой (диффузионной) связью между элементами системы. Волновое горение газовзвесей твердого горючего дает множество примеров образования и перестройки структуры фронта пламени при изменении управляющих параметров, задаваемых физико-химическими параметрами горючей смеси и гидродинамическими условиями организации горения.

Целью настоящей работы является выявление и анализ основных механизмов, определяющих процессы самоорганизации при волновом горении газовзвесей металлических частиц в зависимости от физико-химических характеристиках газовзвеси и гидродинамических условий организации горения.

Экспериментальные результаты и их анализ. Так в случае распространения пламени у открытого конца трубы [3] в полуоткрытых трубах ($L=1$ м) при зажигании пыли (Al , Mg , Zr , $Al+Zr$, $Al+Fe$, $Al+B$) процесс носит нестационарный характер, который можно интерпретировать, как следующий каскад переходов (рис. 1): ламинарное пламя с поверхностью фронта пламени, представляющий собой параболоид вращения, обращенный вершиной в исходную смесь, и постоянной скоростью (а) \rightarrow вибрационные пламя первого типа с такой же поверхностью и продольными колебаниями фронта с частотой, равной первому акустическому резонансу столба горючей взвеси (на длине трубы ук-

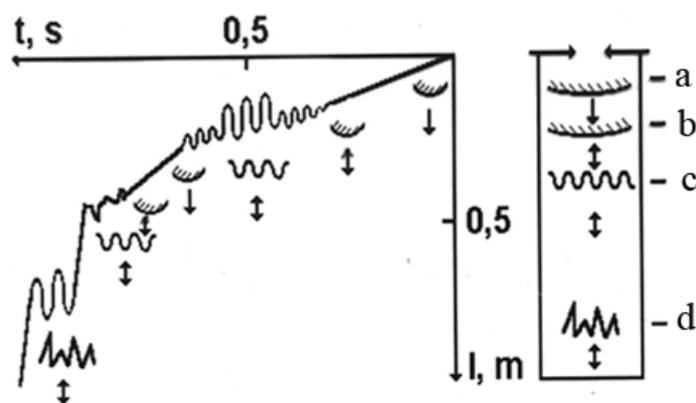


Рис. 1. Типичный каскад переходов при развитии вибрационного горения в полуоткрытых трубах при зажигании у открытого конца трубы. $L = 1$ м, $D = 0.056$ м. Алюминий АСД-4, концентрация $B_c = 380$ мг/м³

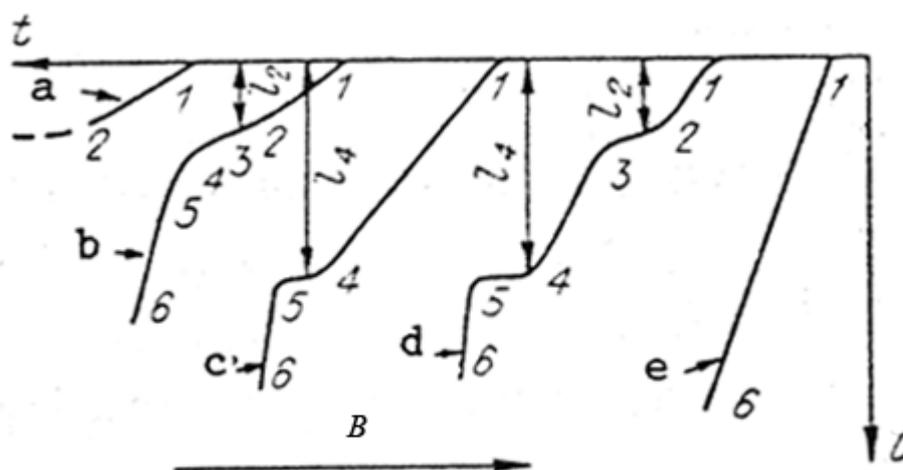


Рис. 2. Типы переходов при распространении пламени. В полузакрытых трубах концентрация увеличивается слева направо: а) продольные колебания с сохранением формы фронта (вибрационное горение I типа); б, с – изменение поверхности фронта в начальной стадии перехода к вибрационному горению II типа

ладывается четверть длины акустической волны), обусловленное модуляцией распространяющегося фронта акустическим течением в стоячей волне (b) → вибрационное пламя второго типа с волнообразованием на поверхности, являющимся результатом Тейлоровской неустойчивости раздела границы двух сред с различной плотностью (исходная смесь – продукты сгорания) под действием периодических колебаний, обусловленных вибрационным горением первого типа (c) → турбулентное пламя, как результат развития трубной турбулентности (d).

В зависимости от характеристик пыли возможен и обратный переход от колебаний второго типа к первому, затем к ламинарному пламени с последующим переходом к первому, который заканчивается развитием турбулентного пламени. Различные каскады переходов иллюстрирует рис. 2, представляющий собой зависимость продольной координаты фронта пламени от времени (показаны усредненные зависимости $l(t)$ без учета колебаний). Форма поверхности пламени в установившихся режимах приведена на рис. 3.

Еще более сложный каскад структурных изменений пламени имеет место в случае зажигания взвеси с закрытого конца трубы ($L=3$ м), когда фронт пламени находится под возмущающим воздействием распространяющихся продуктов сгорания [4]. В этом случае типичный процесс распространения пламени в пылях магния, алюминия и алюмомагниевого сплава различной дисперсности и концентрации представим в виде следующего каскада переходов (рис. 4а): ламинарное пламя с видимой скоростью порядка 2-6 м/с → турбулентное пламя со скоростями порядка 20-30 м/с, как результат развития трубной турбулентности (смыкание турбулентных пограничных слоев происходит на расстоянии порядка 15 диаметров трубы) → пульсирующее пламя, как результат развития нелинейных акустических колебаний (частота колебаний равна половине первого

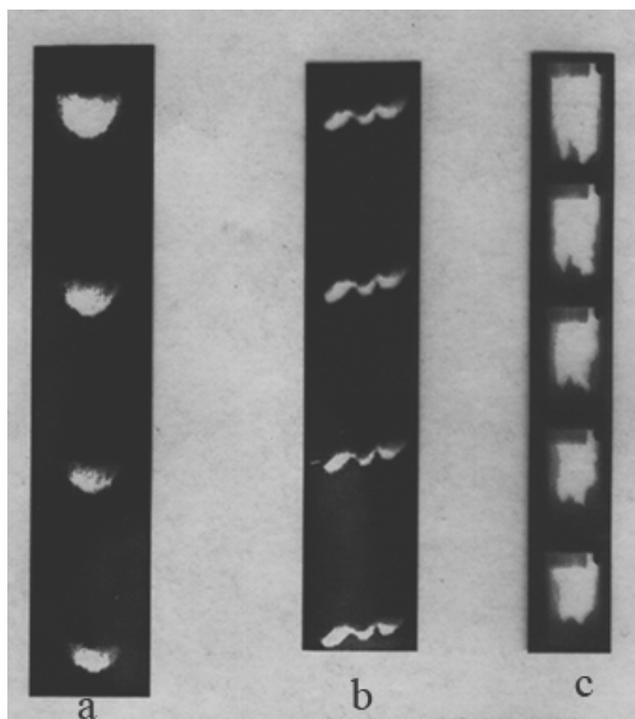


Рис. 3. Форма поверхности установившегося фронта пламени: а – ламинарное и вибрационное I типа пламя, б – вибрационное пламя II типа, с – турбулентное пламя.

акустического резонанса) → быстрое языковое горение со скоростями порядка 300 м/с, при котором пламя приобретает форму острого длинного языка, обращенного вершиной в исходную смесь (рис. 4б), как результат не скомпенсированного движущего перепада давления во фронте пламени трением исходной смеси о стенки трубы. Наличие этих стадий и скорости пламени определяются физико-химическими параметрами смеси.

На рис. 4а развитию нелинейных акустических колебаний соответствует индекс *a* (около 15 калибров). При этом на кривой 2 происходит 3 полных цикла колебаний, на кривых 3-4 шесть полных циклов. На рис 5а приведено более детальное изменение координаты фронта во времени (кривая 1). Усредненному положению фронта соответствует штриховая линия (кривая 2). Колебания давления у закрытого конца трубы в линейном и нелинейном режимах приведены на рис. 5б. Началу стадии развития «языкового» горения на длине 23-28 калибров соответствует индекс *b* на рис. 4б. «Язык» обычно движется по оси трубы и не заполняет все сечение (стенки трубы остаются практически чистыми без следов осаждения продуктов сгорания). Его форма показана на стоп-кадре кинограммы на рис. 4б.

Однако наиболее экзотические изменения структуры пламени наблюдались нами при изучении пылевого предварительно перемешанного факела (Al, Zr, Ti, Fe). Опыты проводились на пылевой горелке, представляющей собой два вертикальных коаксиальных цилиндра. По внутреннему каналу ($D = 1,6$ см) подавалась предварительно перемешанная смесь горючего и газа $O_2 + N_2$. По внешней трубе подавался спутный поток O_2 . Для быстро горящих пылей Al, Zr, Ti во всех случаях формировался фронт пламени, имеющий форму конуса

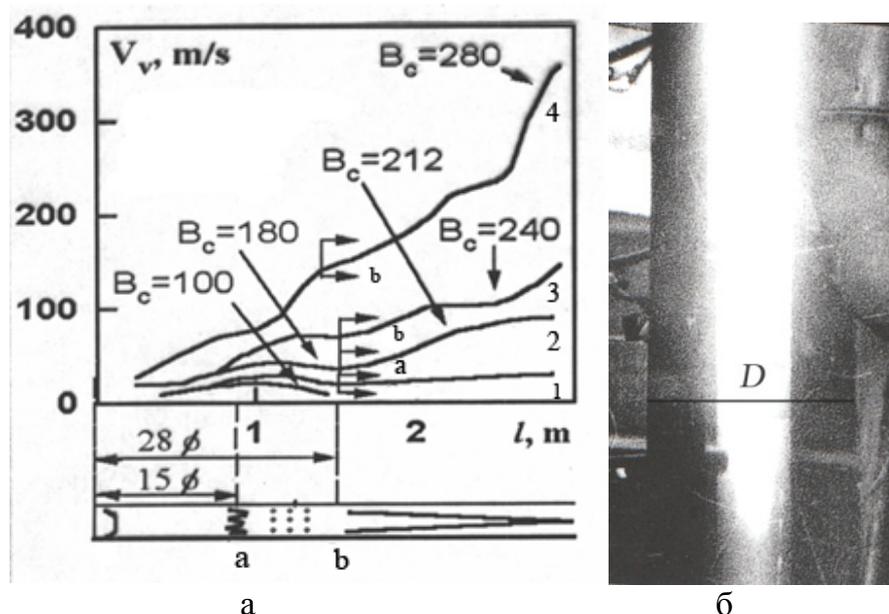


Рис.4. Распространение пламени в полуоткрытых трубах при зажигании у верхнего закрытого конца. Алюмомагниевого сплава ПАМ-4 (средний размер частиц $d_{10} = 14.5$ мкм), $L = 3$ м, $D = 0.056$ м. а) Зависимость скорости пламени по длине трубы; б) фотография «языка» пламени.

(рис.6а). Поток газов подбирались таким образом, чтобы существовал стационарный конус в отсутствие какого-либо дежурного пламени.

Для медленно горящих газозвесей частиц железа в очень узком диапазоне параметров (диаметр частиц равен 4 мкм) концентрация железа $B_c = 400$ г/м³, концентрация кислорода в несущем потоке 70%, фронт пламени обращался в сторону исходной смеси, принимая форму параболоида (рис. 6б). Стабильность обращенного фронта обеспечивалась за счет вихревого кольца, сформированного у основания фронта пламени. Такое изменение структуры фронта имело место только при наличии во внутреннем канале инжекционной трубки, обращенной устьем в направлении исходного течения (при обратном расположении устья эффект отсутствовал), через которую отсасывалась двухфазная смесь с целью получить необходимую концентрацию металла. По всей вероятности, при этом в исходной смеси формировался вогнутый в противоположную сторону потока профиль концентраций, соответствующий профилю фронта пламени. При этом для обеспечения заданной массовой скорости горения, фронт пламени вытягивался в заданном направлении. Заметим, что в газозвесевых смесях такой обращенный фронт горения может быть организован только при наличии во фронте в пламени какого-нибудь стабилизатора, например, металлической проволоочки на оси факела [5].

Предположительно, такая необычная структура фронта горения пылевого пламени обусловлена кинетическим режимом горения частиц железа, для газозвесей которого характерна экстремальная (с максимумом) зависимость скорости пламени от концентрации горючего. Частицы быстро горящих металлов выгорают в диффузионном режиме [6]. В этом режиме скорость распространения пламени монотонно увеличивается с увеличением концентрации металла

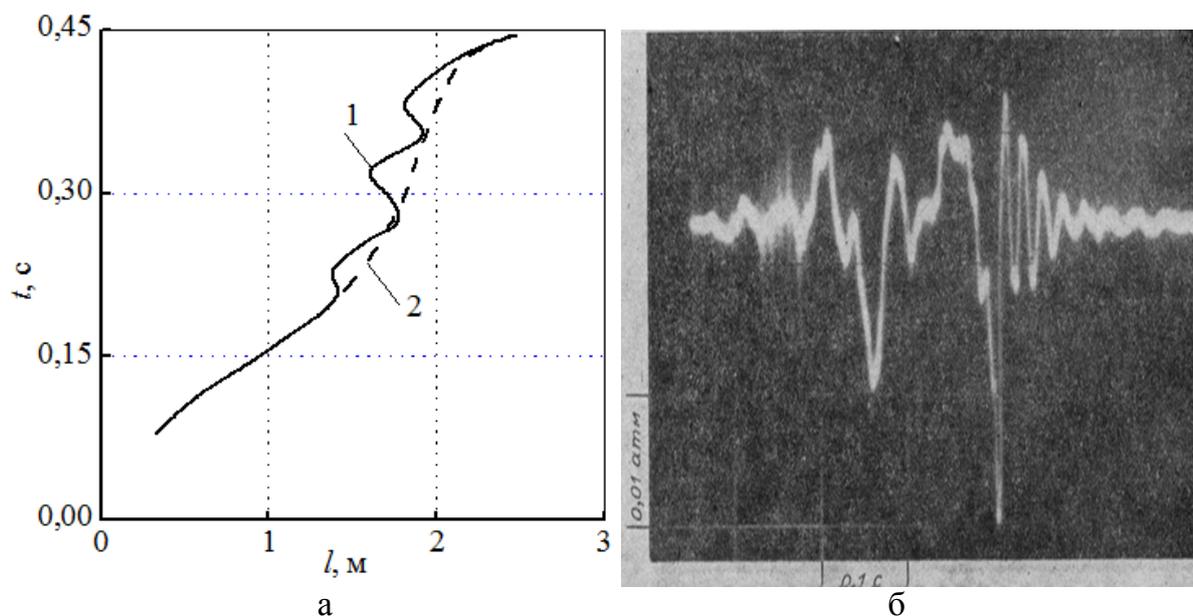


Рис. 5 Колебания координаты фронта пламени (а) и давления (б)

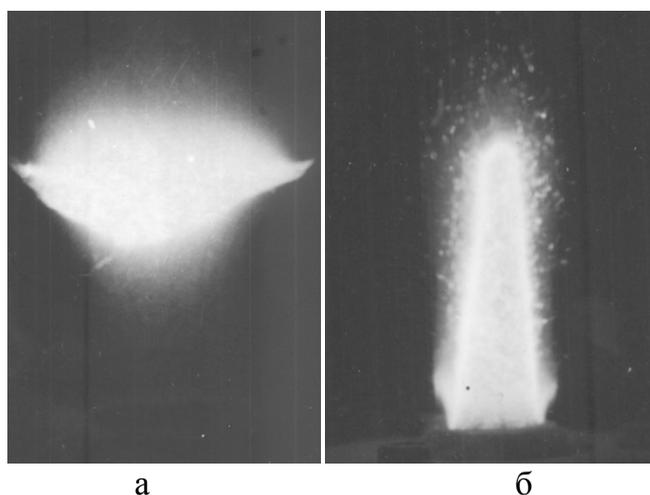


Рис. 6. Обращенный (а) и прямой (б) факел в газозвеси частиц железа

(до определенной концентрации в области богатых горючим смесей) и локальные радиальные распределения концентрации металла не оказывают такого же структурообразующего влияния на фронт пламени, как в случае частиц железа.

Выводы.

Таким образом, проведенные экспериментальные исследования наглядно демонстрируют сложную гидродинамическую ситуацию (в принципе нелинейную) и изменение структуры фронта пламени в переходных процессах волнового горения аэрозвесей металлов при изменении управляющих параметров горючей смеси, задаваемых физико-химическими характеристиками (концентрация, дисперсность и др.) и условиями организации процесса горения. Эти данные, в особенности различные механизмы каскадов пламени, приводящих, в одном случае, к развитой турбулентности пламени, а в другом к «языковому» горению такой же газозвеси, являются примером бифуркационной природы

химически реагирующих газодисперсных систем, являющейся общим признаком их самоорганизации.

Литература:

1. Князева Е.Н., Курдюмов С.П. Основания синергетики. Синергетическое мировидение. – М.: КомКнига, 2005. – 240 с.
2. Курдюмов С.П., Куркина Е.С. Спектр собственных функций автотельной задачи для нелинейного уравнения теплопроводности с источником // ЖВМиМФ. – 2004. – Т. 44, № 9. – С. 1619.
3. Асланов С. К., Шевчук В. Г. и др. Закономерности вибрационного горения газозавеси // Физика горения и взрыва. – 1993. – Т.26, № 2. – С.36-43.
4. Шевчук В. Г., Кондратьев Е. Н., Бойчук Л. В., Золотко А. Н. Высокоскоростные режимы горения газозавеси в полузакрытых трубах // Физика горения и взрыва. – 1986. – Т.22, № 2. – С.40-45.
5. Алексеев М.М. Гидродинамика и структура обращенного опрокинутого пламени. Диссертация кандидата физ.- мат. наук, – 2008, 128 с.
6. Poletaev N.I. Relationship between the dust flame propagation velocity and the combustion mode of fuel particles // Combustion, Explosion and Shock Waves – 2016. – Vol. 52, №. 6. – P. 673–682.

Шевчук В.Г., Полетаев М. І., Агеев М. Д., Кіро С. А.

Синергетичні аспекти хвильового горіння пилу

АНОТАЦІЯ

Експериментально вивчено процеси самоорганізації горіння мікродисперсних частинок металів, зважених в кисневмісних середовищах. Спостерігалися зміни структури фронту горіння пилового полум'я при зміні керуючих параметрів процесу, що задаються фізико-хімічними характеристиками газозавесі і гідродинамічними умовами організації горіння. Досліди проводилися в напівзакритих трубах при запалюванні пилу частинок Al, Mg, Zr у відкритого і закритого кінця труби, а також в умовах попередньо перемішаного полум'я пального і окиснювача на пилових пальниках. Показано, що самоорганізація хвильового горіння газозавеси в трубах призводить до появи каскаду перехідних режимів горіння, що залежать від місця підпалу і характеристик пилу. При підпалі газозавеси біля відкритого кінця труби спостерігалися переходи від ламінарного полум'я, до двох типів вібраційного полум'я, що мають різну фізичну природу, і до розвиненого турбулентного горіння. Ще більш складний каскад структурних змін полум'я спостерігався в разі запалювання суспензії з закритого кінця труби. В цьому випадку в газозавесах магнію, алюмінію і алюмомагнієвого сплаву різної дисперсності та концентрації спостерігався каскад переходів від ламінарного полум'я до турбулентного, потім до пульсуючого полум'я, яке переходить в швидке «язикове» горіння. Каскадна зміна режимів горіння пилу в цих умовах супроводжувалася збільшенням швидкості полум'я від 2 до 300 м/с. Встановлено, що наявність цих стадій і швидкості полум'я визначається фізико-хімічними параметрами газозавеси. Наведено результати якісних досліджень структури ламінарного полум'я частинок Al, Zr, Ti, Fe на пиловому пальнику. Вперше спостерігалася існування за певних умов оберненого самопідтримуючого-

ся полум'я в пилу дрібнодисперсного заліза. Імовірно, така незвичайна структура фронту горіння пилового полум'я зумовлена кінетичним режимом горіння частинок заліза, для якого характерна екстремальна (з максимумом) залежність швидкості полум'я від концентрації пального.

Ключові слова: самоорганізація процесів горіння, горіння металів, швидкість полум'я, структура фронту полум'я, перехідні режими.

Shevchuk V. G., Poletaev N. I., Ageev N. D., Kiro S. A.

Synergetic aspects of wave dust combustion

SUMMURY

The processes of self-organization of combustion of microdispersed metal particles suspended in oxygen-containing media were experimentally studied. Changes in the structure of the combustion front of the dust flame were observed with a change in the control characteristics of the process specified by the physicochemical characteristics of the gas suspension and the hydrodynamic conditions of the organization of combustion. The experiments were carried out in half-closed tubes when igniting the dust of Al, Mg, Zr particles at the open and closed end of the tube, as well as in the conditions of a pre-mixed fuel flame and oxidizer on dust burners. It is shown that the self-organization of wave combustion of dust in tubes leads to the appearance of a cascade of transient combustion modes, depending on the place of ignition and the characteristics of the dust. When burning a gas suspension at the open end of the tube, transitions from a laminar flame to two types of vibrational flame of different physical nature and to developed turbulent combustion were observed. An even more complex cascade of structural flame changes was observed in the case of ignition of a suspension from the closed end of the tube. In this case, in dusts of magnesium, aluminum, and an aluminum-magnesium alloy of various dispersion and concentration, a cascade of transitions from a laminar flame to a turbulent one, then to a pulsating flame, which turns into fast "tongue" burning, was observed. A cascade change in the dust combustion conditions under these conditions was accompanied by an increase in the flame velocity from 2 to 300 m/s. It was established that the presence of these stages and the flame velocity is determined by the physicochemical parameters of the mixture. The results of qualitative studies of the structure of the laminar flame of particles of Al, Zr, Ti, Fe on a dust burner are presented. For the first time, the existence of a reversed self-sustaining flame in fine dust was observed under certain conditions. Presumably, such an unusual structure of the combustion front of the dust flame is due to the kinetic regime of combustion of iron particles, which is characterized by an extreme (with maximum) dependence of the flame velocity on the concentration of fuel.

Key words: self-organization of combustion processes, metal combustion, flame velocity, flame front structure, transient conditions.

УДК 536.46

Калінчак В. В.¹, Черненко О. С.¹, Федоренко А. В.¹, Софронков О.Н.²

¹Одеський національний університет імені І.І. Мечникова (м. Одеса, Україна)

²Одеський державний екологічний університет (м. Одеса, Україна)

E-mail: teplophys@onu.edu.ua

Вплив розміру каталізатора на характеристики гістерезису безполум'яного горіння газоповітряних сумішей з домішками горючого газу

З врахуванням термодифузії побудовано аналітичні моделі гістерезису тепломасообміну і кінетики горіння домішок горючих газів на металевій частинці (дротику) каталізатора при наявності тільки однієї односторонньої реакції в залежності від розміру нитки каталізатора та температури газоповітряної суміші. Представлені залежності температури платинової нитки від температури воднево-повітряної суміші при різних діаметрах нитки. Зменшення діаметру нитки при незмінних інших умовах призводить до зменшення гістерезисної області і подальшому виродженню.

Використаний метод аналітичного визначення гістерезисних областей та точок виродження, який полягає в представленні шуканих залежностей режимних параметрів в параметричному вигляді (параметр – температура каталізатора). Знайдена аналітична залежність (спінодаль) температури газової суміші від діаметру каталізатора, що описує всі критичні точки, в тому числі і точки виродження. Отримано в явному вигляді значення діаметру та температури нитки каталізатора, температури суміші, що відповідають виродженню критичних умов.

Ключові слова: каталізатор, діаметр, гістерезис, безполум'яне горіння

Вступ. Области застосування гетерогенного каталізу окиснення домішок горючих газів на частинках (дротиках) за останній час настільки розширилися, що його можна вважати основним способом проведення технічних газових реакцій в газоповітряних потоках, які містять малі домішки менш нижнього концентраційного межі запалення. Відповідно до цього зростає питома вага робіт з вишукування активних каталізаторів і дисперсності для прискорення певних хімічних реакцій. Поряд з хімічної індивідуальністю каталітична активність визначається також сукупністю великого числа факторів, що не залежать від складу, але змінюються залежно від способів приготування каталізатора і розміру частинок.

В якості каталізаторів в дисперсному твердому вигляді широке застосування отримала металічна платина і метали платинової групи. Каталітичне горіння потоку газоповітряної суміші з домішкою горючого газу протікає безпосередньо на поверхні твердих каталізаторів без відкритого полум'я в газовій суміші (безполум'яне горіння). На вимірюванні температури частинки(нитки), до якої вона розігрівається в режимі безполум'яного горіння, основана робота термокаталітичного газоаналізатора домішки горючого газу в суміші.

Експериментально показано [1], що стійке каталітичне горіння газоповітряної суміші з домішкою водню чи аміаку на тонкому платиновому дротику здійснюється при збільшенні сили нагрівачого електричного струму до деяко-

го критичного значення і подальшому самоприскорюючому розігріву каталізатора (каталітичне самозаймання). Аналогічний ефект можна досягти при підвищенні температури газоповітряної суміші до критичного значення. В залежності від концентрації домішки горючого газу подальше зменшення сили струму чи температури газової суміші може привести до каталітичного погасання чи (при більших концентраціях горючого газу) самопідтримуючого каталітичного горіння [2].

При більш низьких температурах газоповітряної суміші поверхневе (безполум'яне) горіння газоповітряних сумішей з домішками горючого газу можливе при перевищенні початкової температури нитки каталізатора вище певного критичного значення – температури каталітичного запалювання [2]. Критичне значення початкової температури каталізатора лежить в межах між температурами каталітичного самозаймання і погасання даної газоповітряної суміші на даному каталізаторі. Область зміни режимних параметрів, коли можливе каталітичне запалювання, визначає гістерезисну область.

Ефективність роботи каталізатора визначається насамперед не тільки розміром частинок платинових металів, що нанесені на носій з розвиненою поверхнею, але і розміром самого носія [3].

Широкий клас гетерогенно-каталітичних реакцій дає можливість в якості прикладу вибрати реакцію безполум'яного горіння газоповітряних сумішей з домішками горючого водню по брутто-реакції $H_2 + 0.5O_2 \xrightarrow{Pt} H_2O$ на платиновій нитці. Особливістю цієї реакції є наявність термодифузії, що дає змогу узагальнити результати дослідження.

Метою даної роботи є з врахуванням термодифузії побудувати аналітичні моделі гістерезису тепломасообміну і кінетики горіння домішок горючих газів на металевій частинці (дротику) каталізатора при наявності тільки однієї односторонньої реакції в залежності від розміру каталізатора.

Постановка задачі та результати досліджень. Диференційне рівняння нитки каталізатора з врахуванням термодифузії горючого газу має вигляд [4]:

$$Le^{1-m} \frac{c_c}{c_{pg}} \rho_c \frac{V_c}{S_c} \frac{\partial T}{\partial \tau} = T_Q k \rho_{gs} Y_f \left(1 + C_T \frac{T - T_g}{T} \right) \frac{1}{1 + Se} - \frac{Sh \cdot D_f}{d} \rho_g (T - T_g), \quad (1)$$

$$k = k_0 \exp\left(-\frac{E}{RT}\right), \quad Se = \frac{k \rho_{gs}}{D_f Sh \rho_g} d, \quad C_T = (2 - n) Le^m, \quad T_Q = \frac{Q_f Le^{1-m}}{c_{pg}}, \quad T(\tau = 0) = T_b,$$

де T – температура нитки (частинки) каталізатора, К; τ – час, с; V_c / S_c – відношення об'єму каталізатора до площі поверхні, м; c_c – питома теплоємність каталізатора, Дж/кг·К; ρ_c – густина каталізатора, k – константа хімічної реакції, м/с; Y_f – масова частка горючого газу; D_f – коефіцієнт дифузії горючого газу в суміші, м²/с; d – діаметр нитки каталізатора, Se – дифузійно-кінетичне відношення; Sh – число Шервуда; ρ_{gs}, ρ_g – густина суміші біля поверхні та в межах приведеної плівки, кг/м³; C_T – поправка на термодифузію, Le – число Льюїса; n – показник степеня в температурній залежності коефіцієнта дифузії ($n = 1.82$);

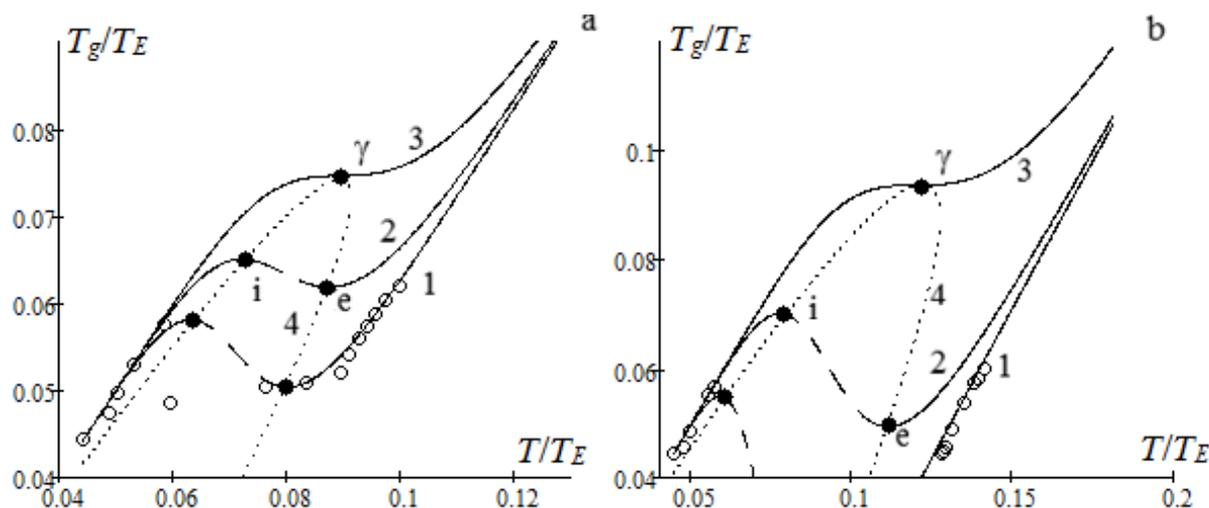


Рис. 1. Залежність температури воднево-повітряної суміші від стаціонарної температури платинової нити (частинки) (3) при масовій частці водню а) 0.09 % та б) 0.19 %. Діаметр нитки: а) 1) 100 мкм, 2) 25 мкм, 3) 6.5 мкм (γ). б) 1) 100 мкм, 2) 5 мкм, 3) 0.48 мкм(γ). $Sh = 0.51$. \circ – експеримент. Крива 4 – спінодаль (4). $T_E = 6620$ К.

m – показник степеня залежності числа Шервуда від числа Шмідта ($n = 0.33$); Q_f – тепловий ефект реакції, розрахований на 1 кг горючого газу, Дж/кг; c_{pg} – питома теплоємність суміші, Дж/(кг·К); E – енергія активації, Дж/моль; R – універсальна газова стала, Дж/(моль·К); T – температура каталізатора, К; T_g – температура суміші, К

Розрахунки для випадку каталітичного горіння водню проводилися при наступних значеннях параметрів: платинова нитка діаметром 100 мкм, $E = 55$ кДж/моль, $k_0 = 0.8 \cdot 10^6$ м/с, $Q_a = 120.9$ МДж/кг H_2 , $D_0 = 0.6 \cdot 10^{-4}$ м 2 /с, $m = 0.33$, $n = 1.82$, $Sh = 0.99 Re^{0.305} Pr^{1/3} = 0.51$ ($U = 0.15$ м/с), $T_0 = 293$ К, $\rho_{g0} = 1.293$ кг/м 3 , $c_{g0} = 1005$ Дж/(кг·К), $c_c = 131$ Дж/(кг·К), $\rho_c = 21460$ кг/м 3 .

Для аналізу характеристик області гістерезису безполум'яного горіння газоповітряних сумішей з домішками горючого газу розглянемо рівняння теплового балансу для каталізатора з врахуванням термодифузії горючого газу [4]:

$$T_Q k \rho_{gs} Y_f \left(1 + C_T \frac{T - T_g}{T} \right) \frac{1}{1 + Se} = \frac{Sh \cdot D_f}{d} \rho_g (T - T_g). \quad (2)$$

З умови (2) неважко знайти стаціонарну залежність температури суміші $T_g(T)$, яка має вигляд:

$$T_g = T - T_Q Y_f \left[\frac{D_f \rho_g Sh \exp(E / RT)}{d k_0 \rho_{gs}} + \left(1 - C_T \frac{T_Q Y_f}{T} \right) \right]^{-1}. \quad (3)$$

Формула (3) описує вплив критичної початкової температури частинки каталізатору (рис. 1а) на температуру запалювання газової суміші (великий пунктир рис. 1а), критичні температури займання і погасання ($T_{gi,e}$, T_{ie}) та T_g , яка характеризує її вплив на температуру безполум'яного горіння (суцільна крива).

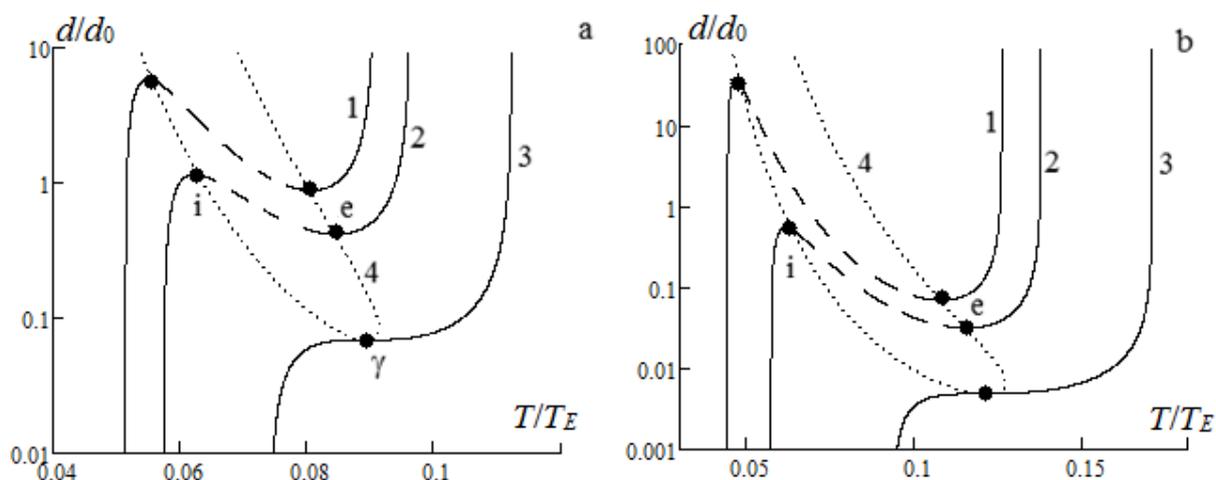


Рис. 2. Залежність діаметру платинової нитки каталізатора від її стаціонарної температури в воднево-повітряній суміші (4) при масовій частці водню а) 0.09 % та б) 0.19 %. Температура суміші а) 1) 340 К, 2) 380 К, 3) 490 К. б) 1) 294 К, 2) 380 К, 3) 620 К. Крива 4 – спінодаль (6). $d_0 = 100$ мкм

На рис. 1 представлені залежності температури воднево-повітряної суміші від температури платинової нитки, які розраховані по (3) при різних діаметрах нитки і різних концентраціях водню (масова частка водню 0.09 % та 0.18%).

З (3) і рис.1 бачимо, що при великих значеннях d і температурах, коли $Se \gg 1$ чи $\frac{D_f Sh \rho_g}{\rho_{gs}} d \ll k$ (дифузійна область), стаціонарна температура каталізатора в режимі безполум'яного горіння суміші не залежить від його діаметру:

$$T_g = T - T_Q Y_f \frac{1}{1 - C_T \frac{T_Q Y_f}{T}}$$

При малих значеннях d і невисоких температурах (рис.1), коли $Se \ll 1$ (кінетична область) з залежності (3) маємо, що стаціонарна температура каталізатора в режимі, коли реакція практично не йде, теж не залежить від його діаметра:

$$T_g = T - T_Q Y_f d \frac{\rho_{gs} k_0}{D_f \rho_g Sh} \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) \approx T$$

Отже маємо два температурні режими каталізатора, які не залежать від його розміру і визначаються лише температурою газової суміші і концентрацією домішки горючого газу.

Тут точки i відповідають каталітичному займанню, точки e – каталітичному погасанню, точка γ – виродженню критичних умов. Зміна параметрів (в даному випадку температури суміші) між точками i та e відповідає гістерезисній області безполум'яного окислення малих домішок горючих газів. З рис.1 видно, що зменшення діаметру нитки при незмінних інших умовах призводить до зменшення гістерезисної області і подальшому виродженню.

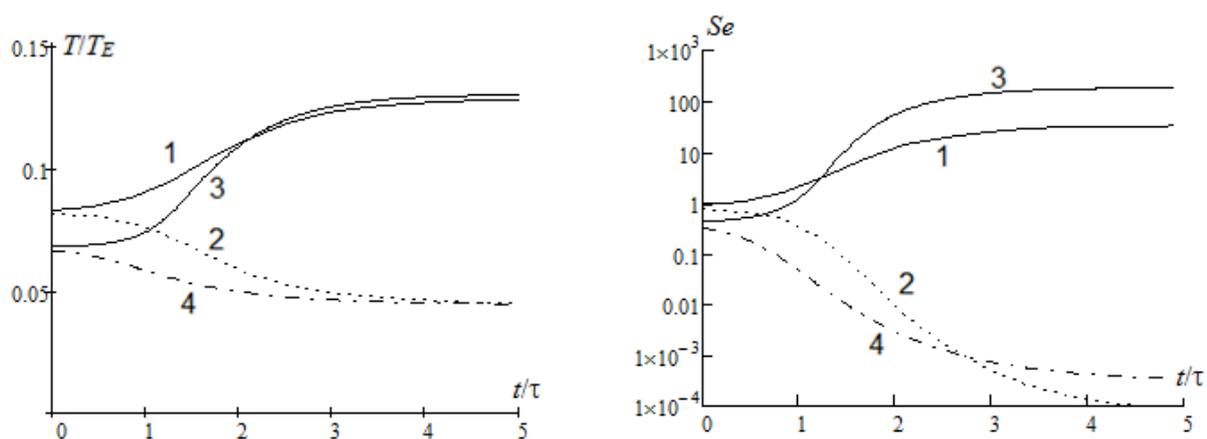


Рис. 3. Ілюстрація часового гістерезису безполум'яного горіння холодної газоповітряної суміші з домішкою водню $Y_f = 0.18\%$ на платиновій нитки у вигляді часової залежності: а) температури нитки, б) дифузійно-кінетичного відношення. Діаметр нитки та характерний час 1, 2 – $d = 20$ мкм, $\tau = 12$ мс, 3, 4 – $d = 100$ мкм, $\tau = 297$ мс. Початкова температура T_b : 1) 550 К, 2) 540 К, 3) 460 К, 4) 440 К.

Стійкі і критичні стаціонарні значення діаметру каталізатора $d(T)$ також визначаються з (2):

$$d = \frac{D_f Sh \rho_g}{k_0 \rho_{gs}} \left(\frac{T_Q Y_f}{T - T_g} + C_T \frac{T_Q Y_f}{T} - 1 \right)^{-1} \exp\left(\frac{E}{RT}\right). \quad (3)$$

На рис. 2 представлено залежності діаметру нитки каталізатора, які визначають її стаціонарну температуру. Вони розраховані по (4) при різних температурах газоповітряного потоку та частки домішки водню. Як видно, що для діаметрів нитки більше 100 мкм температура нитки при каталітичному горінні не залежить від діаметру. При низьких температурах газової суміші ($T_g < T_{gy}$) існує гістерезисна область, яка обмежується інтервалами діаметрів каталізатора $d_e < d < d_i$ та критичної початкової температури $T_i < T_b < T_e$. Чим менша температура суміші, тим ширший гістерезисна область. Однак границі інтервалу по діаметру (d_i та d_e) при цьому збільшуються (рис. 2).

Для пояснення процесу каталітичного запалювання холодної газоповітряної суміші розглянемо часові залежності температури каталізатора при різних його початкових температурах (рис.3). В якості характерного часу взято характерний час $\tau = \frac{c_c \rho_c d}{4\beta c_g \rho_g Le^{-1+m}}$, звідки $\tau \sim d^2$.

Якісна зміна часової залежності температури при попередньому перегріванні нитки каталізатора до різної початкової температури говорить про те, що температура запалювання лежить між вказаними двома значеннями початкової температури. Вона відповідає нестійкому стаціонарному значенню температури, яке відповідає (3). Видно, що при зменшенні діаметру критичне значення температури запалювання збільшується. Час запалювання для малих діаметрів каталізаторів в представлених координатах складає біля 4τ . Якщо каталітичне запалювання не відбулося, то нитка охолоджується практично інертно (дифузійно-кінетичне відношення швидко падає до вкрай малих значень). Каталітич-

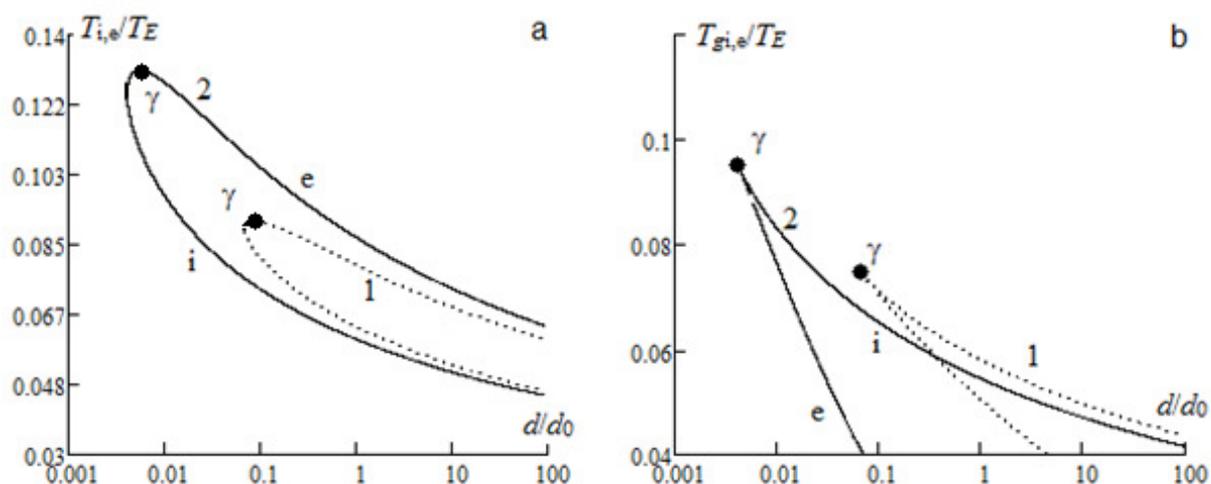


Рис. 4. Залежність критичних значень температури нитки каталізатора і газової суміші від діаметру платинові нитки каталізатора (спінодали) при масовій частці водню 1) 0.09 % та 2) 0.18 %. Розрахунок по (5) та (6). $d_0 = 100$ мкм, $Sh = 0.51$.

не горіння малих домішок на нитці каталізатора можна вважати таким, що протікає в дифузійній області. Однак, ці зменшення діаметру нитки каталізатора це є наближенням (дифузійне кінетичне відношення наближається до 10).

Зменшення температури горіння зі зменшенням діаметру нитки каталізатора узгоджується зі стаціонарною залежністю $d(T)$ на рис. 2b.

Для аналітичного визначення гістерезисних областей та точок виродження використовуємо метод [5], який полягає в представленні шуканих залежностей режимних параметрів в параметричному вигляді. В якості параметру зазвичай береться температура нитки каталізатора. Одна з параметричних залежностей, зазвичай є умова стаціонарності температури у вигляді (3) чи (4). Іншу параметричну залежність отримуємо з рівності нулю першої похідної по температурі, застосувавши її для (3) чи (4). Саме ця умова визначає критичні умови каталітичного горіння домішки газів (займання і погасання)[5]. Умові виродження критичних умов (точка γ) додатково відповідає рівності нулю другої похідної.

Таким чином, можна знайти аналітичну залежність – спінодаль $T_{gi,e}(T)$:

$$T_{gi,e} = T - \Theta_{i,e}, \tag{5}$$

та спінодаль $d_{i,e}(T)$:

$$d_{i,e} = \frac{D_f Sh \rho_g}{k_0 \rho_{gs}} \left(\frac{T_Q Y_f}{\Theta_{i,e}} \left(1 + \frac{C_T \Theta_{i,e}}{T} \right) - 1 \right)^{-1} \exp\left(\frac{E}{RT}\right), \tag{6}$$

де

$$\Theta_{i,e} = \frac{T_Q Y_f}{2} \frac{1}{1 - C_T T_Q Y_f / T} \cdot \left(1 \pm \sqrt{1 - \frac{4T^2}{T_E T_Q Y_f} (1 - C_T T_Q Y_f / T)} \right),$$

що описує всі критичні точки (рис. 1, 2, крива 4), в тому числі і точки виродження (γ).

Таблиця 1. Параметри виродження гістерезису тепломасообміну (без / з врахуванням термодифузії)

$Y_f, \%$	$T_{\gamma 0}/T_{\gamma}, \text{K/K}$	$T_{g\gamma 0}/T_{g\gamma}, \text{K/K}$	$d_{\gamma 0}/d_{\gamma}, \text{MKM/MKM}$	$Se_{\gamma 0}/Se_{\gamma}$
0.09	608/592	514/491	5.0/6.8	0.69/0.86
0.19	870/824	685/631	0.3/0.4	0.58/0.80

На рис. 4 зображені для різних концентрацій водню спінодалі у вигляді критичних значень температури нитки каталізатора і газової суміші від діаметру платинової нитки каталізатора.

Видно, що отримані залежності (спінодалі) визначаються лише одним режимним параметром – концентрацією домішки горючого газу Y_f . Збільшення інтервалу діаметрів нитки каталізатора, для яких спостерігається гістерезис, зі збільшенням концентрації водню, чітко простежується на рис. 3а. Саме поблизу точки виродження ці розбіжності найбільші.

Для оцінки параметрів виродження необхідно використати одну з додаткових умов $\frac{\partial T_{gi,e}}{\partial T} = 0$ чи $\frac{\partial d_{gi,e}}{\partial T} = 0$. Без врахування термодифузії ($C_T = 0$) в рамках запропоновано методу доволі легко отримати в явному вигляді значення діаметр $d_{\gamma 0}$ і температури нитки (частинки) $T_{\gamma 0}$ каталізатора та температури суміші, що відповідають виродженню критичних умов тепломасообміну:

$$T_{\gamma 0} = \frac{T_E}{2} \sqrt{\left(\frac{T_Q Y_f / T_E}{1 + T_Q Y_f / T_E} \right)}, \quad T_E = \frac{E}{R}, \quad T_{g\gamma 0} = \frac{T_E}{2} \left(\sqrt{\left(1 + \frac{T_E}{T_Q Y_f} \right)} + 1 \right)^{-1}$$

$$d_{\gamma 0} = \frac{D_f \rho_g(T_{\gamma 0}) Sh}{k_0 \rho_{gs}(T_{\gamma 0})} \cdot \frac{1 - \sqrt{T_Q Y_f / T_E}}{1 + \sqrt{T_Q Y_f / T_E}} \exp \left(2 \sqrt{\frac{T_E}{T_Q Y_f} + 1} \right).$$

Ці параметри визначаються концентрацією домішки газу та двома характерними температурами T_Q та T_E .

Як показано в [4], вплив термодифузії водню суттєвий тільки при каталітичному горінні газів і при погасанні. На критичні умови запалювання і самоспалахування цей вплив малий тільки вдалині від виродження критичних умов. В табл. 1 представлені значення параметрів виродження для двох газових сумішей з домішками водню 0.9 та 1.9%. Видно, що насправді термодифузія істотно впливає на параметри виродження тим більше, чим більша концентрація горючого газу (відповідно, більша температура каталізатора).

Висновки.

Таким чином проілюстровано вплив діаметру каталізатора на область гістерезису тепло масообміну і кінетики гетерогенного безполум'яного горіння малих домішок горючого газу. На основі запропонованого методу з врахуванням термодифузії горючого газу отримані в аналітичному вигляді рівняння спінодалей, що обмежують гістерезисні області, а також параметри виродження критичних умов. Отримані значення, що визначаються концентрацією домішки

горючого газу та параметрами гетерогенної реакції, є визначальними для планування роботи термохімічних сенсорів малих домішок газів.

Література:

1. Франк-Каменецкий Д.А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. – М., Наука, 1987 – 502 с.
2. Kalinchak, V. V.; Chernenko, A. S.; Sofronkov A.N., Fedorenko A.V. Ignition and Self-Supporting Burning of Gas-Air Mixtures with Hydrogen Admixtures on Platinum Wire // Physics and chemistry of solid state. – 2017. – Т.18, Vol:4. – P. 449-454.
3. Шутилов А.А., Зенковец Г.А., Цыбуля С.В., Гаврилов В.Ю., Крюкова Г.Н. // Кинетика и катализ. – 2012. – Т.53. № 3. – С. 424-434.
4. Калінчак В. В., Черненко О. С., Софронков О. Н., Федоренко А. В. Вплив термодифузії на границі гістерезису каталітичного горіння домішок водню на платиновому дротику // Фізика і хімія твердого тіла. – 2017. – Т. 18, № 1. – С. 52-57.
5. Kalinchak V. V., Chernenko A. S. and Kalugin V. V. Influence of catalyst particle size on the critical conditions of catalytic oxidation of gases // Journal of Engineering Physics and Thermophysics. – 2014. – Vol. 87, №. 2. –P. 325-332.

Калінчак В. В., Черненко А. С., Федоренко А. В., Софронков А.Н.

Влияние размера катализатора на характеристики гистерезиса беспламенного горения газоздушных смесей с примесями горючего газа

АННОТАЦИЯ

С учетом термодиффузии построены аналитические модели гистерезиса тепло-массообмена и кинетики горения примесей горючих газов на металлической частице (проволоке) катализатора при наличии только одной односторонней реакции в зависимости от размера катализатора и температуры газоздушной смеси. Представлены зависимости температуры платиновой нити от температуры водородно-воздушной смеси при различных диаметрах нити. Уменьшение диаметра нити при неизменных других условиях приводит к уменьшению гистерезисной области и дальнейшему ее вырождению.

Использованный метод аналитического определения гистерезисных областей и точек вырождения, который заключается в представлении искомых зависимостей режимных параметров в параметрическом виде (параметр – температура катализатора). Найдена аналитическая зависимость (спинодаль) температуры газовой смеси от диаметра катализатора, описывающая все критические точки, в том числе и точки вырождения. Получено в явном виде значение диаметра и температуры нити катализатора, температуры смеси, соответствующие вырождению критических условий.

Ключевые слова: катализатор, диаметр, гистерезис, беспламенное горение

Kalinchak V.V., Chernenko A.S., Fedorenko A.V., Sofronkov A.N.

Effect of catalyst size on flameless combustion's hysteresis characteristics of air-gas mixtures with combustible gas's impurities

SUMMARY

Analytical models of heat and mass transfer's hysteresis and combustion kinetics of combustible gas impurities on a metal catalyst particle (wire) in the presence of only one one-sided reaction are proposed. The analysis is carried out taking into account thermal diffusion and depending on the catalyst's size and the gas-air mixture's temperature.

The dependences of platinum wire's temperature on hydrogen-air mixture's temperature at various wire diameters are presented. Decrease in the wire's diameter under unchanged other conditions leads to a decrease in the hysteresis region and its further degradation.

The method used for analytical determination of hysteretic regions and degradation points, which lies in representing the desired dependences of operating parameters in a parametric form (parameter is catalyst's temperature). Analytical dependence (spinodal) gas-air mixture's temperature on catalyst's diameter was found that describes all critical points, including degradation points. The value of the diameter's and temperature's wire catalyst, the mixture's temperature, which correspond to critical condition's degradation, were obtained in explicit form.

Keywords: catalyst, diameter, hysteresis, flameless combustion

УДК: 621.791; 533.9

Шевчук В.Г.¹, Полетаев Н.И.¹, Стариков М.А.¹, Нимич А.В.²

¹Одесский национальный университет им. И.И. Мечникова, ул. Дворянская 2,
г. Одесса, Украина, 65026.

²Военная академия, ул. Фонтанская дорога 10, г. Одесса, Украина, 65026,
E-mail: artem.nimich@ukr.net

Радиационные свойства горящих облаков металлических пылей

1. Методика экспериментальных исследований

Представлены методики измерений излучательных характеристик горящих облаков металлических пылей (алюминий, магний, гидрид алюминия) во времени. Определяется радиус зоны горения, температура горения, интегральный поток излучения в диапазоне 2 – 20 мкм, сила света горящих облаков. Описаны способы градуировки и погрешности измерений. Описан метод пневмоимпульсного создания пылевых облаков объёмом 10 – 40 м³.

Высказано предположение, что горящая газовзвесь, будучи по сути плазмой с конденсированной дисперсной фазой, может являться источником излучения в радиочастотном диапазоне.

С целью проверки этой гипотезы, разработана методика создания пылевых облаков с помощью вышибных пороховых зарядов, служащих одновременно и для зажигания облака с целью исключения влияния электрических искр на РЧ сигнал. Для регистрации РЧ сигнала используются 5 узкополосных антенн, охватывающих диапазон 4 – 40 МГц.

Во второй части работы будут представлены результаты измерений оптико-спектральных характеристик облаков в сравнении с таковыми для осветительных пиротехнических составов, а также опыты по регистрации радиочастотного излучения.

Ключевые слова: *металлические порошки, пылевые облака, горение, световой поток, сила света, радиочастотное излучение.*

Введение.

Горящие облака металлической пыли в силу высоких температур сгорания и наличия большого количества конденсированных продуктов сгорания являются достаточно мощными источниками излучения. Более того, именно тепловое излучение является основной причиной потери энергии при остывании облака [1]. По той же причине такие облака обуславливают радиационные нагрузки на окружающие горючие материалы в окрестности горящего облака. Известны экспериментальные исследования по радиационному зажиганию горящими облаками расположенных рядом негорящих облаков [2, 3]. Поэтому количественные характеристики излучения таких облаков представляют практический интерес.

В данной работе приведены оптико-спектральные экспериментальные исследования радиационных характеристик горящих облаков частиц алюминия (АСД-1, ПАП-2), алюмо-магниевого сплава (ПАМ-4, АМД), гидрида алюминия. Кроме того, изучалось радиочастотное излучение в диапазоне 1-40 ГГц аэро-

взвесей магния (МПФ-4) и алюминия. Сведения о том, что процессы горения или процессы, носящие взрывной характер, могут сопровождать высвобождение электромагнитного излучения в диапазоне радиочастот, имеются в ряде работ [4-9]. Так в работе [8] регистрировалось радиоизлучение пламени газовой горелки помещенной в полый резонатор; в [5] содержание, указание на возможность непосредственного приема радиочастотного сигнала, генерируемого факелом ракетного двигателя; в [9] изучалось радиочастотное излучение модельного твердого ракетного топлива в диапазоне 1-40 ГГц. Собственное СВЧ-излучение используется для пассивной диагностики плазмы [10-11].

1. Методика измерений. Для исследования интегральных световых потоков был изготовлен прибор на основе пироэлектрического фотоприемника МГ-30 со следующими характеристиками: вольтовая чувствительность 1000 В/Вт; спектральный диапазон 2-20 мкм; полосы рабочих частот на уровне 0.7 сигнала 50÷500 Гц; выходное сопротивление ≤ 500 Ом; размер чувствительной площади 1 мм²; угол зрения 80°.

Блок-схема прибора изображена на рис.1а. Используется безлинзовый способ освещения. Световой поток от объектива модулируется обтюратором (5) на частоте 500 Гц. Последний представляет собой круглый диск с отверстиями, приводящийся во вращение электродвигателем (6). Электрический сигнал с приемника МГ-30 (1) подается на узкополосный усилитель (2), настроенный на частоту модуляции. Усиленный сигнал поступает либо на линейный детектор (3), либо на регистрирующее устройство (Вых.1,2) – шлейфовый или электронный осциллограф. Таким образом, прибор позволяет работать как в режиме переменного сигнала (Вых. 1), так и выпрямленного (Вых.2). В последнем случае постоянная времени системы ухудшается в 5-7 раз. Градуировка прибора с помощью модели абсолютно черного тела (рис. 1б), в качестве которого использовался замкнутый керамический сосуд цилиндрической формы, нагреваемый электрическим током, проводилась по регистрируемому световому потоку. Изменение светового потока осуществлялось путем изменения температуры (400÷1400 К), величины выходного отверстия, расстояния до фотоприемника. Вариация потока составляла по величине три порядка. Оказалось, что амплитуда выходного сигнала пропорциональна только величине светового потока, падающего на фотоприемник. Это свидетельствует, во-первых, о слабой селективности чувствительности фотоприемника к длине волны излучения в достаточно широком интервале λ , во-вторых, о зависимости светового потока Φ от расстояния между источником и приемником $\Phi \sim r^{-2}$. Это обстоятельство сильно облегчает измерение величин световых потоков в натуральных опытах.

Измерение световых потоков исследуемых объектов, имеющих сферическую симметрию, проводится сравнением с излучением от эталонного источника (а.ч.т.), являющегося плоским. Поэтому проведем соответствующие расчеты. Вычислим световой поток от плоского нагретого диска радиусом $r_{ачт}$ (рис 2). Поток от элемента dS светящегося диска равен:

$$d\Phi_{ачт} = B \cos i dS d\omega. \quad (1)$$

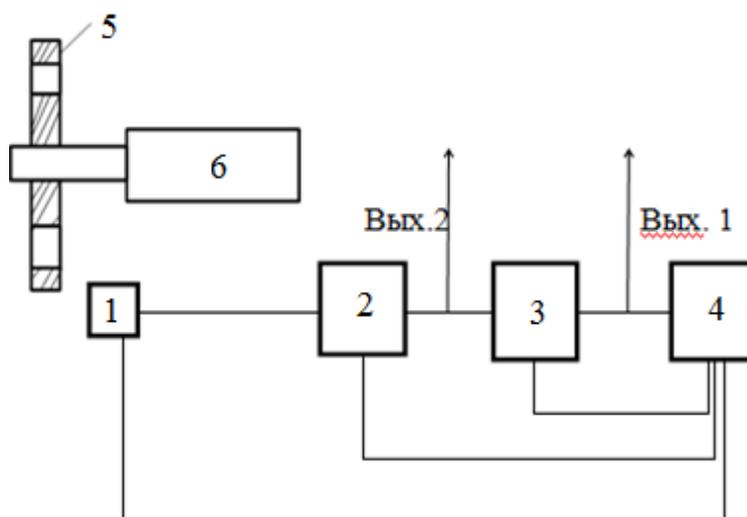


Рис. 1а. Блок–схема интегрального приёмника излучения.

1 – приёмник МГ – 30, 2 – узкополосный усилитель, 3 – линейный детектор, 4 – блок питания, 5 – обтюратор, 6 – электродвигатель.

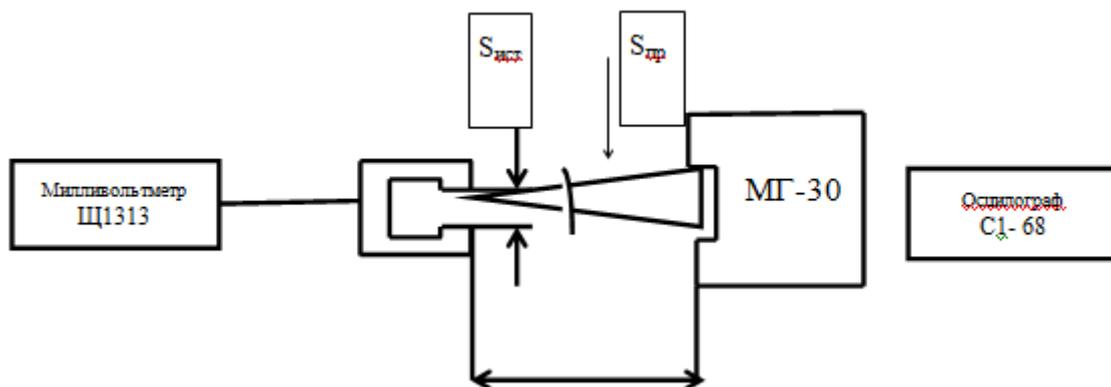


Рис. 1б. Блок-схема градуировки прибора

Здесь B – яркость а.ч.т., $dS = r dr d\varphi$,

$$\cos i = \frac{L_{ачт}}{\sqrt{r^2 + L_{ачт}^2}}, \quad d\omega = \frac{S_{сп} \cos i}{r^2 + L_{ачт}^2},$$

Тогда

$$d\Phi_{ачт} = B \frac{L_{ачт}^2 S_{сп} r dr d\varphi}{(r^2 + L_{ачт}^2)^2}. \quad (2)$$

Интегрируя (1) по r в пределах $0 \ll r \ll r_{ачт}$, по φ – от нуля до 2π , получаем величину светового потока, падающего на фотоприемник:

$$d\Phi_{ачт} = \frac{S_{ачт} R_{ачт} S_{сп}}{(r_{ачт}^2 + L_{ачт}^2) \pi} \cong \frac{S_{ачт} R_{ачт} S_{сп}}{\pi L_{ачт}^2}. \quad (3)$$

Здесь учтено $r_{ачт}^2 \ll L_{ачт}^2$ и введена $R_{ачт} = B\pi$ – интегральная светимость абсолютно черного тела. Рассчитаем теперь световой поток от сферически симметрич-

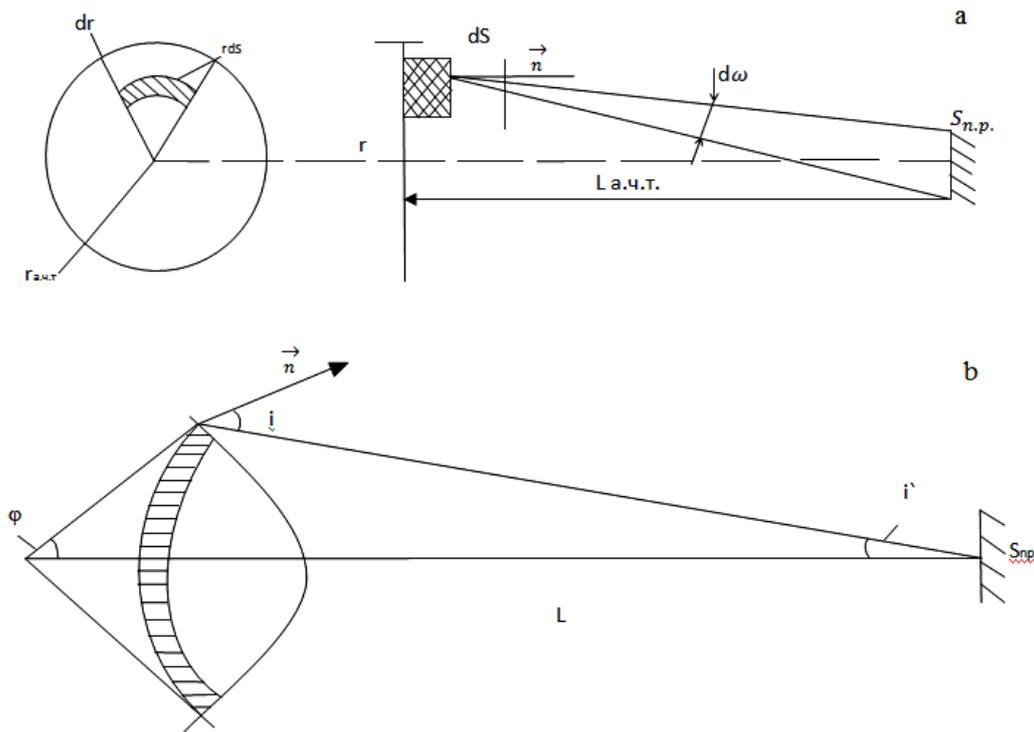


Рис.2. Схема расчета светового потока от плоского диска (а) и сферического источника (б)

ного объекта (рис. 2). Поток от элемента поверхности определяется, как и раньше, соотношением (1). Учитывая, что $i = \varphi + i'$ и $i \ll \varphi$, имеем $i \cong \varphi$.

Кроме того, $dS = r_{уст}^2 d\varphi \sin \varphi d\theta$ и тогда получим:

$$d\Phi_{уст} = B_{уст} \cos \varphi \cos \varphi r_{уст}^2 d\varphi \sin \varphi d\theta \frac{S_{np}}{L_{уст}^2}. \quad (4)$$

Интегрируя (4) по θ от 0 до 2π и по φ от 0 до $\frac{\pi}{2}$, получим:

$$\Phi_{уст} = \frac{R_{уст} r_{уст}^2 S_{np}}{L_{уст}^2}. \quad (5)$$

Здесь $R_{уст}$ – интегральная светимость исследуемого источника. Принято также предположение о косинусном источнике (это обстоятельство может приводить к систематическим ошибкам).

Далее, пусть $\alpha_{ачт}$ $\beta_{уст}$ – показания регистрирующего прибора для а.ч.т. и исследуемого объекта соответственно. Поскольку система линейна, то

$$\alpha_{ачт} = k\Phi_{ачт}, \quad \beta_{уст} = k\Phi_{уст}, \quad (6)$$

где k – коэффициент пропорциональности. Принимая во внимание (3), (5), (6), получим

$$R_{уст} = \frac{\beta_{уст}}{\alpha_{ачт}} \frac{L_{уст}^2}{r_{уст}^2} \frac{S_{ачт} R_{ачт}}{\pi L_{ачт}^2}. \quad (7)$$

Ранее уже упоминалось, что величина сигнала с приёмника пропорциональна падающему на него потоку, по этой причине

$$S_{np} S_{ачт} R_{ачт} / \alpha_{ачт} L_{ачт}^2 = const = K$$

Если измерять $R_{ачт}$ в Вт/м², $\beta_{учт}$ в вольтах, то

$$R_{учт} = 78\beta_{учт} \frac{L_{учт}^2}{r_{учт}^2} \text{ (Вт/м}^2\text{)}. \quad (8)$$

Из (8) следует, что относительная погрешность измерения определяется выражением:

$$E_{R_{учт}} = \frac{\Delta R_{учт}}{R_{учт}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta K}{K}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \beta_{учт}}{\beta_{учт}}\right)^2 + \left(\frac{2\Delta L_{учт}}{L_{учт}}\right)^2 + \left(\frac{2\Delta r_{учт}}{r_{учт}}\right)^2}.$$

Отношение $\Delta K/K$ определяется в основном нелинейностью системы и составляет величину порядка 5%, величины $\Delta \beta_{учт}/\beta_{учт}$ ($\leq 5\%$) и $\Delta L_{учт}/L_{учт}$ ($\leq 5\%$) являются легко учитываемыми, так что основную погрешность вносит измерение радиуса исследуемого объекта. К примеру, если $\Delta R_{учт}/R_{учт} \sim 0.1$ (что характерно для опытов с горящими объёмами), то $\varepsilon_{R_{учт}} \approx 0.25$.

Расчёт суммарной светимости а.ч.т. в заданном спектральном диапазоне (2-20 мкм) при заданной температуре проводился с помощью табличных значений функции Планка [12].

Измерение силы света горящего облаков аэровзвеси. Методы фотометрических измерений существенным образом зависят от конкретного типа приёмных устройств и делятся на четыре группы: визуальные, фотографические, тепловые и фотоэлектрические.

Наиболее точным и наименее инерционным являются фотоэлектрические, не требующие к тому же больших затрат труда и времени. Поэтому в качестве индикатора светового потока использовался селеновый фотоэлемент УФ-101 (постоянная времени 10^{-3} с) с корректирующим фильтром ЗС-8. Выделяющим спектральную область излучения, по форме совпадающего с кривой спектральной чувствительности человеческого глаза. В этом случае при любом спектральном составе падающего на элемент излучения соотношение между фототоком и освещённости остаётся постоянным, если световая характеристика приёмника имеет ярко выраженный линейный характер. Действительно, сила фототока, возникающего при освещении фотоэлемента, зависит от величины и спектрального состава потока, спектральной чувствительности фотоэлемента:

$$i = \int_0^{\infty} \gamma(\lambda) \Phi(\lambda) d\lambda, \quad (9)$$

где $\gamma(\lambda)$ – спектральная чувствительность фотоэлемента, $\Phi(\lambda)$ – спектральная плотность светового потока.

Освещённость зависит от состава падающего на поверхность излучения и спектральной чувствительности человеческого глаза как

$$E = k \int_0^{\infty} V(\lambda) \Phi(\lambda) d\lambda, \quad (10)$$

где k – коэффициент пропорциональности, $V(\lambda)$ – спектральная чувствительность человеческого глаза.

Поскольку использование корректирующего фильтра позволяет получить форму спектральной кривой чувствительности фотоэлемента, близкую к кривой видимости человеческого глаза, то $\gamma(\lambda) = mV(\lambda)$, где m – постоянная. Тогда:

$$i = \int_0^{\infty} \gamma(\lambda) \Phi(\lambda) d\lambda = \beta \int_0^{\infty} V(\lambda) \Phi(\lambda) d\lambda = \frac{m}{k} E \quad (11)$$

то есть

$$\frac{i}{E} = \frac{m}{k} = const.$$

Таким образом, создав на поверхности фотоэлемента известную освещённость E_0 и измерив фототок i_0 , можно определить неизвестную освещённость E по величине фототока i :

$$E = E_0 i / i_0. \quad (12)$$

Для градуировки фотоэлемента использовалась банд-лампа СИ-8-200, температура которой контролировалась яркостным пирометром ЭОП-66. Сила света банд-лампы 40 канделл.

Линейность световой характеристики фотоэлемента была проверена экспериментально путём снятия зависимости $i = f(1/L^2)$. Используя известность соотношение

$$\frac{I_0}{L_0^2} = \frac{I}{L_{ист}^2}. \quad (13)$$

где I_0 – сила света банд-лампы, L_0 – расстояние от банд-лампы до фотоэлемента, I – сила света известного источника, $L_{ист}$ – расстояние от источника до фотоэлемента, легко получить силу света любого излучателя в светотехнических единицах. Поскольку расстояние от источника до приёмника в наших экспериментах более чем в 10 раз превосходит размеры источника, то приближенное соотношение (12) даёт относительную погрешность измерений $\approx 2\%$ [13].

Для создания пылевых облаков объемом $V \geq 10 \text{ м}^3$ использовалась установка блок - схема которая приведена на рис 3.

Ее основой является распылительное устройство, состоящее из 4 распылительных конусов с углом раствора 30° , установленных на специальных кронштейнах (высотой 1.5 м), имеющих 2 степени свободы, что позволило путём вариации массы навески до 5 кг на конусе и угла поворота конусов получать облака различных размеров в широком диапазоне концентрации. Вынос порошка из распылителя осуществлялся импульсом сжатого воздуха поступающего из газораспределительного блока ГРБ через специальный электропневматический клапан. Избыточное давление в ГРД задавалось в диапазоне $(5-12) \cdot 10^5 \text{ Н/м}^2$, время срабатывания клапана $100 \div 300 \text{ м/с}$. Среднее значение концентрации в облаке определялось по видимым размерам облака и массе засыпки порошка. Специальные опыты по осаждению взвеси на горизонтальную подложку показали, что концентрация горючего в облаке остаётся с точностью $\pm 30\%$ постоянной на $1/5$ видимого радиуса облака, а затем имеет место гауссоподобный

спад концентрации к границам облака. В тёмное время облако освещалось фотовспышкой ФИЛ – 100 непосредственно перед зажиганием и снималось видеокамерой. Зажигание облака осуществлялось с помощью непрерывной индукционной искры, применяемой в комбинации (когда в этом имелось необходимость в случае трудновоспламеняемых пылей) со штатным воспламенительным составом типа ВШ–6 (1÷3 г). Электроды поджиг вносились с помощью телескопической антенны в центр запыляемого объёма. Команда на включение поджиг подавалась с пульта управления, время задержки выключения могло меняться в пределах от 0 до 10с. Время задержки подбиралось электрически с тем, чтобы успевали затухать турбулентные пульсации, обусловленные пневмоимпульсным способом создания облака (обычно $\Delta t \approx 0.4$ с).

С пульта управления задавались также времена задержки регистрирующей аппаратуры. Пульт управления позволял работать как в автоматическом, так и в ручном режимах, что необходимо для подбора оптимального режима для конкретного эксперимента.

Комплекс регистрирующей аппаратуры и блок записи и обработки информации включал в себя приборы и оборудование как серийного выпуска, так и специально разработанные нами для исследования волнового горения пылей. Их можно разделить на две основные группы: приборы для измерения динамических характеристик сферичного пламени и оптико-спектральные приборы.

Для определения радиуса и скорости распространения фронта пламени использовались методы фиксации изображения пламени как видео- и киноаппаратурой (скоростная камера СКС–1М), так и приборы с непрерывно протягиваемым фотоматериалом (модификационный шлейфовый осциллограф с шириной светочувствительной бумаги 120 мм и скоростью протяжки $0 \div 3$ м/с с шагом 0.25м/с снабжённой отметчиком времени с частотой 100 Гц). Радиус фронта пламени определялся как $R(t) = k\sqrt{S_{np}(t)/\pi}$, где k – коэффициент увеличения, S_{np} – площадь проекции фронта пламени в вертикальной плоскости. Такой способ является «естественным» усреднением радиуса фронта по углу 2π . Заметим, что значения локальной скорости пламени ($\Delta R/\Delta t$), определяемой в кадровом разрешении в двух взаимно перпендикулярных направлениях, могут отличаться более чем в 2 раза. В тоже время как при указанном способе обработки скорости пламени она определяется с относительной погрешностью, не превышающей 10%.

Комплекс оптико-спектральной аппаратуры включали в себя сканирующий монохроматор с регулируемой частотой сканирования от 10 до 100 спектров в секунду и рабочим диапазоном частот $\Delta\lambda = 400 \div 1200$ нм, выполненный на основе 2-х интерференционных полукруглых клинов со спектральным интервалом $\Delta\lambda = 400 \div 800$ нм и $\Delta\lambda = 680 \div 1200$ нм. Монохроматор позволяет регистрировать интегральные потоки излучения в указанном диапазоне и определять температуру конденсированных продуктов сгорания во времени. Градуировка и погрешности измерения подробно приведены в [14]. Кроме того, используется интегральный приемник излучения по основе фотоприемника МГ-30 для реги-

страции светового потока в интервале 2-20 МКМ и фотоэлемент УФ-101 для измерений силы света источника излучения, о которых шла речь выше.

Исходной посылкой для изучения радиочастотного излучения горящих облаков металлический пылей являются исследование электрофизических аспектов горения одиночных частиц магния размером 4-8 мкм [15]. Эти исследования показали, что горящая в парофазном режиме металлическая частица представляет собой сложную электрическую систему, состоящую из внутренней по отношению к зоне горения зоны конденсации, образованной частицами оксида магния с преимущественным размером 0.075 мкм, положительным зарядом $q_+ \approx 6[e^-]$ и подвижностью $\mu \approx 810^{-6} \text{ м}^2/\text{В с}$ и внешней зоны накопления частиц оксида с размером $d_{10} = 0.34$ мкм, отрицательным зарядом $q_- \approx (500 \div 700)e$ и подвижностью $\mu \approx 3 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{В с}$. Биполярный заряд продуктов сгорания обуславливает ряд эффектов, прежде всего электрическую коагуляцию оксидных частиц. Действительно, при распространении ламинарного пламени в аэрозвеси частиц магния ($d_{10} = 7 \text{ мкм}$) в трубах и малообъемных облаках ($V = 4 \cdot 10^{-3} \text{ м}^{-3}$) наблюдаются агломераты (похожие на снежинки) размером 5÷10 мм, состоящие из нанодисперсных частиц. Электромагнитное излучение может быть другим ожидаемым эффектом, обусловленным релаксацией пространственно раздельных заряженных областей и/или электрическим полем, возникающим в узкой зоне за волной горения вследствие амбиполярной диффузии заряженных частиц.

Нами была предпринята серия экспериментов, имеющих целью установить саму возможность существования радиочастотного излучения, генерированного горящим облаком частиц магния. В качестве устройства в создания горящих облаков объемом около 10 м^2 использовалась установка на базе 4 одинаковых диспергирующих устройств, снаряженных металлическим порошком и пороховым зарядом, служащим для выброса и последующего зажигания газозвеси. Диспергирующее устройство представляет собой металлический стакан диаметром 32 мм и высотой 170 мм, снабженным выходным соплом с углом рас-



Рис. 3. Схема экспериментальной установки (а) и фотография облака (б)

твору 30°, служачим для розширення истекаючого потоку взвеси. Металлический порошок и пороховой заряд разделены войлочным пыжом. Полная засыпка для 4 стволов составляла в зависимости от вида горючего 0.4÷1 кг, масса порохового заряда около 2 г. Зажигание заряда осуществлялась электрической спиралью. Общий вид установки изображен на рис. 3а. Использование индукционной искры для центрального зажигания облака нецелесообразно в виду интенсивного шумового сигнала, генерируемого искрой. Вид горящего облака на рис. 3б.

Продукты сгорания заряда осуществляют зажигание облака у его нижней кромки. Излучение пламени в радиочастотном диапазоне регистрировалось радиоприемными устройствами, имеющими диапазон 0.8, 5, 7, 10, 40 ГГц. Антенны работали по схеме прямого усиления и имели примерно равные характеристики, как по полосе пропускания (относительно рабочей частоты), так и по коэффициенту передачи и диаграмме направленности. Регистрируемый антеннами сигнал усиливался пятью идентичными усилителями с коэффициентом 10^5 и записывался шлейфовым осциллографом. В качестве рабочих порошков использовался магний МПФ-4 и алюминиевая пудра ПАП-1.

Выводы.

Таким образом, представленные методики позволяют согласованно исследовать динамические и оптико-спиральные характеристики горящих пылевых облаков во времени, а, следовательно, определять температуру горения, светимость, силу света, эффективные степени черноты. Кроме того, дают возможность установить наличие высокочастотного электромагнитного излучения от таких облаков.

Результаты непосредственных измерений указанных характеристик будут представлены во 2 части настоящей работы.

Литература:

1. *Бейнер Р. и др.* Взрывные явления. – М. Мир, 1986.
2. *Zeuschke G.* Beitrage zur erforschung des mexanismus der flamenbreitung in staubwalker. – Staub, 1965, Bd.25. – №5, 3. – P. 180-186.
3. *Шевчук В.Г., Безродных А.К., Кондратьев Е.Н.* Горение аэровзвесей частиц алюминия в свободном объеме // Физика горения и взрыва. – 1986. – Т.22, №5. – С. 40-43.
4. *Коршуков Л. М. Колоненко Г.П. Сиротин Е. Н.* Электромагнитное излучения при взрывах // ЖЕТФ. – 1967. – Т.53, вып. 3(9). – С. 818-821.
5. *Мольцев В. М. Мальцев М. И. Кашипаров М. Я.* Основные характеристики горения. – М.: Химия, 1977. – 320 с.
6. *Прищетин А. Б.* Взрывы и волны. Взрывные источники электромагнитного излучения в радиочастотном диапазоне. Директ медиа, 2012.
7. *Фиалков Б. С.* О природе электрического шума, возникающего при горении // ФГВ. – 1971. – №3. – С.383-392.
8. *Лаутон Д. Ж. Вайнберг Ф.* Электрические аспекты горения. – М.: Энергия, 1976. – 294с.

9. Русева О.Г. Направленные свойства электромагнитного излучения факела горения в СВЧ-диапазоне волн / Дис. канд. физ.-мат. наук. Казань, 1996.
10. Земин Е. П. СВЧ-пирометрия рабочего пыла МГД- установок // В Сб.: Физико-технические проблемы создания МГД Е С, ч.2. – М.: Ин-т Высоких температур АН СССР, 1985. – С.161-164
11. Атражнев В. М. Якубов И. Т. Влияние дисперсной конденсированной фракции на радеационные свойства плазмы продуктов сгорания лисперальный топлив // В сб.: Физико-технические проблемы создания МГДС ч.2.М.: Ин-т высоких температур АН СССР,1985. – С. 189-194
12. Крынсунов Л. Е. Сыровочник по основам инфрокрасной техники. – М.: Советское радио, 1978. – 400 с.
13. Лансберг Г. С. Оптика. – М.: Гостехизат, 1957. – 759 с.
14. Белинский Н. И Козицкий С. В. Флорко А. В. Скоростной спектральный прибор для исследования излучательных характеристик продуктов сгорания ВСД // Физика аеродисперсних систем. – 1986. – Вып. 28. – С. 38-42.
15. Флорко А.В., Козицкий С.В., Золотко А.Н., Головки В.В. О механизме переноса конденсированных продуктов сгорания на поверхность горячей частицы магния // Физика горения и взрыва. – 1983. – Т. 19, № 6. – С.24-29.

Шевчук В.Г., Полетаєв М.І., Старіков М.А., Німич О.В.

Радіаційні властивості хмар металічного пилу, що горить

1. Методика експериментальних досліджень

АНОТАЦІЯ

Подано методи вимірювання радіальних характеристик спалювання хмар металевого пилу (алюмінію, магнію, алюмінієвого гідриду) з плином часу. Радіус зони горіння, температура горіння, інтегральний потік випромінювання в діапазоні 2-20 мкм, визначаються легка сила горіння хмар. Описані способи закінчення та похибки вимірювань. Описана імпульсна методика створення пилу з хмар об'ємом від 10 до 40 м³. Було запропоновано, що спалювання газу, будучи по суті плазми з конденсованої фази розгін, може бути джерелом випромінювання в діапазоні радіочастот.

Для того, щоб перевірити цю гіпотезу, розроблений метод створення пилу хмари за допомогою порохових зарядів, які служать в той же час для запалювання хмари з метою усунення ефекту електричних іскри на радіочастотний сигнал. П'ять вузькодіапазонних антен, що охоплюють діапазон від 4 до 40 МГц, використовуються для реєстрації сигналу РЧ.

Друга частина твору представить результати вимірювань оптико-спектральних характеристик хмар у порівнянні з тими, хто для освітлення піротехнічних композицій, а також експерименти з реєстрації радіочастотного випромінювання.

Ключові слова: металеві порошки, пилові хмари, горіння, світловий потік, сила світла, радіочастотне випромінювання

Shevchuk V.G., Poletaev N.I., Starikov M.A., Nimich A.V.

Combustion metallic dusts radiotional properties.

1. Experimental investigation methodology

SUMMARY

The methods of measuring the radial characteristics of burning clouds of metal dust (aluminium, magnesium, aluminium hydride) over time are presented. The radius of the combustion zone, the temperature of burning, the integral flow of radiation in the range of 2 - 20 microns, the light power of burning clouds are determined. The ways of graduation and error of measurements are described. The method of pneumopulse creation of dust clouds with a volume of 10 to 40 m³ is described

It has been suggested that the burning gas, being essentially a plasma with a condensed dispersal phase, may be a source of radiation in the radio frequency range. In order to test this hypothesis, a method of creating dust clouds with the help of bouncer powder charges, which serve at the same time to ignite the cloud in order to eliminate the effect of electrical sparks on the RF signal. Five narrow-band antennas covering a range of 4 to 40 mHz are used to register the RF signal.

The second part of the work will present the results of measurements of optic-spectral characteristics of clouds in comparison with those for lighting pyrotechnic compositions, as well as experiments on the registration of radiofrequency radiation.

Key words: *metal powders, dust clouds, combustion, luminous flux, luminous intensity, radio frequency radiation.*

ГАЗОДИНАМІКА

УДК 539.328

*Glushkov A.V., Khetselius O.Yu., Stepanenko S.N.,
Sofronkov A.N., Svinarenko A.A., Buyadzhi V.V.
Odessa State Environmental University
E-mail: buyadzhivv@gmail.com*

New energy, angle momentum and entropy balance approach to modelling climate and macroturbulent atmospheric dynamics, heat and mass transfer at macroscale. II. Computational algorithm

A new non-stationary balance approach to modelling global mechanisms of climate and macro turbulent atmospheric low-frequency processes, including processes of heat-mass transfer at spatial and temporal macro scales, is based on the balance relationships for entropy, energy and angular momentum, spectral theory of atmospheric macroturbulence, atmospheric moisture flow in further connection with the continuity of atmospheric circulation forms (teleconnection, genesis of fronts). This article gives a detailed description of the computational algorithm (block diagram) of balance approach with emphasis on modeling macroturbulent, circulation low-frequency processes, calculating the balance of the atmosphere angular momentum etc.

Kew words: *macro turbulent atmospheric processes, heat-mass transfer*

Introduction. The quantitative study of global mechanisms in atmospheric low-frequency processes, teleconnection effects etc attracts a fundamental interest in a modern physics of climate and heat-and mass transfer in complex aerodispersed (atmospheric) systems [1-10]. Nowadays there are popular such methods of description macro- and micro- turbulent processes in atmosphere such as Modèle lagrangien de dispersion de particules d'ordre, Numerical atmospheric-dispersion models, Regional atmospheric transport model, model of the European Center for Medium-Range Weather Forecasts and others [1-15]. Despite the presence of sufficiently correct and consistent approaches to global atmospheric processes, the heat-and mass transfer processes in an atmosphere, macromodelling dispersion of the pollutants in an atmosphere there are remained very actual and hitherto unsolved problems. Earlier we developed a new non-stationary balance approach to modelling global mechanisms of climate and macro turbulent atmospheric low-frequency processes, including processes of heat-mass transfer at spatial and temporal macro scales, teleconnection effects (c.g. [16-19]). It is based on the using balance relationships for the angular momentum of the Earth (atmosphere) as well as an entropy, energy and, spectral theory of atmospheric macroturbulence, atmospheric moisture flow in further connection with the continuity of atmospheric circulation forms. Here we present the detailed description of the computational algorithm or the advanced non-stationary balance approach with accounting for the macro turbulent, circulation low-frequency processes.

1. Advanced angle momentum balance approach and spectral analogue of atmosphere dynamics equations in a low-frequency range. As some elements of our theory were in details presented earlier [16-19], we are limited only by the key aspects. An advanced non-stationary angular momentum balance equation of in the planetary dynamic movements of air masses is written as follows:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int \rho M dV = \int_{\phi_1}^{\phi_2} \int_0^H \int_0^{2\pi} \rho v M d\phi dz d\lambda + \int_0^H \int_{\phi_1}^{\phi_2} \int_0^{2\pi} (p_E^i - p_W^i) a \cos \phi dz d\phi d\lambda + + \int_{\phi_1}^{\phi_2} \int_0^{2\pi} \int_0^H \tau_0 a \cos \phi d\phi d\lambda 2\pi, \quad (1)$$

where $M = \Omega a^2 \cos \varphi + u a \cos \varphi$ – angular momentum; Ω – the angular velocity of rotation of the Earth; a – radius of the Earth; φ – Latitude ($\varphi_1 - \varphi_2$ – separated latitudinal belt between the Arctic and polar fronts); λ – longitude; u, v – zonal and meridional components of the wind velocity; ρ – air density; V – the entire volume of the atmosphere in this latitude belt from sea level to the average height of the elevated troposphere waveguide – H (in notations [1] $H = \infty$); $p_E^i - p_W^i$ – the pressure difference between the eastern and western slopes of the i -th mountains; z – height above sea level; τ_0 – the shear stress on the surface.

It should be noted [1] that the cycle of balance of angular momentum in the contact zones with the hydrosphere and lithosphere of the Earth becomes a singularity, which is usually detected through the occurrence of zones of fronts and soliton-type front. Then the kernel of equation (1) can be defined in the density functional ensemble of complex velocity potential [16, 17]:

$$f = \overline{v_\infty} z + \frac{1}{2\pi} \sum_{k=1}^n q_k \ln(z - a_k) + \frac{1}{2\pi} \sum_{k=1}^p \frac{M_k e^{\alpha_k i}}{z - c_k} - \frac{i}{2\pi} \sum_{k=1}^m \Gamma_k \ln(z - b_k) \quad (2)$$

and the corresponding complex velocity (c.g. [1, 2]). Here where f complex potential; v_∞ – complex velocity general circulation background (mainly zonal circulation); b_k – coordinates of vortex sources in the area of singularity; c_k – coordinates of the dipoles in the area of singularity; a_k – coordinates of the vortex points in areas of singularity; M_k – values of momenta of these dipoles; α_k – orientation of the axes of the dipoles; Γ_k, q_k – values of circulation in the vortex sources and vortex points, respectively.

The detailed description of different methods of choice the parameters sets for some synoptical situations is presented in Refs. [17-19]. Regarding the physical mechanism of the angular momentum transfer, nn the known balance scheme by Oort [1] the Hadley circulation cell in angular momentum in the north part runs into a zone of the Arctic front, and at the time of the lithosphere it is included in the coverage of the polar front. Convergence of these atmospheric fronts could then close the cycle of atmospheric angular momentum balance in the same frequency range of atmospheric fluctuations without giving effect by an ocean and the lithosphere. The Hadley tropical cell carries teleconnection of the polar front with southern process by means of the link mechanism which is similar to link between the tropical and polar fronts or the Hadley tropical cell with a cell Hadley of temperate latitudes. The balance of an-

gular momentum in conditions of the close convergence of the Arctic and Polar fronts over the ocean is largely respected by centrifugal "pull" moisture along the front section of the polar front to south of a center of the cyclonic-depressive these. The physical features of the atmospheric ventilation predetermine the necessary modification of the Arakawa-Schubert model [15]. The model includes the budget equations for mass, moist static energy, total water content plus the equations of motion. In [15] it is also defined a cloud work function which is an integral measure of the buoyancy force in the clouds. If A is work of a convective cloud then it consists of a convection work and work of down falling streams in the neighbourhood of a cloud [17,18]:

$$dA/dt = dA/dt_{conv} + dA/dt_{downstr}, dA/dt_{downstr} = \int_0^{\lambda_{max}} m_B(\lambda')K(\lambda, \lambda')d\lambda', \quad (3)$$

Here λ is a velocity of involvement, $m_B(\lambda)$ is an air mass flux, $K(\lambda, \lambda')$ is the Arakawa-Schubert integral equation kernel, which determines the dynamical interaction between the neighbours clouds (c.g., the definition of $K(\lambda, \lambda')$ in Refs. [15, 17]). If

$$\frac{dA}{dt_{downstr}} = F(\lambda), \int_0^{\lambda_{max}} K(\lambda, \lambda')m_B(\lambda')d\lambda' + F(\lambda) = 0. \quad (4)$$

is an mass balance equation in the convective element (thermal), then one writes [9]:

$$m_B(\lambda) = F(\lambda) + \beta \int_0^{\lambda_{max}} m_B(\lambda')K(\lambda, \lambda')d\lambda'. \quad (5)$$

Here β is parameter which determines disbalance of cloud work due to the return of part of the cloud energy to the organization of a wind field in their vicinity, and balance regulating its contribution to synoptic processes. Solution of (5) with accounting for air stream superposition of synoptic processes is given by resolvent method [19]:

$$m_B(\lambda) = F(\lambda) + \beta \int_0^{\lambda_{max}} F(s)\Gamma(\lambda, s; \beta)ds, \quad (6)$$

where resolvent Γ can be presented as follows:

$$\Gamma(\lambda, s; \beta) = \sum_{m=1}^{\infty} \beta^{m-1} K_m(\lambda, s); \quad K_m(x, s) = \int_0^{\lambda_{max}} \dots \int_0^{\lambda_{max}} K(x, t_1)K(t_1, t_2) \dots K(t_{m-1}, s) dt_1 dt_2 \dots dt_{m-1} \quad (7)$$

The key idea [17,19] is to determine a resolvent as an expansion to the Laurent series in complex plane ζ . Representation for resolvent is given by the Fourier expansion:

$$\Gamma = \sum_{n=-\infty}^{\infty} c_n (\zeta - a)^n, \quad (8)$$

$$c_n = \frac{1}{2\pi i} \oint_{|\zeta|=1} \frac{f(\zeta)d\zeta}{(\zeta - a)^{n+1}} \quad (9)$$

where a is centre of convergence ring of the Laurent series.

2. A total spectral analogue for atmospheric dynamics equation of motion.

Earlier we derived and studied the simplified form of equation of motion for atmospheric dynamics in the low frequency limit [17-19]. The method for calculating a turbulence spectra should be based on the standard tensor equations of turbulent tensions. As usually, it is convenient to partition velocity $\mathbf{u}(v_x, v_y, w) = (U, V, W)$, pressure p , temperature θ into equilibrium and departures from equilibrium values (for example: $p = p_0 + p'$ etc). The total system includes equations for the Reynolds tensions, moments of connection of the velocity pulsations with entropy ones and the corresponding closure equations. The technique of using Reynolds tension tensors of the second rank is well known (for example, in the form of an analytical representation). The circuit equations with accounting the Coriolis force can be rewritten as [18]:

$$\frac{\partial V'^2}{\partial t} = -\frac{i}{a} \left[\overline{V'^2 L_1(\bar{V})} + 2\bar{V} \overline{V' L_1(V')} + \overline{V'^2 L_1(V')} \right] - \frac{i}{a} \left[L_2(\bar{V}) \overline{V' U'} + \right. \\ \left. + \bar{V} \overline{U' L_2(V')} + \bar{U} \overline{V' L_2(V')} + \overline{V' U' L_2(V')} \right] + 4\omega i \cos \theta \overline{V'^2} + \frac{2i}{a} \overline{V' L_6(\Phi')}, \quad (10a)$$

$$\frac{\partial U'^2}{\partial t} = -\frac{i}{a} \left[\overline{V' U' L_3(\bar{U})} + \bar{V} \overline{U' L_3(U')} + \bar{U} \overline{V' L_3(U')} + \overline{V' U' L_3(U')} \right] - \\ - \frac{i}{a} \left[\overline{U'^2 L_4(\bar{U})} + 2\bar{U} \overline{U' L_4(U')} + \overline{U'^2 L_4(U')} \right] - 4\omega i \cos \theta \overline{U'^2} + \frac{2i}{a} \overline{U' L_5(\Phi')}, \quad (10b)$$

$$\frac{\partial \overline{V' U'}}{\partial t} = -\frac{i}{2a} \left[\overline{V'^2 L_3(\bar{U})} + 2\bar{V} \overline{V' L_3(U')} + \overline{V'^2 L_3(U')} \right] - \\ - \frac{i}{2a} \left[\overline{V' U' L_4(\bar{U})} + \bar{U} \overline{V' L_4(U')} + \bar{V} \overline{U' L_4(U')} + \overline{V' U' L_4(U')} \right] + \\ + \frac{i}{a} \overline{V' L_6(\Phi')} - \frac{i}{2a} \left[\overline{U'^2 L_2(\bar{V})} + 2\bar{U} \overline{U' L_2(U')} \right] - \frac{i}{2a} \left[\overline{U' V' L_1(\bar{V})} + \bar{U} \overline{V' L_1(V')} + \right. \\ \left. + \bar{V} \overline{U' L_1(V')} + \overline{V' U' L_1(V')} \right], \quad (10c)$$

where $L_j = \frac{\partial(\dots)}{\partial \theta} - (-1)^j \frac{i}{\sin \theta} \frac{\partial(\dots)}{\partial \lambda} + b_j \operatorname{ctg} \theta(\dots)$, $b_j = 1, j = 1, 4$; $b_j = -1, j = 2, 3$; $b_j = 0, j = 5, 6$. The velocity's correlates are determined as follows [2]:

$$\overline{u'_i u'_j u'_k} = -b \lambda_1 \left(\frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_k} + \frac{\partial \overline{u_i u_k}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j u_k}}{\partial x_i} \right), \quad (11a)$$

$$\overline{u'_k u'_j \theta'} = -b \lambda_2 \left(\frac{\partial \overline{u'_k \theta'}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u'_j \theta'}}{\partial x_k} \right); \overline{u_i \theta'^2} = -b \lambda_3 \left(\frac{\partial \overline{\theta'^2}}{\partial x_i} \right), \quad (11b)$$

$$p' \frac{\partial \theta'}{\partial x_i} = -\frac{b}{3l_1} \overline{u_i \theta'} - \frac{1}{3} \sigma_{i3} \frac{g}{\theta_0} \overline{\theta'^2}, \quad (11c)$$

$$p' \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) = -\frac{b}{3l_1} \left(\overline{u_i u_j} - \frac{1}{3} \sigma_{ij} b^2 \right) + c b^2 \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right). \quad (11d)$$

Here c , l_1 , λ_i are constants which define the scales of turbulent vortexes and measure of their influence on an averaged motion and atmosphere turbulence anisotropy [17]. Components of tensor of the turbulent tensions are (spectral modes of velocity field):

$$\begin{aligned} \hat{V}^2 &= \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{s=-k}^k V_{k,s} T_{1,s}^k \left(\sum_{q=1}^{\infty} \sum_{j=-q}^q V_{q,j} T_{1,j}^q \right) = \\ &= \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{s=-k}^k \sum_{q=1}^{\infty} \sum_{j=-q}^q V_{k,s} V_{q,j} \times \sum_{v=|k-q|}^{k+q} \sigma_{1,1,2}^{k,q,v} \sigma_{s,j,s+j}^{k,q,v} T_{2,s+j}^v = \overline{v'_1 v'_1} = b^2 \end{aligned} \quad (12)$$

where $T_{1,j}^q$ are the vector-tensor spherical functions (c.g. [19,20]). An effective approach to determination of the atmospheric flow velocity is given by plane complex field method in a full analogy with the known Karman vortices chain model [17]:

$$v_x - iv_y = \frac{df}{d\zeta} = \frac{\Gamma}{2\pi i} \left[\frac{1}{\zeta - \zeta_0} + \sum_{k=1}^{\infty} \left(\frac{1}{\zeta - \zeta_0 - kl} + \frac{1}{\zeta - \zeta_0 + kl} \right) \right] + \frac{d}{d\zeta} \left[\sum_{k=1}^n \Gamma_k \ln(\zeta - b_k) \right]. \quad (13)$$

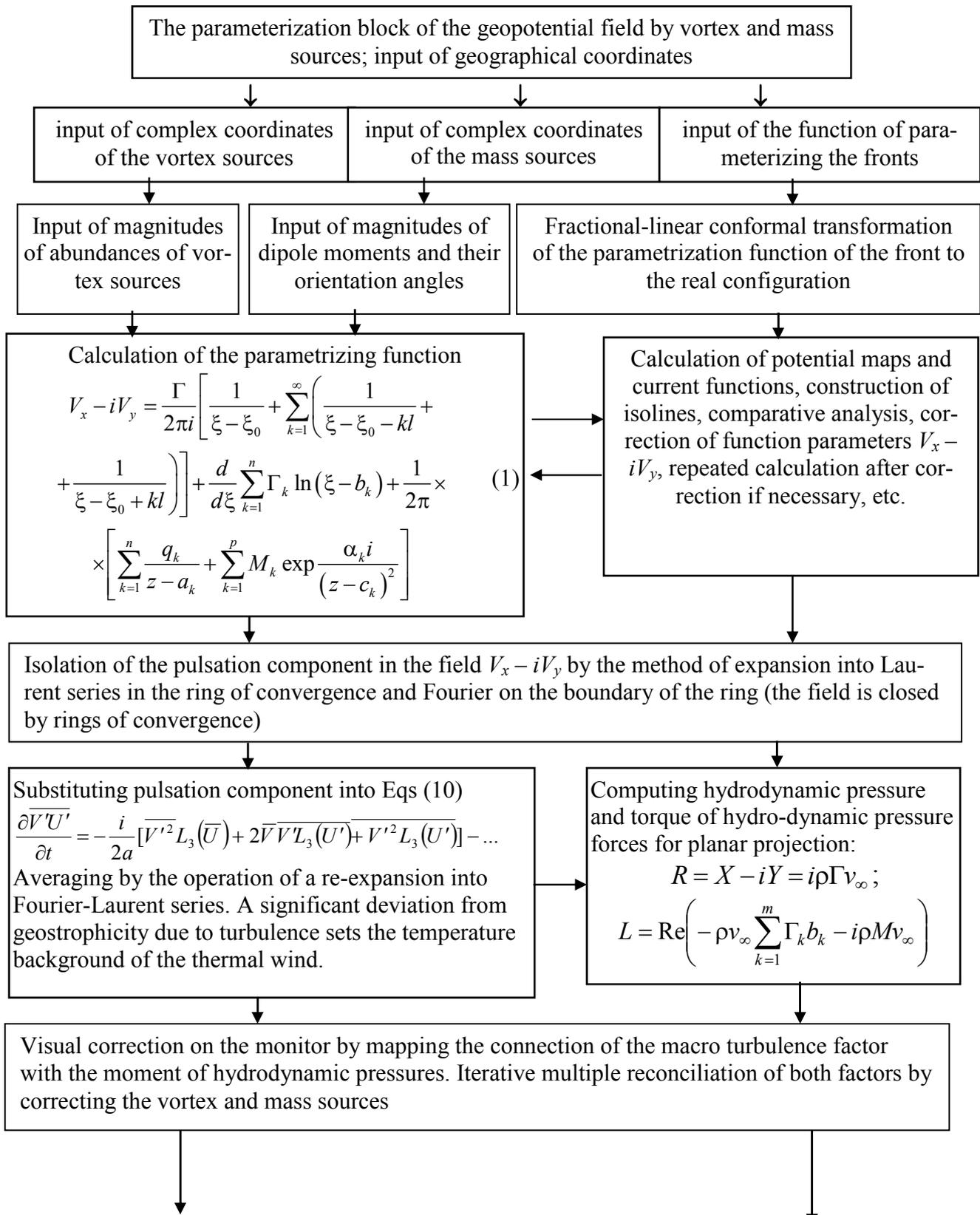
Here Γ_k – circulation on the vortex elements, created by clouds, b_k – co-ordinates of these elements, Γ – circulation on the standard Karman chain vortices of, l – distance between standard vortices of the Karman chain, ζ – co-ordinate of the convective perturbations line (or front divider) centre, $\zeta_0 - kl$ – co-ordinate of beginning of the convective perturbation line, $\zeta_0 + kl$ – co-ordinate of end of this line. It is very important to note that equating the velocity components determined in the global circulation model and plane complex field theory, one could find the spectral matching between the wave numbers that define the functional elements in the Fourier-Bessel series with the source element of a plane field theory. As usually, it is worth to remind that any vector field u can be separated into rotational and divergent parts, i.e., $u = \nabla\psi + u_f$ (the Helmholtz's theorem). If the vector field is a horizontal wind, one can define a current function ψ , to express the rotational part, and a velocity potential f , to express the divergent part. Usually these parameters are of a practical interest in applied analysis of the global atmospheric ventilation [1, 2, 5, 6, 18].

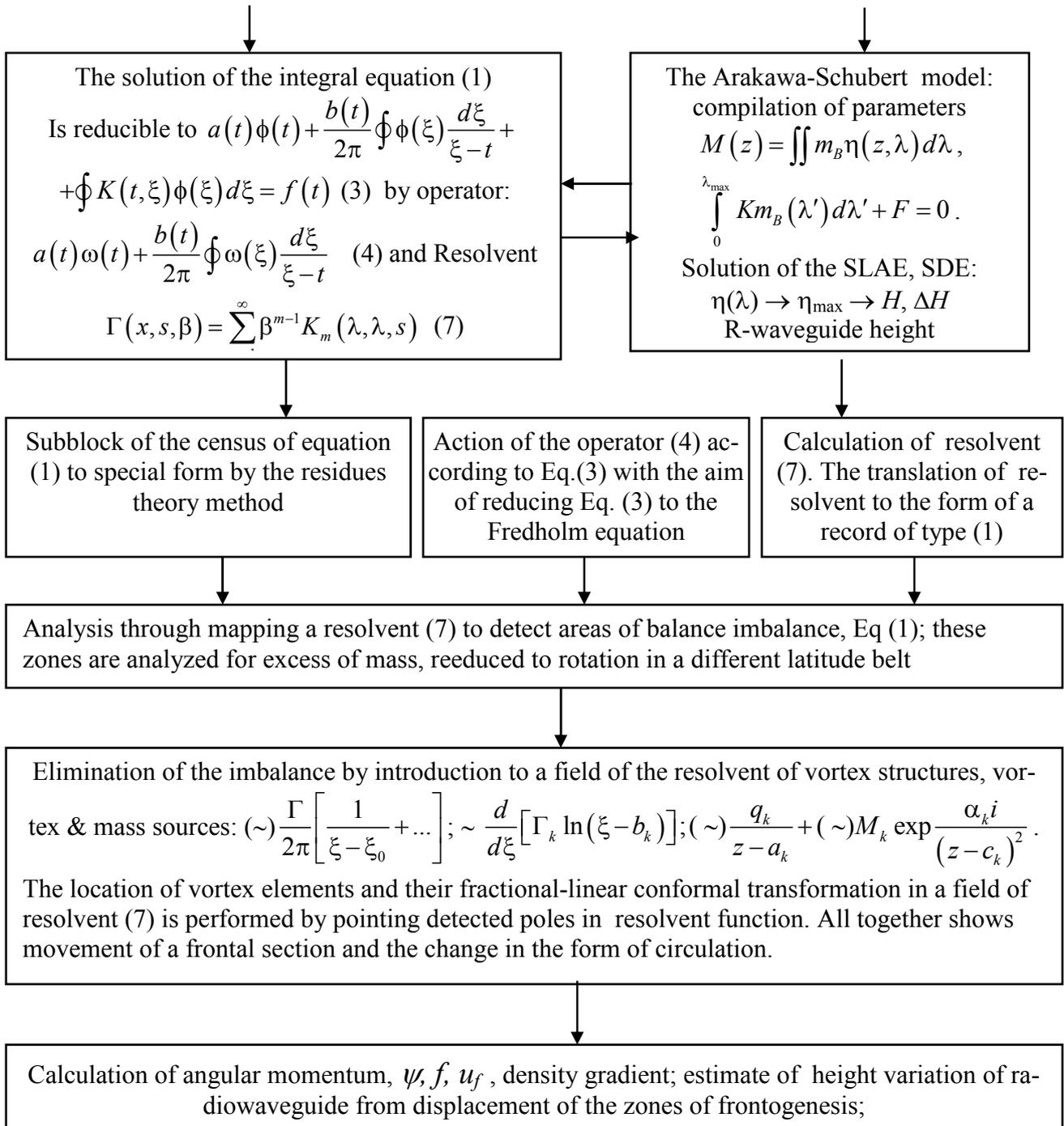
Flowchart of the computational algorithm of the balance approach. In Table 1 we list a flowchart (block-scheme) of the computational algorithm of the developed balance approach to modelling the global mechanisms of climate and macroturbulent atmospheric low-frequency processes, including processes of heat-mass transfer at spatial and temporal macro scales, teleconnection and front-genesis effects.

The approach is based on the energy, angular momentum balance relationships for the global atmospheric macroturbulent low-frequency processes, link of tropospheric waveguides with atmospheric moisture circulation and, accordingly, with the shape of atmospheric circulation over the position of the front sections of (atmospheric fronts as the main drives moisture). The results of calculating the balance of angular momentum, atmospheric circulation in link with continuity of atmospheric circulation forms will be presented in the next paper for a whole region of Pacific ocean.

Table 1

Flowchart of calculating height variation of an elevated tropospheric waveguide, the balance of the angular momentum, the macroturbulence factor, field of current function of the wind flows conjugated to this process





References:

1. *Peixoto J.P., Oort A.H.* Physics of Climate – N.-Y.: AIP. – 1992. – 520p.
2. *Wang, C.* Climate variability, Walker and Hadley circulations. – Springer, 2004.
3. *Gubanova E., Glushkov A., Khetselius O., Bunyakova Yu., Buyadzhi V., Pavlenko E.*, New methods in analysis and project management of environmental activity: Electronic and radioactive waste. – Kharkiv: FOP. – 2017.
4. *Glushkov A., Safranov T., Khetselius O., Ignatenko A., Buyadzhi V., Svinarenko A.*, Analysis and forecast of the environmental radioactivity dynamics based on methods of chaos theory: General conceptions//Environm. Problems. – 2016. – Vol.1, №2. – P.115-120.
5. *Kang I., Lau K.*, Principal modes of atmospheric circulation anomalies associated with global angular momentum fluctuations //J.Atm.Sci. – 1994. – Vol.51. – P.1194.
6. *Voss R. and Mikolajewicz U.* Long-term climate changes due to increased CO₂ concentration in the coupled atmosphere-ocean general circulation model ECHAM3/LSG// Climate Dynamics. – 2001. – Vol.17. – P.45–60.
7. *Rusov V.D., Glushkov A.V., Vaschenko V.N., Myhalus O.T., Bondartchuk Yu.A., Smolyar V.P., Linnik E.P., Mavrodiev S.C., Vachev B.I.*, Galactic cosmic rays – clouds effect and bifurcation model of the Earth global climate. Part 1. Theory // Journ. of Atmospheric and Solar-Terrestrial Phys. – 2010. – Vol.72. – P.498-508.
8. *Glushkov, A.V.; Khetselius, O.Yu.; Svinarenko, A.A.; Serbov, N.G.* The sea and ocean 3D acoustic waveguide: rays dynamics and chaos phenomena // J. Acoust. Soc. Amer. – 2008. – Vol.123(5). – P.3625.
9. *Serbov N., Svinarenko A.* Wavelet and multifractal analysis of oscillations in system of coupled autogenerators in chaotic regime // Photoelectronics. – 2006. – Vol.15. – P.27.
10. *Serbov, N., Svinarenko, A.* Wavelet and multifractal analysis of oscillations in a grid of coupled autogenerators// Photoelectronics. – 2007. – Vol.16. – P.53-56.
11. *Prepelitsa, G., Buyadzhi, V., Ternovsky, V.* Non-linear analysis of chaotic self-oscillations in backward-wave tube // Photoelectronics. – 2013. – Vol.22. – P.103-107.
12. *Glushkov A., Serbov N., Bunyakova Yu., Prepelitsa G., Svinarenko A.* Sensing the kinetical features of energy exchange in mixture CO₂-N₂-H₂O of atmospheric gases under interacting with laser radiation // Sensor Electr. and Microsyst. Techn. – 2006. – №4. – P.20-22.
13. *Khetselius O.Yu.*, Forecasting evolutionary dynamics of chaotic systems using advanced non-linear prediction method // Dynamical Systems – Theory and Applications, Eds. J. Awrejcewicz et al., 2013. – Vol.1. – P.145-152.
14. *Glushkov A., Khetselius O., Bunyakova Yu. et al* Non-linear prediction method in short-range forecast of atmospheric pollutants: low-dimensional chaos. // Dynamical Systems - Theory and Applications. – Lodz Univ. – 2011. – LIF111.
15. *Arakava A., Shubert W.H.*, Interaction of cumulus cloud ensemble with the large-scale environment // Journ. of Atm. Sci. – 1974. – Vol.31. – P.674-701.
16. *Buyadzhi V., Sofronkov A., Glushkov A., Khetselius O., Dubrovskaya Yu., Svinarenko A.* New energy, angle momentum and entropy balance approach to

- modelling climate and macroturbulent atmospheric dynamics, heat and mass transfer at macroscale // Phys. of Aerodisp. Syst. – 2018. – Vol.55. – P.94-103.
17. Glushkov A., Khetselius O., Ambrosov S., Bunyakova Yu., Mansarliysky V., The use of microsystems technology "Geomath" to modeling the balance of the angular momentum of the Earth, atmospheric processes and parameters of radio waveguides // Sensor Electr. and Microsyst. Techn. – 2013. – Vol.10, №1. – P.22-28.
18. Glushkov A.V., Khetselius O.Yu., Svinarenko A.A., Buyadzhi V.V., Methods of computational mathematics and mathematical physics. P.1. – TES: Odessa, – 2015
19. Glushkov A.V. Atom in electromagnetic field. – Kiev: KNT, – 2005.
20. Khetselius O. Hyperfine structure of atomic spectra. – Odessa: Astroprint, – 2008.

**Глушков О.В., Хецелиус О.Ю., Степаненко С.М.,
Софронков О.Н., Свинарченко А.А., Буяджи В.В.**

Новий балансовий по ентропії, енергії і кутовому моменту підхід до моделювання клімату та макротурбулентної динаміки атмосфери, тепло-масо-переносу в макромасштабі. II. Комп'ютерний алгоритм

АНОТАЦІЯ

Новий балансовий підхід до моделювання глобальних механізмів кліматичних і макротурбулентних атмосферних низькочастотних процесів, у т.ч., процесів тепло-масо-переносу, ефектів телеконекції тощо, базується на використанні балансових співвідношень по ентропії, енергії і кутовому моменту, спектральній теорії атмосферної макротурбулентності і волого-обороту у зв'язку із наступністю форм атмосферної циркуляції (телеконекція, генезис фронтів). У цій статті дано детальний опис комп'ютерного алгоритму (блок-схеми) підходу з акцентом на моделювання макротурбулентних, циркуляційних процесів, балансу кутового моменту тощо. Метод демонструє основу того нового напрямку у фізиці атмосфери і теорії клімату, зокрема, довгострокових і над довгострокових прогнозів, який в даний час стає домінуючим. У практичному плані суть моделювання також націлена на виявлення та апробацію нових предикторів для довгострокових прогнозів динаміки атмосферної (кліматичної) системи. Йдеться про адаптацію модифікованої теорії макротурбулентності стосовно до атмосферних радіохвильоводів з метою їх можливого використання поряд з іншими в якості предикторів у довгостроковому плані. Блок-схема висвічує потенціал запропонованих нами перших кількісних моделей обчислення балансу кутового моменту, атмосферного вологообороту у зв'язку з генезисом тропосферних радіохвильоводів і процесами спадкоємності форм атмосферної циркуляції (телеконекції, фронтогенезу) для цілей освоєння нових для прогностичної практики предикторів.

Ключові слова: макротурбулентні атмосферні процеси, теплопереніс

**Глушков А.В., Хецелиус О.Ю., Степаненко С.Н.,
Софронков А.Н., Свиаренко А.А., Буяджи В.В.**

Новый балансовый по энтропии, энергии и угловому моменту подход к моделированию климата и макротурбулентной динамики атмосферы, тепло-массо-переноса в макромасштабе. II. Компьютерный алгоритм

АНОТАЦИЯ

Новый балансовый подход к моделированию глобальных механизмов климатических и макротурбулентных атмосферных низкочастотных процессов, в т.ч. процессов тепло-массо-переноса, эффектов телеконнекции и др., базируется на использовании балансовых соотношений для энтропии, энергии, углового момента, спектральной теории атмосферной макротурбулентности и влагооборота в связи с преимуществом форм атмосферной циркуляции (телеконнекция, генезис фронтов). В статье дано детальное описание компьютерного алгоритма подхода с акцентом на моделирование макротурбулентных, циркуляционных процессов, баланса углового момента и т.д. Метод демонстрирует основу того нового направления в физике атмосферы и теории климата, в частности, долгосрочных и сверхдолгосрочных прогнозов, которое в настоящее время становится доминирующим. В практическом плане суть моделирования нацелена на обнаружение и апробацию новых предикторов для долгосрочных и сверхдолгосрочных прогнозов динамики атмосферной (климатической) системы. Речь идет также об адаптации модифицированной теории макротурбулентности применительно к атмосферным радиоволноводам с целью их применения наряду с другими в качестве предикторов в долгосрочном плане. Блок-схема высвечивают потенциал предложенных нами первых количественных моделей расчета баланса углового момента, атмосферного влагооборота в связи с генезисом тропосферных радиоволноводов и преимуществом форм атмосферной циркуляции (телеконнекции, фронтогенеза) для целей освоения новых для прогностической практики предикторов.

Ключевые слова: макротурбулентные атмосферные процессы, теплоперенос.

УДК 530.313

***Bunyakova Yu.Ya., Khetselius O.Yu., Florko T.A.,
Glushkov A.V., Svinarenko A.A., Dubrovskaya Yu.V.***

*Odessa State Environmental University, Odessa
E-mail: florkota@gmail.com*

A chaos-geometric approach to analysis, modelling and forecasting atmospheric pollutants dynamics for industrial regions

We applied an advanced chaos-geometric approach to analysis, modeling, forecasting and processing the time series of the air pollutants (NO_2) concentrations in an atmosphere of the industrial cities (regions). The approach includes such advanced non-linear analysis and a chaos theory methods such as a multifractal approach, correlation integral algorithm, the Lyapunov's exponents and Kolmogorov entropy analysis, a power spectrum analysis, prediction models with neural networks blocks etc. The dynamical and topological invariants (including the Lyapunov's exponents spectrum, Kaplan-Yorke dimension, Kolmogorov entropy etc) for the air pollutants (NO_2) concentrations time series in an atmosphere of the industrial cities are computed. Our study has shown an existence of a deterministic chaos in the atmospheric pollutants fluctuations dynamics. It is presented an effective prediction model for description of the temporal evolutionary dynamics of the air pollutants concentration in atmosphere of the industrial city.

Key words: *atmospheric pollutants dynamics, chaos-geometric approach.*

Introduction. In this paper we present an advanced version of the chaos-geometric approach to analysis, processing and prediction of the scalar environmental measurement data, in particular, the time series of the atmospheric pollutants (dioxide of nitrogen) concentrations in an atmosphere of the industrial cities. The studies concerning non-linear behaviour in the time series of nature dynamical systems are sparse, and their outcomes are ambiguous (c.g., [1-8]). In Refs. [8-15] it has been presented an advanced chaos-geometric approach to analysis, modeling, forecasting and processing the time series of the air pollutants concentrations in an atmosphere of the industrial cities (regions). The approach includes such advanced non-linear analysis and a chaos theory methods such as a multifractal approach, correlation integral algorithm, the Lyapunov's exponents (LE) and Kolmogorov entropy (KE) analysis, a power spectrum analysis, prediction models with neural networks blocks etc. Here the results of computing the dynamical and topological invariants (including the Lyapunov's exponents spectrum, Kaplan-Yorke dimension, KE etc) for the air pollutants (NO_2) concentrations time series in an atmosphere of the industrial cities are listed. It is presented an advanced prediction model for description of the temporal evolutionary dynamics of the air pollutants.

The input data. Chaos-geometric approach. In our study, we have used the nitrogen dioxide concentration data, namely, the multi year hourly concentrations, observed at several sites of the Odessa (one year total of 20x6570 data points) and

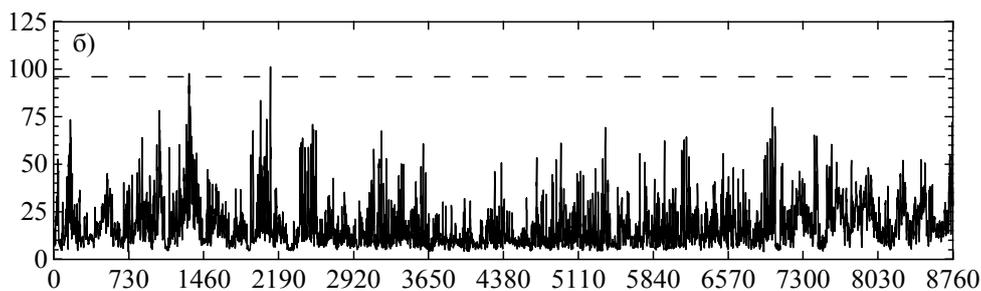


Fig. 1. The time series of concentrations ($\mu\text{g}/\text{m}^3$) of the of the NO_2

Gdansk (20x8760 data points) regions during 2001-2006 years. The typical time series of concentrations (in $\mu\text{g}/\text{m}^3$) of the NO_2 are listed in fig.1 [8].

Let us note that in the Gdansk region, the Agency of Regional Air Quality Monitoring (Armaag) provides presently the 24-h forecasts of air quality levels using the model called Calmet/Calpuff (see [1,8] and Refs. therein). In Refs. [8-12] it has been developed the computational code for studying chaotic features of the complex non-linear systems and in details described a procedure of testing of the chaos elements in the corresponding time series. In Table 1 we present the block-scheme of a chaos-geometric approach in application to air pollutants dynamics.

The detailed description of all blocks can be found in Refs. [5-12]. Below we are

Table 1.

A chaos-geometric approach to nonlinear analysis, modeling and prediction of atmospheric pollutants concentrations temporal and spatial dynamics

<p>I. Preliminary study and assessment of the presence of chaos:</p> <ol style="list-style-type: none"> 1. Test by Gottwald-Melbourne: $K \rightarrow 1$ – chaos; 2. Fourier decompositions, irregular nature of change – chaos; 3. Spectral analysis, Energy spectra statistics, the Wigner distribution, the spectrum of power, "Spectral rigidity";
<p>⇓</p>
<p>II. The geometry of the phase space. Fractal Geometry:</p> <ol style="list-style-type: none"> 4. Computation time delay τ using autocorrelation function or mutual information; 5. Determining embedding dimension d_E by the method of correlation dimension or algorithm of false nearest neighbouring points; 6. Calculation multi-fractal spectra. Wavelet analysis;
<p>⇓</p>
<p>III. Prediction:</p> <ol style="list-style-type: none"> 7. Computing global Lyapunov dimensions LE: λ_α; Kaplan-York dimension d_L, KE, average predictability measure Pr_{\max}; 8. Determining the number of nearest neighbour points NN for the best prediction results; 9. Nonlinear prediction. Neural network algorithm, algorithm optimized trajectories.

limited only by the key aspects. As usually, we study the concentration data $s(n)=s(t_0+ n\Delta t) = s(n)$, where t_0 is a start time, Δt is time step, and n is number of the measurements. The first fundamental step of modelling is in reconstruction of the corresponding phase space using as well as possible information contained in $s(n)$. Using collection of time lags τ to create a vector in d dimensions, $y(n)= [s(n), s(n+\tau), s(n+2\tau), \dots, s(n+(d-1)\tau)]$, the required coordinates are provided. The dimension d is the embedding dimension, d_E . The goal of the embedding dimension determination is to reconstruct a Euclidean space R^d large enough so that the set of points d_A can be unfolded without ambiguity. From the mathematical viewpoint, this procedure results in set of d -dimensional vectors $y(n)$ replacing scalar measurements. There are a few approaches to the choice of proper time lag [5-9]. This point is important for the subsequent reconstruction of phase space. First approach is to compute the linear autocorrelation function $C_L(\delta)$ and to look for that time lag where $C_L(\delta)$ first passes through 0. The alternative approach is based on using method of an average mutual information. The correlation integral analysis is one of the widely used techniques to investigate the signatures of chaos in a time series. This method is based on using the correlation integral, $C(r)$. As usually, if the corresponding time series is characterized by an attractor, then the correlation integral $C(r)$ is related to the radius r as $d = \lim_{\substack{r \rightarrow 0 \\ N \rightarrow \infty}} [\log C(r) / \log r]$, where d is correlation exponent. The saturation value of this exponent is defined as the correlation dimension (d_2) of the attractor (c.g. [5-12]). Another method for determining d_E is given by the method of false nearest neighbours. As a rule, the simultaneous application of two methods provides more exact determination d_E . The further important step in studying the chaotic time series is determination of predictability, which can be estimated by the KE. The KE is proportional to a sum of the positive LE. The largest positive value of the LE determines some average prediction limit. Since the LE defined as asymptotic average rates, they are independent of the initial conditions. The estimate of the attractor dimension is provided by the conjecture d_L and the LE are taken in descending order. The further development of the chaos-geometric approach was provided by development of new prediction models with standard interpolation methods (e.g., spline or polynomial) and neural networks blocks (all details are in refs. [11,13-16]).

Some results and conclusion. In Table 2 we present our advanced data on the parameters τ , K , correlation dimension (d_2), embedding dimension (d_E), two LE (λ_1 , λ_2), Kaplan-York dimension (d_L), and average limit of predictability (Pr_{\max} , hours), KE K_{ent} for time series of the NO_2 at sites of the Odessa (2001) and Gdansk (2003) regions. If time lags determined by average mutual information are used, then algorithm of false nearest neighbours provides $d_E = 6$ for all air pollutants. From the table 2 it can be noted that the Kaplan-Yorke dimensions, which are also the attractor dimensions, are smaller than the dimensions obtained by the algorithm of false nearest neighbours. It is very important to pay the attention on the presence of the two (from six) positive LE λ_i . This fact suggests that the system broadens in the line of two axes and converges along four axes that in the six-dimensional space [8,9,13].

Table 2.

The correlation dimension (d_2), embedding dimension (d_E), first two Lyapunov's exponents, $E(\lambda_1, \lambda_2)$, Kaplan-Yorke dimension (d_L), and average limit of predictability (Pr_{max} , hours) for time series of NO_2 at the Odessa and Gdansk sites

τ	d_2	d_E	λ_1	λ_2	d_L	Pr_{max}	K_{ent}	K
Site 2 Odessa region (2001)								
8	5.29	6	0.0191	0.0050	3.92	42	0.024	0.70
site 6 of Gdansk region (2003)								
9	5.31	6	0.0184	0.0061	4.11	40	0.025	0.68

As example of using an approach to predict the time series, in Figure 2 we present the empirical (solid line 1) and forecasting (solid line 2 and dotted line 3) data for the NO_2 concentration for the last one hundred points (Gdansk region, 2003) [8].

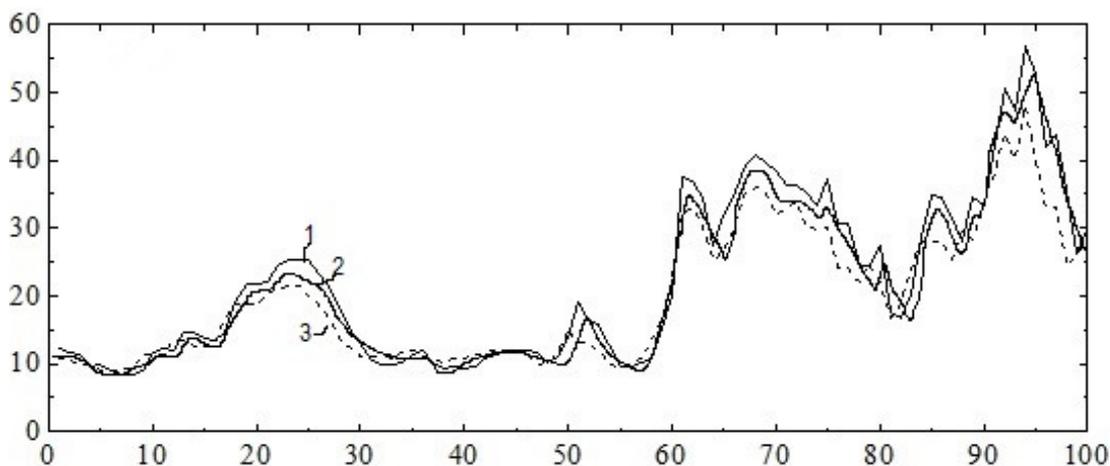


Fig. 2. The empirical (solid line 1) and forecasting (solid line 2 and dotted line 3) NO_2 concentration lines for the last one hundred points (see text).

The theoretical predicted data (solid line 2) are obtained with using the Schreiber-type prediction algorithm with neural networks block and the theoretical data (dotted line 3) are obtained with using the standard Schreiber-type algorithm. In whole an analysis shows that almost all the peaks on the actual curve repeated on the prognostic difference between the forecast and the actual data in the event of high concentrations of the ingredients can be quite large. The prediction line 2 looks more exact in comparison with actual data. In Table 3 we list the quantitative indicators of the forecast effectiveness. It can be seen that with decreasing predictability the quality of the forecast improves, that is, the results of the method are very similar to those that can be obtained by other methods. In order to check how well the model is built, it reflects the entire time series, a forecast was also made for 900 randomly selected terms. The success of the forecast turned out to be slightly improved (Table 3).

Table 3.

Correlation coefficient (r) between actual and predictive series and rms prediction error (σ) for different predictions timeliness (NO_2 ; two sites) for the last 100 raw points and 900 randomly chosen raw points

	6h	12h	18h	24h		6h	12h	18h	24h
Site 1; Last 100 points of a raw					Site 1; 900 random points				
R	0.98	0.98	0.97	0.96	r	0.99	0.99	0.98	0.98
Σ	3.825	4.019	5.233	6.025	σ	3.711	3.891	4.338	5.011
Site 2; Last 100 points of a raw					Site 2; 900 random points				
R	0.99	0.99	0.98	0.97	r	0.99	0.99	0.99	0.98
Σ	3.611	3.938	4.839	5.636	σ	3.567	3.899	4.287	4.978

To conclude, we have presented results of advances studying the temporal dynamics (time series) of the atmospheric pollutants (dioxide of nitrogen) concentration in atmosphere of the industrial cities using earlier developed chaos-geometric approach and new prediction models. To reconstruct the corresponding attractor, the time delay and embedding dimension are determined. The LE spectrum, Kaplan-Yorke dimension, KE etc are calculated. It is presented a new effective prediction model for description of the temporal dynamics of the air pollutants concentration.

References:

1. *Gubanova E., Glushkov A., Khetselius O., Bunyakova Yu., Buyadzhi V., Pavlenko E.*, New methods in analysis and project management of environmental activity: Electronic and radioactive waste. – Kharkiv: FOP.-2017.
2. *Khetselius O.Yu., Florko T.A., Svinarenko A.A., Tkach T.B.*, Radiative and collisional spectroscopy of hyperfine lines of the Li-like heavy ions and Tl atom in an atmosphere of inert gas // *Phys.Scripta.* – 2013. – Vol.T153-P.014037.
3. *Glushkov A.V., Serbov N.G., Bunyakova Yu.Ya., Prepelitsa G.P., Svinarenko A.A.* Sensing the kinetical features of energy exchange in mixture $\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-H}_2\text{O}$ of atmospheric gases under interacting with laser radiation//*Sensor Electr. and Microsyst. Techn.* 2006. – № 4. – P.20-22.
4. *Abarbanel H., Brown R., Sidorowich J., Tsimring L.* The analysis of observed chaotic data in physical systems// *Rev. Mod. Phys.* – 1993. – Vol.65. – P.1331–1392.
5. *Kennel M., Brown R., Abarbanel H.* Determining embedding dimension for phase-space reconstruction using a geometrical construction // *Phys.Rev.A.* – 1992. – Vol. 45. – P.3403-3411.
6. *Packard N.H., Crutchfield J.P., Farmer J.D., Shaw R.S.*, Geometry from a time series// *Phys. Rev. Lett.* – 1980. – Vol. 45. – P. 712–716.
7. *Schreiber T.* Interdisciplinary application of nonlinear time series methods // *Phys. Rep.* – 1999. – Vol.308. – P. 1–64.
8. *Glushkov A., Khetselius O., Bunyakova Yu., Prepelitsa G., Solyanikova E., Serga*

- E.* Non-linear prediction method in short-range forecast of atmospheric pollutants: low-dimensional chaos. In: Dynamical Systems - Theory and Applications. Lodz Univ. 2011, LIF111.
9. *Glushkov A., Khetselius O., Kuzakon V., Prepelitsa G., Solyanikova E., Svinarenko A.* Modeling of interaction of the non-linear vibrational systems on the basis of temporal series analyses (application to semiconductor quantum generators)// Dynamical Systems - Theory and Applications, Lodz Univ. 2011, BIF110.
 10. *Glushkov A., Khetselius O., Svinarenko A., Serbov N.* The sea and ocean 3D acoustic waveguide: rays dynamics and chaos phenomena // J. Acoust. Soc. Amer. – 2008. Vol.123(5). – P.3625.
 11. *Khetselius O.Yu.*, Forecasting evolutionary dynamics of chaotic systems using advanced non-linear prediction method // Dynamical Systems – Theory and Applications, Eds. J. Awrejcewicz et a.-2013. – Vol.1. – P.145-152.
 12. *Glushkov A., Safranov T., Khetselius O., Ignatenko A., Buyadzhi V., Svinarenko A.* Analysis and forecast of the environmental radioactivity dynamics based on methods of chaos theory: General conceptions // Environm. Problems. – 2016. – Vol.1, №2. – P.115-120.
 13. *Ignatenko A., Buyadzhi A., Buyadzhi V., Kuznetsova A., Mashkantsev A., Ternovsky E.* Nonlinear chaotic dynamics of quantum systems: molecules in an electromagnetic field // Adv. Quant. Chem. – 2019. – Vol.78. – P.149-170.
 14. *Serbov N., Svinarenko A.* Wavelet and multifractal analysis of oscillations in system of couled autogenerators in chaotic regime // Photoelectronics. – 2006. – Vol.15. – P.27.
 15. *Serbov, N., Svinarenko, A.* Wavelet and multifractal analysis of oscillations in a grid of couled autogenerators// Photoelectronics. – 2007. – Vol.16. – P.53-56
 16. *Prepelitsa, G., Buyadzhi, V., Ternovsky, V.* Non-linear analysis of chaotic self-oscillations in backward-wave tube // Photoelectronics. – 2013. – Vol.22. – P.103-107

***Бунякова Ю.Я., Хецеліус О.Ю., Флорко Т.О.,
Глушков О.В., Свинаренко А.А., Дубровська Ю.В.***

Хаос-геометричний підхід до аналізу, моделювання і прогнозування динаміки забруднюючих речовин в атмосфері промислових регіонів

АНОТАЦІЯ

Узагальнений хаос-геометричний підхід застосований до аналізу, моделювання та прогнозування часової динаміки концентрацій забруднюючих речовин (NO₂) в атмосфері промислових міст. Підхід включає в себе такі методи нелінійного аналізу та теорії хаосу, як мультифрактальний формалізм, метод кореляційного інтеграла, аналіз на основі показників Ляпунова, ентропії Колмогорова, спектральні і прогнозні моделі, в т.ч., вперше з нейронномурежесвим блоком. Для аналізу вимірних часових періодів концентрацій діоксиду азоту фазовий простір системи було реконструйовано методом затримок. З метою виконання удосконаленого аналізу використовуються метод взаємної інформації, алгоритм кореляційного інтеграла, алгоритм помилкових найближчих

сусідів, аналіз на основі показників Ляпунова і метод сурогатних даних. Метод кореляційної розмірності дозволив виявити дивний аттрактор з відносно невисокою фрактальною розмірністю. Розраховані динамічні і топологічні інваріанти, в тому числі, розмірності: вкладення, кореляційна, Каплана-Йорка, показники Ляпунова, ентропія Колмогорова та ін. Аналіз отриманих даних підтвердив наявність елементів детермінованого хаосу в флуктуаційній часовій динаміці концентрацій атмосферних забруднювачів. Розроблено нову ефективну модель прогнозування тимчасової еволюційної динаміки концентрації забруднювачів повітря в атмосфері промислового міста. Наведено чисельні дані для коефіцієнта кореляції між фактичним і прогностичним рядами.

Ключові слова: флуктуаційна динаміка атмосферних забруднювачів, хаос-геометричний підхід.

**Бунякова Ю.Я., Хецелиус О.Ю., Флорко Т.А.,
Глушков А.В., Свинаренко А.А., Дубровская Ю.В.**

Хаос-геометрический подход к анализу, моделированию и прогнозированию динамики загрязняющих веществ в атмосфере промышленных регионов

АНОТАЦИЯ

Обобщённый хаос-геометрический подход применен к анализу, моделированию и прогнозированию временной динамики концентраций загрязняющих веществ (NO_2) в атмосфере промышленных городов. Подход включает в себя такие методы нелинейного анализа и теории хаоса, как мультифрактальный подход, метод корреляционного интеграла, анализ на основе показателей Ляпунова, энтропии Колмогорова, спектральные и прогнозные модели, в т.ч., впервые с нейронносетевым блоком. Для анализа измеренных временных периодов концентраций диоксида азота фазовое пространство системы было реконструировано методом задержек. С целью выполнения усовершенствованного анализа используются метод взаимной информации, алгоритм корреляционного интеграла, алгоритм ложных ближайших соседей, анализ на основе показателей Ляпунова и метод суррогатных данных. Метод корреляционной размерности позволил выявить странный аттрактор с относительно невысокой фрактальной размерностью. Рассчитаны динамические и топологические инварианты, в том числе, размерности: вложения, корреляционная, Каплана-Йорка, показатели Ляпунова, энтропия Колмогорова и др. Анализ полученных данных показал наличие элементов детерминированного хаоса в флуктуационной временной динамике концентраций атмосферных загрязнителей. Разработана новая эффективная модель прогнозирования временной эволюционной динамики концентрации загрязнителей воздуха в атмосфере промышленного города. Приведены численные данные для коэффициента корреляции между фактическим и прогностическим рядами.

Ключевые слова: флуктуационная динамика атмосферных загрязнителей, хаос-геометрический подход.

ЕЛЕКТРОФІЗИКА

УДК:533.9, 524.1

Дойков Д.Н.

Одесский национальный морской университет

E-mail: doikov@mail.bg

Коллективные эффекты в запыленной плазме с магнитным полем, облучаемой жесткими излучениями

В работе вычислены коэффициенты переноса разреженной низкотемпературной плазмы (далее НТП) с конденсированной дисперсной фазой (далее КДФ) при характерных температурах $T = 50^{\circ}\text{K} - 100^{\circ}\text{K}$ в слабых внешних магнитных полях ($B = 10^6 - 1\text{Гаусс}$). Показаны последствия облучения НТП КДФ-плазмы потоками рентгеновских и γ – квантов, высокоэнергичными заряженными частицами (электронами, позитронами, протонами и α -частицами). Для систем положительно заряженных монодисперсных нано-частиц определены новые частоты коллективных МГД-колебаний. В этой связи, актуальной для интерпретации экспериментальных спектроскопических данных по рассеянию, является степень диссипативного рассеяния поступающей в систему энергии. На конкретных примерах рассмотрены последствия такого рассеяния. По своей природе первый вид рассеяния поступающей в рассматриваемые физические системы энергии состоит в локальных энергетических потерях при парных взаимодействиях с атомами, молекулами и КДФ среды. Вторым типом рассмотренных взаимодействий, это рассеяние потоков заряженных частиц и турбулентными (типа циклонических вихрей) структурами НТП с КДФ, находящейся во внешнем магнитном поле. Сравнением указанных двух механизмов диссипативных потерь показана их сопоставимость.

Ключевые слова: *конденсированная дисперсная фаза, низкотемпературная плазма в магнитном поле, поверхностный потенциал, коллективные процессы в плазме с КДФ.*

Введение. Присутствие частиц КДФ в НТП приводит к изменению энергетического и зарядового баланса в ней. В частицах КДФ с интересующими нас размерами в 10 – 20 нм. содержится $10^6 - 10^7$ атомов. При интересующих нас температурах в 50 К - 100 К и малой степени ионизации, происходящей под действием внешних факторов, КДФ аккумулирует как кинетическую, так и лучистую энергию окружающего газа и поля излучения. Эта энергия затем излучается в ИК-диапазоне спектра. Изучаемая среда разряжена в такой мере, что парные столкновения редки. Вместе с этим при отмеченных температурах наблюдается конденсационный рост размеров КДФ и формирование на их поверхности заряда. Как и в случае положительно заряженных частиц, о которых пойдет речь ниже, их присутствие в НТП приводит к изменению термодинамических характеристик плазмы, и, как следствие, к появлению так называемого «пылевого звука». Звуковые «ионные, электронные» волны, как и «пылевые» являются уникальными характеристиками запыленной МГД – плазмы и мощным диагностическим средством контроля различных МГД-неустойчивостей. В

дополнение к сказанному, присутствие заряженных частиц КДФв НТП приводит еще и к ее резкому охлаждению. Если рассмотренную среду с внешним магнитным полем поместить в поле жестких излучений или расположить на пути высокоэнергичных потоков заряженных частиц, то КДФ приобретает положительный заряд [4]. Наравне с КДФ окружающий газ тоже ионизируется. В сильно разреженной среде с указанными физическими условиями разряда (обратный поток электронов) частиц КДФ и электронная рекомбинация ионов маловероятна. Поэтому такую плазму будем считать полностью ионизованной. Сбрасываемые с поверхности КДФ в результате фото-эмиссии электроны по сути имеют значительные энергии, поскольку они являются Оже-электронами. Оже-электроны образуются как в монодисперсной КДФ [4], так и в газе [5]. В дальнейших расчетах МГД - состояний НТП с КДФ воспользуемся ранее полученными функциями распределения Оже – и тепловых электронов по вышеуказанным предыдущим работам автора. В настоящей работе изучаемая нами плазма представляет собою смесь твердых монодисперсных положительно заряженных частиц с размерами, варьируемыми в пределах 10-20 нм., а также положительно заряженных ионов водорода, гелия и электронов. К частицам КДФ отнесем частицы типа кристаллического графита и кремния. То есть частицы не имеют каких-либо аморфных модификаций либо аморфных примесных включений. Главной целью настоящей работы является получение новых спектроскопических МГД-характеристик для НТП с КДФ. Работа состоит из 5 разделов: введения, трех параграфов, посвященных коэффициентам переноса в полностью ионизованной запыленной плазме, коллективным, МГД-явлениям, постановке спектроскопических наблюдений рассматриваемой плазмы, дискуссии и заключения.

1. Коэффициенты переноса в полностью ионизованной НТП с КДФ в магнитном поле. Точные выражения для коэффициентов переноса вычислялись либо в предположении локального термодинамического равновесия в плазме, либо при малых отклонениях от него. Другими словами, локальная функция распределения считалась локально максвелловской, либо мало отличающейся от нее. В нашем случае частицы КДФ можно считать малоподвижными. Положительно заряженные ионы водорода имеют изначально максвелловское распределение по скоростям при температурах 50 К-100 К. Отдельно следует отметить функцию распределения электронов по скоростям. Она является суммой функций распределения электронов различного происхождения. А именно максвелловской функции распределения по скоростям для такой же температуры газа (50 К-100 К) и функции распределения для Оже-электронов, образованных при заполнении К-вакансий в атомах КДФ и газовой составляющей. В работе [5] показано, что за появление градиентов температур в НТП с КДФ в магнитном поле ответственны Оже-электроны. Их энергии достигают сотен электрон-вольт для атомов, входящих в состав КДФ (начиная с атомного номера 6 и выше). Важность вычисления коэффициентов переноса состоит в определении темпов диссипации энергии рассматриваемого газопылевого конгломерата. Будем рассматривать такие системы, где их масштаб L заметно

больше l – длины свободного пробега электронов, атомных ионов и монодисперсных частиц КДФ. В полностью ионизованной трехкомпонентной НТП с КДФ в магнитном поле при выполнении указанного соотношения между масштабами применим МГД подход. В настоящем разделе удобнее пользоваться системой СГС (температурой в eV, магнитным полем в Гауссах- GS). Особенность изучаемой физической системы состоит в том, что электронная функция распределения является двухкомпонентной [5], состоящей из «холодных» равновесных (максвелловских) – $f_M(E)$ и «горячих» - Оже-электронов $f_O(E)$, ионная – $f_i(E)$ и «пылевая» – $f_d(E)$. Такая 4-х компонентная НТП с КДФ будет учитываться при расчетах коэффициентов переноса. При интерпретации релаксационных процессов в НТП с КДФ рассматривались взаимодействия: холодных и Оже-электронов; холодных электронов – ионов; Оже-электронов – ионов; холодных электронов – КДФ; Оже-электронов – КДФ; ионов – КДФ с использованием функций распределения – $f_M(E)$, $f_{Auger}(E)$, $f_i(E)$ и $f_d(E)$. Три канала с участием холодных электронов можно описать основополагающими соотношениями методом Брагинского [1], считая плазму полностью ионизованной. Взаимодействие Оже-электронов с ионами и КДФ описано в виде ионизационных потерь [5]. Описание МГД НТП с КДФ начнем с вычисления времен релаксации каждого компонента к равновесию. Обычно, эти времена соответствуют времени возвращения возмущенной системы к равновесию. В нашем случае это время перераспределения энергии путем теплопередачи более «холодному» компоненту плазмы в случае замкнутости четырехкомпонентной плазмы. Другими словами, это время релаксации фиксированного начального состояния плазмы к ее термодинамическому равновесию. Под полной релаксацией системы будем понимать наибольшее время релаксации среди указанных шести каналов. Все каналы ведут в конечном счете к передаче энергии КДФ и ее переизлучению в ИК-области спектра и формированию фотоэлектронов. КДФ охлаждает плазму. Поток внешних излучений делает плазму открытой системой в которой происходит пополнение Оже-электронами и жесткими квантами каскадов после образования К-вакансий. Согласно [1] средние времена между столкновениями сопоставимы с временами релаксации рассматриваемой плазмы к локальному термодинамическому равновесию. В этом случае перепишем формулы [(2.5e),(2.5i)] из [1], дополнив третьим компонентом системы – КДФ.

$$\tau_e = \frac{3\sqrt{m_e}T_e^{3/2}}{4\sqrt{2\pi}\lambda e^4 Z^2 n_i} = \frac{3.5 \cdot 10^4}{(\lambda / 10)} \cdot \frac{T_e^{3/2}}{Zn} , \quad (1)$$

$$\tau_i = \frac{3\sqrt{m_e}T_e^{3/2}}{4\sqrt{\pi}\lambda e^4 Z^2 n_i} = \frac{3.5 \cdot 10^4}{(\lambda / 10)} \cdot \left(\frac{m_i}{2m_p} \right)^{1/2} \cdot \frac{T_e^{3/2}}{Z^3 n} , \quad (2)$$

$$\tau_d = \frac{3\sqrt{m_e}T_e^{3/2}}{4\sqrt{\pi}\lambda e^4 Z^2 n_d} = \frac{3.5 \cdot 10^4}{(\lambda / 10)} \cdot \left(\frac{m_d}{2m_p} \right)^{1/2} \cdot \frac{T_e^{3/2}}{Z^3 n} . \quad (3)$$

Кулоновский логарифм λ в интересующих нас пределах энергий определяется следующим образом. При $T_e > 50\text{eV}$, $\lambda = 25.3 - 1.15 \lg n + 2.3 \lg T_e$. Цикло-

тронные частоты электронов – $\omega_e = 1.7610^7 \text{В}$ и ионов – $\omega_i = 0.96 \cdot 10^4 \frac{ZB}{m_i/m_p}$.

Для частиц КДФ – $\omega_d = 0.96 \cdot 10^4 \frac{ZB}{m_d/m_p}$. Квазинейтральность плазмы характеризуется соотношениями: $n = n_e = Z_i n_i + Z_d n_d$. По средним размерам полученных нами размеров монодисперсных частиц КДФ Дойков [4], потокам жестких квантов и высокоэнергичных частиц [5], скоростям процессов ионизации, вызывающих фото-эмиссию [10], [11] и результатам лабораторных измерений размеров КДФ [3] оценивался заряд Z_d . Полученный нами поверхностный потенциал частиц достигал десятков вольт. При принятых размерах КДФ это означает, что $Z_d \approx 10e - 50e$. Следуя значениям произведений $\omega\tau$ определим тип используемого приближения для дальнейших расчетов коэффициентов переноса. В рассматриваемых нами задачах, обычно $\omega\tau \gg 1$. Дальнейшие соотношения (2) – (6) взяты из работ Брагинского [1] и там, где это необходимо, дополнены нами для учета специфических условий в НТП с КДФ. Представим необходимые для дальнейшего рассуждения соотношения.

Электропроводность плазмы $\sigma_{\parallel}, \sigma_{\perp}$ и плотности токов J_{\parallel}, J_{\perp} связаны с силой трения (в виде джоулевых потерь тепла) $R_u = en \left(\frac{J_{\parallel}}{\sigma_{\parallel}} + \frac{J_{\perp}}{\sigma_{\perp}} \right)$. Знак \parallel – означает, что заданная величина продольная (вдоль среднего магнитного поля – \mathbf{B}) и \perp – поперечная перпендикулярная составляющие к внешнему магнитному полю. Здесь:

$$\sigma_{\perp} = \frac{e^2 n_e \tau_e}{m_e} = \sigma_1 T_e^{3/2}, \sigma_{\parallel} = 1.96 \sigma_{\perp} = 1.96 \sigma_1 T_e^{3/2}, \sigma_1 = \frac{0.9 \cdot 10^{13}}{(\lambda / 10) Z} \text{sec} \cdot \text{eV}^{\frac{3}{2}} \quad (2)$$

Термосила – R_T . Изменение среднего импульса, вызванного температурными градиентами называется термосилой и обозначается как R_T :

$$\mathbf{R}_T = -0.71 n_{e\parallel} - \frac{3}{2} \frac{n_e}{\omega_e \tau_e} \left[\frac{\mathbf{B}}{|\mathbf{B}|}, \nabla T_e \right]. \quad (3)$$

Потоки тепла формируются электронами и определяются выражениями:

$$q_u^e = 0.71 n_e T_e u_{\parallel} + \frac{3}{2} \frac{n_e T_e}{\omega_e \tau_e} \left[\frac{\mathbf{B}}{|\mathbf{B}|}, \mathbf{u} \right]. \quad (4)$$

$$q_T^e = -\chi_{\parallel}^e \nabla_{\parallel} T_e - \chi_{\perp}^e \nabla_{\perp} T_e - \frac{5}{2} \frac{c n_e T_e}{\omega_e \tau_e} \left[\frac{\mathbf{B}}{|\mathbf{B}|}, \nabla T_e \right]. \quad (5)$$

Коэффициенты теплопроводности в этих формулах равны:

$$\chi_{\parallel}^e = 3.16 \frac{n_e T_e \tau_e}{m_e}; \quad \chi_{\perp}^e = 4.66 \frac{n_e T_e}{m_e \omega_e^2 \tau_e}. \quad (6)$$

Для потоков тепла, сформированного ионным компонентом, представим следующие соотношения, которые справедливы как для пыли, так и для ионов атомов.

$$q_{i,d}^e = -\chi_{\parallel}^{i,d} \nabla_{\parallel} T_{i,d} - \chi_{\perp}^{i,d} \nabla_{\perp} T_{i,d} - \frac{5}{2} \frac{c n_{i,d} T_{i,d}}{ZeB} \left[\frac{\mathbf{B}}{|\mathbf{B}|}, \nabla T_{i,d} \right],$$

$$\chi_{\parallel}^{i,d} = 3.9 \cdot \frac{n_{i,d} T_{i,d} \tau_{i,d}}{m_{i,d}}, \quad \chi_{\perp}^{i,d} = 2 \cdot \frac{n_{i,d} T_{i,d}}{m_{i,d} \omega_{i,d}^2 \tau_{i,d}} \quad (7)$$

Теплопроводность вдоль поля больше у электронов, а поперек поля у атомных ионов и заряженной КДФ.

Вязкость плазмы. Определяется путем вычисления компонент тензора вязких напряжений (давлений) – $\pi_{\alpha,\beta}$, которые зависят как от производных от скоростей по различным осям $\frac{\partial V_{\alpha}}{\partial x_{\beta}}$, так и от их комбинаций. При отсутствии

магнитного поля имеем для ионов (i) и пыли (d) и электронов (e) следующие значения коэффициентов вязкости:

$$\eta_0^{i,d} = 0.96 n_{i,d} T_{i,d} \tau_{i,d}, \quad \eta_0^e = 0.73 n_e T_e \tau_e. \quad (8)$$

В присутствии магнитного поля В, направленного вдоль оси z возникает множество особенностей нетривиального характера, связанных с продольным (индекс 0) и поперечными (x, y) направлениями к магнитному полю. Комбинациями упомянутыми индексами получаем четыре компонента коэффициента вязкости плазмы для электронной, ионной и КДФ-компонент. В следствие возникшей сильной анизотропии среды возникает необходимость в рассмотрении еще четырех коэффициентов вязкости, умножаемых на комбинацию компонент тензора скоростей сдвига:

$$\eta_1^{i,d} = \frac{3}{10} \frac{n_{i,d} T_{i,d}}{\omega_{i,d}^2 \tau_{i,d}}; \eta_2^{i,d} = 4\eta_1^{i,d}; \eta_3^{i,d} = \frac{1}{2} \frac{n_{i,d} T_{i,d}}{\omega_{i,d}}; \eta_4^{i,d} = 2\eta_3^{i,d}. \quad (9)$$

Для электронов в случае присутствия однозарядных ионов в сильном магнитном поле коэффициенты вязкости равны [1]:

$$\eta_1^e = 0.51 \frac{n_e T_e}{\omega_e^2 \tau_e}; \eta_2^e = 4\eta_1^e; \eta_3^e = -\frac{1}{2} \frac{n_e T_e}{\omega_e}; \eta_4^e = 2\eta_3^e \quad (10)$$

При равенстве температур ионов и электронов вязкость ионов всегда выше вязкости электронов в сильных магнитных полях. Для ряда сред вычисления показаны в Таблице.

Сжимаемость. Сжатие (расширение) НТП с КДФ поперек сильного магнитного поля представляет собою, например, изменение компонент скоростей вдоль оси X. Во время такого сжатия магнитные силовые линии сгущаются (сжимаются) и магнитное поле растет пропорционально концентрации ионизованного вещества. В этом случае $\nabla \cdot \mathbf{V} = \frac{\partial V_x}{\partial x} = -\frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial t}$. В результате столкновений происходит выравнивание энергий частиц по разным направлениям. В разреженной плазме, рассматриваемой в настоящей работе, поперечное давление оказывается большим продольного на долю, определяемую соотношениями:

$$\pi_{x,x} = \pi_{y,y} \sim -p\tau \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial t} \sim \eta_0 \frac{\partial V_x}{\partial x} \sim \pi_{z,z} \quad (11)$$

Таблица 1

Коэффициенты переноса НТП с КДФ в магнитном поле, n в см^{-3}

	Ионо-сфера $n = 10^4$	Околозем. Простр-во $n 10^3$	Вакуум. Камера $n = 10^2$
τ_e	$1.17 \cdot 10^3$	$1.17 \cdot 10^4$	$1.17 \cdot 10^5$
τ_l	$8.28 \cdot 10^2$	$8.28 \cdot 10^3$	$8.28 \cdot 10^4$
τ_d	$4.05 \cdot 10^6$	$4.05 \cdot 10^7$	$4.05 \cdot 10^8$
ω_e	$1.86 \cdot 10^7$	$1.86 \cdot 10^7$	$1.86 \cdot 10^7$
ω_l	$1.92 \cdot 10^4$	$1.92 \cdot 10^4$	$1.92 \cdot 10^4$
ω_d	$8.82 \cdot 10^{-4}$	$8.82 \cdot 10^{-4}$	$8.82 \cdot 10^{-4}$
σ_{\perp}	$3.01 \cdot 10^{13}$	$3.01 \cdot 10^{13}$	$3.01 \cdot 10^{13}$
σ_{\parallel}	$5.90 \cdot 10^{13}$	$6.14 \cdot 10^{13}$	$5.90 \cdot 10^{13}$
q_u^e	$7.10 \cdot 10^{11}$	$1.41 \cdot 10^{11}$	$7.10 \cdot 10^{11}$
χ_{\parallel}^e	$4.40 \cdot 10^{33}$	$4.05 \cdot 10^{33}$	$4.06 \cdot 10^{34}$
χ_{\perp}^e	$1.41 \cdot 10^{12}$	$1.41 \cdot 10^{11}$	$1.41 \cdot 10^{10}$
η_0^e	$8.55 \cdot 10^4$	$8.55 \cdot 10^5$	$8.55 \cdot 10^6$
$\eta_1^{i,d}$	$1.41 \cdot 10^{-14}$	$1.41 \cdot 10^{-17}$	$1.41 \cdot 10^{-18}$
$\eta_2^{i,d}$	$5.63 \cdot 10^{-16}$	$5.63 \cdot 10^{-17}$	$5.63 \cdot 10^{-18}$
$\eta_3^{i,d}$	$-4.27 \cdot 10^{-2}$	$-4.27 \cdot 10^{-3}$	$-4.27 \cdot 10^{-4}$
$\eta_4^{i,d}$	$-8.54 \cdot 10^{-2}$	$-8.21 \cdot 10^{-3}$	$-8.54 \cdot 10^{-4}$

Выделяемое за счет учитываемой вязкости тепло Q_{vis} обуславливается стремлением системы к установлению локального термодинамического равновесия:

$$Q_{vis} = -\pi_{\alpha,\beta} \frac{\partial v_{\alpha}}{\partial x_{\beta}} = -\pi_{x,x} \cdot \frac{\partial v_x}{\partial x} \sim \eta_0 \left(\frac{\partial v_x}{\partial x}\right)^2 \sim \eta_0 \left(\frac{1}{B} \frac{\partial B}{\partial t}\right)^2 \quad (12)$$

Согласно терминологии, введенной Брагинским величина Q_{vis} – носит название giro-релаксационного нагрева. В термодинамической интерпретации сжимаемость НТП с КДФ часто записывают в виде соотношения:

$$\mu_d = \left(\frac{1}{T}\right) \left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_T = 1 + \frac{u(\Gamma)}{3} + \left(\frac{\Gamma}{9}\right) \frac{\partial u(\Gamma)}{\partial \Gamma} + \dots \quad (13)$$

Здесь $u(\Gamma)$ – избыток внутренней энергии диссипативной НТП с КДФ при изотермическом процессе. В данном случае его можно интерпретировать как работу сил вязкого трения Q_{vis} , обозначенную в формуле (12). Подобные процессы были предметом многочисленных замеров состояний плазмы в ионосфере Земли, дистанционных на Солнце, межзвездном пространстве и т.д. Среди наземных экспериментов спектр изучаемых состояний НТП весьма широк и расширяется с каждым годом. Особенное место здесь занимает решение задач на управляемый термоядерный синтез. В этих экспериментах присутствие твердых частиц провоцировало возникновение новых видов МГД волн и неустойчивостей. Твердые частицы в этом случае рассматривались как загрязняющий и теплоотводящий агент. При прохождении различных видов радиоволн через МГД НТП с КДФ во время течения там коллективных процессов наблю-

дается их резонансное поглощение, флуктуации и рассеяние. Рассеянию в таких физических системах подвергаются также и потоки заряженных частиц высоких энергий – космических лучей в космосе и потоков частиц на ускорителях, где в качестве мишени используется МГД НТП с КДФ. Определенные таким образом рассеивающие свойства МГД НТП с КДФ важны еще тем, что часто в подобных физических системах возникают турбулентные (например, по типу циклонических вихрей) движения вызывающих также специфическое рассеяние потоков электромагнитного излучения.

Остальные коэффициенты, приведенные в тексте, пропорциональны температурным градиентам – $\nabla_{\parallel} T_e$ и $\nabla_{\perp} T_e$ которые требуют комментариев. Примем сплюснутую цилиндрическую конфигурацию плазмы. Магнитное поле направим азимутально вдоль срединного разреза цилиндрического диска. Тогда градиент $\nabla_{\parallel} T_e$ является радиальной функцией, а $\nabla_{\perp} T_e$ поперечной. Наличие специфичной стационарной функции распределения электронов с двумя максимумами (тепловым и Оже-электронным) вызывают появление продольного градиента $\nabla_{\parallel} T_e$ (с хаотической частью) и $\nabla_{\perp} T_e$ – холловского (регулярного) с хаотичным Оже-компонентом. При экстремальных коэффициентах теплопроводности полностью ионизированной НТП с КДФ оба градиента вызывают интенсивный теплоотвод излишней (нетепловой) энергии плазмы. Обычно энергия отводится из системы в виде ИК-излучения. Другим важным источником теплоотвода является перераспределение энергии системы с возникновением различных видов неустойчивостей. Такие неустойчивости были открыты в работах [2,6,7] и приписаны наличию КДФ в НТП. Подчеркнем также, что избыточная энергия, закачиваемая в виде инжектирования со стороны атомов и КДФ Оже-электронов, теперь расходуется на модулирование различных типов звуковых колебаний. В том числе и пылевого звука.

3. Магнито – гидродинамическая, сильно разряженная, НТП с КДФ в поле жестких излучений. При условиях, когда газ нейтрален и идеален, в нем реализована только продольная упругость. В этих условиях, при создании малых возмущений, имеем формирование только звуковых (или ударных) волн. Поместим далее газ с КДФ в цилиндр, внутри которого имеем заданное поле жестких излучений. Считаем, далее, что внутри цилиндра создано однородное радиальное магнитное поле \mathbf{B} , параллельное плоскости оснований. Минимальный линейный размер фигуры (высоту) обозначим через L . Масса частиц КДФ согласно принятым в предыдущих разделах допущениям составляет 1% от массы газа. Средние размеры – 20 нм. Поверхностные потенциалы частиц варьируются от 1 до 50 В. Поле жестких излучений представлено потоком квантов с энергией, равномерно распределенной в интервале от 1 KeV до 1 GeV. Плазма, состоящая из «холодных», «горячих» Оже-электронов, ионов и заряженных частиц КДФ условно назовем четырехкомпонентной. Пусть в такую невозмущенную НТП с КДФ с внешним магнитным полем инжектируется слабый поток высокоэнергичных частиц, который создает малые возмущения плотности $\rho'_{e,i,d}$, давления $p'_{e,i,d}$ и магнитного поля $B'_{e,i,d}$. Линеаризация МГД уравнений

НТП с КДФ приводит к четырем системам уравнений для каждого компонента плазмы. Параметр Π является безразмерной величиной, дающий критерий применения метода линеаризации. Вторым важным упрощающим элементом является представление всех возмущенных величин в виде гармонических плоских волн с частотой ω и волновым вектором \mathbf{k} . Для этого МГД конфигурация должна быть глобально устойчивой, а возникающие коллективные колебания описываться плоскими волнами и эффективно переносящими механическую и электромагнитную энергию. В МГД-плазме как самосогласованной системе, интересующее нас модулирование МГД-волн создается даже в результате возмущения хотя бы одного из вышеуказанных параметров. Таким образом, имеем систему линеаризованных уравнений

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \rho'_{e,i,d}}{\partial t} + \rho_{e,i,d}^0 \nabla \cdot \mathbf{V} = 0 \\ \rho_{e,i,d}^0 \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} = -c_{e,i,d}^2 \nabla p'_{e,i,d} - \frac{1}{4\pi} [\mathbf{B}_{e,i,d}^0, \nabla \chi \mathbf{B}'_{e,i,d}] \\ \frac{\partial \mathbf{B}'_{e,i,d}}{\partial t} = \nabla \chi (\mathbf{V} \times \mathbf{B}_{e,i,d}^0) \\ \Pi = \frac{4\pi e^2 n_e^2}{\rho c^2 k^2} \gg 1 \\ c_{e,i,d}^2 = \frac{\gamma p_{e,i,d}^0}{\rho_{e,i,d}^0} \end{array} \right. \quad (14)$$

Затем производя разложение в ряд Фурье в виде суперпозиции различных гармоник и подставляя их в первые три уравнения получим систему уравнений (16) в которых проведена замена операторов скорости изменения гидродинамических величин $\frac{\partial}{\partial t} \rightarrow -i\omega$, и их градиентов -- $\nabla \rightarrow i\mathbf{k}$ в виде:

$$\left\{ \begin{array}{l} -\frac{\omega}{\rho} + \mathbf{k} \cdot \mathbf{V} = 0 \\ -i\omega = -\frac{kc_s^2 \rho'}{\rho_0} - (\mathbf{B}_0 \chi (\mathbf{k} \times \mathbf{B}')) / 4\pi \rho_0 \\ -\omega \mathbf{B}' = (\mathbf{k} \chi (\mathbf{V} \times \mathbf{B}_0)) \end{array} \right. \quad (15)$$

Отметим, что в рассматриваемом нами цилиндре ось z направлена параллельно плоскости основания, вектор \mathbf{k} перпендикулярен плоскостям оснований цилиндра и магнитному полю и вдоль оси x . Соответственно ось y ортогональна векторам \mathbf{B}_0 и \mathbf{k} . При проектировании на оси X, Y, Z учитывается выполнение условия $\nabla \cdot \mathbf{B}' = 0$, показывающее ортогональность вихревого магнитного поля к волновому вектору \mathbf{k} . В системе уравнений (15) также обнаруживается отсутствие мнимого множителя i . Данное обстоятельство показывает, что вектора \mathbf{V} и \mathbf{B} колеблются в одной фазе и связаны пропорциональной зависимостью с действительными частями разложения в ряд Фурье в виде гармоник плоских волн – $\cos(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)$. В рассматриваемой задаче всегда выполняется условие ортогональности скорости распространения возмущения \mathbf{V} и волнового вектора \mathbf{k} . Тогда возмущения плотности и давления вдоль магнитного поля не происходит, или $\mathbf{k} \cdot \mathbf{V} = 0$. Для компонент величин, входящих в систему уравнений (15) и принадлежащих проекциям (компонентам приведенных там век-

торных произведений) на оси Y справедлива система двух независимых уравнений:

$$\begin{cases} \frac{k_{\parallel} B_0}{4\pi\rho_0} B'_y + \omega V_y = 0, \\ k_{\parallel} B_0 V_y + \omega B'_y = 0. \end{cases} \quad (16)$$

Данная система однородных уравнений является разрешимой при выполнении следующего дисперсионного соотношения:

$$\omega^2 = \frac{B_0^2}{4\pi\rho_0} k_{\parallel}^2 = c_A^2 k_{\parallel}^2 = \frac{(\mathbf{B}_0 \cdot \mathbf{k})^2}{4\pi\rho_0} \quad (17)$$

Величина c_A носит название альфвеновской скорости $c_A^2 = \frac{B_0^2}{4\pi\rho_0}$. Само возмущение магнитного поля в виде альфвеновской волны, распространяется вдоль оси Y со скоростью V_A -- $V_A^2 = \frac{B_y'^2}{4\pi\rho_0}$. Главной особенностью таких волн является то, что они не зависят сжимаемости (несжимаемости) жидкости. Все возмущения вдоль магнитных силовых линий распространяются с альфвеновской скоростью. Выпишем далее проекции векторных выражений в системе уравнений (16) на оси X и Z. Здесь вдоль оси Z_1 нами рассматривается проекция магнитного поля $-B'_y$. Третье уравнение в упомянутой системе спроектируем на Z Второе – на Z и X. В результате имеем четыре уравнения сискомыми переменными.

$$\begin{aligned} \omega \frac{\rho'}{\rho_0} &= k_x V_z + k_z V_x; \omega B'_y (4\pi\rho_0)^{-1/2} = c_A k V_x; \\ \omega V_x &= c_s^2 k_{\perp} \frac{\rho'}{\rho_0} + c_A k B'_y (4\pi\rho_0)^{-1/2}; \omega V_z = c_s^2 k_{\parallel} \frac{\rho'}{\rho_0}. \end{aligned} \quad (18)$$

Исключая возмущения плотности - ρ' и магнитного поля B'_y придем к системе однородных алгебраических уравнений:

$$\begin{cases} (\omega^2 - c_s^2 k_{\perp}^2 - c_A^2 k^2) V_x - c_s^2 k_{\parallel} k_{\perp} V_z = 0 \\ (\omega^2 - c_s^2 k_{\parallel}^2) V_z - c_s^2 k_{\parallel} k_{\perp} V_x = 0 \end{cases} \quad (19)$$

Условие разрешимости системы (19) приводит к дисперсионному уравнению вида:

$$\omega^4 - \omega^2 (c_A^2 k^2 + c_s^2 k^2) + c_s^2 c_A^2 k^2 k_{\parallel}^2 = 0 \quad (20)$$

У которого существуют два корня:

$$\left(\frac{\omega}{k}\right)^2 = \frac{1}{2} (c_A^2 + c_s^2) \pm \left[\frac{1}{4} (c_A^2 + c_s^2)^2 - c_s^2 c_A^2 k_{\parallel}^2 / k^2 \right]^{1/2} \quad (21)$$

Полученные два корня представляют собой так называемые магнитозвуковые волны. Если в выражении (22) перед корнем стоит знак «+» то такая волна называется быстрой, знак «-» – медленной. В заключение, ограничимся результатом формального вывода энергии волн - ε_f :

$$\varepsilon_f = \left(\frac{p_0}{\gamma-1} + \frac{B_0^2}{8\pi} \right) + \left(\frac{c_s^2 \rho'}{\gamma-1} + \frac{\mathbf{B}_0 \cdot \mathbf{B}'}{4\pi} \right) + \left(\frac{\rho_0 V^2}{2} + \frac{c_s^2 \rho'^2}{2\rho_0} + \frac{B'^2}{8\pi} \right) \quad (22)$$

Соотношение (23) дает физически важный критерий выбора упрощающих приближений в МГД НТП с КДФ. Для этого необходимо вычислить отношение электрической к магнитной энергии:

$$\frac{E^2}{B^2} \sim \left(\frac{VB_0}{c}\right)^2 / 4\pi\rho_0 V^2 \sim c_A^2/c^2 \ll 1 \quad (23)$$

В большинстве рассматриваемых задач для очень разреженной плазмы справедливо неравенство $c_A^2/c^2 \ll 1$, которое выполняется на больших расстояниях от заряженных частиц. Тогда, при выполнении условия (23), средняя энергия МГД волн ε_m определится двумя слагаемыми:

$$\varepsilon_m = \frac{\langle B'^2 \rangle}{4\pi} + \frac{\langle c_s^2 \rho'^2 \rangle}{\rho_0} \quad (24)$$

Первое слагаемое включает в себя в основном энергии магнитозвуковых волн - $\langle \varepsilon_{MS} \rangle = \rho_0 \langle V_y^2 \rangle = \frac{\langle B'^2 \rangle}{4\pi}$ (движущихся вдоль оси X). Для альфвеновских же волн - $\langle \varepsilon_A \rangle = \rho_0 \langle V_y^2 \rangle = \frac{\langle B_y'^2 \rangle}{4\pi}$ (движущихся вдоль оси Y). Второе слагаемое в (24) интерпретируется как средняя энергия звуковых волн в плазме. При условиях, когда $c_s \ll c_A$, где $c_s = \left(\frac{\gamma p_0}{\rho_0}\right)^{1/2}$ – звуковая скорость.

Другими словами, $\frac{B_0}{(4\pi\rho_0)^{1/2}} \gg \left(\frac{\gamma p_0}{\rho_0}\right)^{1/2}$ или $B_0 \gg (4\pi\gamma\rho_0)^{1/2}$. Для спектральной диагностики важны температурные флуктуации, происходящие в плазме в результате следования по ним МГД-волн. Такие мерцания часто приводят к атмосферным радишумам. Далее, получим и проинтерпретируем соотношения между энергиями локальных постоянных электрических полей (потенциальными полями, созданными поверхностными зарядами) и вихревыми, порожденными электромагнитной природой МГД-колебаний, в НТП с КДФ. Расчеты поверхностного потенциала КДФ показывают, что в звуковой волне потенциальное поле может быть, как больше, так и меньше вихревого. К радио мерцаниям, создаваемым запыленной плазмой также приводят возмущения температуры, плотности и давления в виде, определяемом по соотношению:

$$\frac{T'}{T_0} = \frac{p'}{p_0} - \frac{\rho'}{\rho_0} \quad (25)$$

4. «Пылевые» звуковые волны. Присутствие КДФ в ионосфере Земли на высотах 90-130 км. приводит к возникновению характерных для нее колебаний. То, что звуковые колебания в плазме с магнитным полем являются продольными было показано в работах [6], [7]. Ионно-звуковые колебания, возникающие на этих же высотах, гасятся за счет большей вязкости среды при их распространении. Частоты же пылевых звуковых волн составляют 0.1-25 Гц и мало подвержены влиянию вязкости атмосферы [6]. Во время выпадения метеорных потоков и других возмущений ионосферной плазмы происходит их модуляции на указанных частотах. Внеатмосферные явления в запыленной плазме с помощью прямых инструментальных измерений исследовать сложнее. Однако в последнее десятилетие работы по поиску гравитационных волн потребовали создания тысяч детекторов по всему земному шару для регистрации колебаний сред, вызванных различными источниками, на сверхдлинных волнах. Эти же детекторы пригодны для изучения инфразвука.

Интерес представляют среды, в которых характерные неоднородности L являются сравнимыми с длиной акустических пылевых или ионно-пылевых волн. В атмосфере Земли такими рассеивающими структурами представляются неоднородности в верхних слоях атмосферы в виде высоко расположенных облаков, созданных мощными извержениями вулканов или массивными лесными пожарами. Максимальные амплитуды подобных акустических волн на поверхности Земли составляют не более десяти паскаль, что позволяет их регистрировать современными методами. Подобные акустические волны модулируют воздействием мощными антенными системами на ионосферу Земли. При выходе за пределы возможностей прямых измерений амплитуд акустических ионно-плазменных и плазменно-пылевых волн нет. Вместе с тем, актуальна задача на определение такие последствия их распространения, которые вызывают изменение структуры объемных объектов, размещенных в газопылевой плазме. Приведем дисперсионные соотношения для пылевых звуковых волн, подходящие для изучения их прохождения через различные среды. Они были получены в работе[6, ф.19]:

$$\omega_s(K) = \sqrt{\frac{\omega_d^2}{b(K)} - \left(\frac{v_{dn}}{2}\right)^2} - i \frac{v_{dn}}{2}, \quad b(K) = 1 + \frac{1}{K^2 \lambda_{de}^2} \left(1 + \frac{\bar{v}_e}{v_{ch}}\right), \quad (26)$$

В последней формуле ω_d^2 – квадрат пылевой плазменной частоты: $\omega_d^2 = \frac{4\pi n_{d0} q_{d0}^2}{m_d}$; $m_d, n_{d0}, q_{d0}, \lambda_{de}$ масса, концентрация, заряд и радиус Дебая в невозмущенном облаке у монодисперсных частиц. Величин \bar{v}_e – частота столкновений электронов с КДФ; v_{dn} – то же самое для столкновений нейтральных атомов с КДФ. Пусть $I^{eq}(q_d)$ результирующий ток через поверхность частицы (фототок минус входящий ток).

$$v_{ch} = -\frac{1}{q_d} \left(\frac{\partial I^{eq}(q_d)}{\partial q_d}\right); \quad \lambda_{de} = \sqrt{\frac{T_e}{4\pi n_e e^2}}; \quad v_{dn} = \frac{4}{2} \pi a^2 \sqrt{8T_n / \pi m_n n_n (m_n / m_d)} \quad (27)$$

Чтобы плазма излучала на частотах характерных звуковых (коллективных) колебаниях необходимо создать в ней условия для модуляционной неустойчивости. При этом необходимо, чтобы амплитуда электромагнитного (или иного) возмущения приводила к выполнению следующего соотношения в случае положительного заряда КДФ:

$$\frac{|E_0^2|}{4\pi n_{e0} k T_{e0}} \gg \max \left\{ \frac{3}{8} \frac{C_{sd} K}{v_e} \frac{\omega_0^2 v_e^2 + K^4 c^4}{K^2 c^2} \frac{\omega_0^2}{\omega_{pe}^2}, \frac{3}{8} \frac{(\omega_{\chi_e})^3}{v_e C_{sd}^2 K^2} \frac{\omega_0^2 v_e^2 + K^4 c^4}{K^2 c^2} \frac{\omega_0^2}{\omega_{pe}^2} \right\} \quad (28)$$

Коэффициенты электронной и ионной теплопроводности χ_e и χ_i входят в формулу (6) при наличии внешнего магнитного поля. Если магнитного поля нет, то входящая в выражение (29) электронная плазменная частота $\omega_{pe} = \sqrt{4\pi n_{e0} e^2 / m_i}$, $\omega_{\chi} = \frac{(\omega_{\chi_e} + \omega_{\chi_i})}{2}$, $\omega_{\chi_e} = \chi_e K^2$, $\omega_{\chi_i} = \chi_i K^2$. $\chi_e = 3.167 T_e / (m_e v_e)$ и $\chi_i = 3.97 T_i / (m_i v_i)$. В случае получения модулирующего импульса достаточной мощности в области расположения частиц КДФ с положительным зарядом устанавливается следующее соотношение между интенсивностью электромагнитной волны накачки, частотой пылевых звуковых возмущений Ω и инкрементом Γ .

$$\Omega \approx \Gamma \approx \left\{ v_e \omega_{pe}^2 \left(\frac{\omega_{pe} c_{sd}}{\omega_0 c} \right)^2 \right\}^{1/3} \left(\frac{|E_0^2|}{4\pi n_{e0} k T_{e0}} \right)^{1/3}, \omega_\chi \gg \Omega \gg c_{sd} K \quad (29)$$

$$\Omega \approx \Gamma \approx \left(\omega_0 \frac{c_{sd}^2 \omega_{pe}^4}{X_e \omega_0^4} \right)^{1/2} \left(\frac{|E_0^2|}{4\pi n_{e0} k T_{e0}} \right)^{1/2}, \Omega \gg \omega_\chi \gg c_{sd} K \quad (30)$$

Максимальная амплитуда изменения давления в точке принимающего сигнал детектора в однородной атмосфере - $P_{max}(r, t)$ окончательно запишем в виде:

$$P_{max}(r, t) = \frac{\rho_0 V_1}{4\pi r} \left(\frac{\delta K}{K} \right) \left(\frac{\varphi_0 n_{do} q_{do}}{P_{no}} \right) \frac{1}{\omega_{s0}^{-2} + v_{do}^{-2}}. \quad (31)$$

Как и в предыдущих случаях, индекс «0» означает невозмущенное значение: давления – P_{no} , плотности – ρ_0 , заряда – q_{do} . ω_{s0} – действительная часть выражения (27). V_1 – объем неоднородности (облака НТП с КДФ), заполненного частицами. $\delta K, \varphi_0$ – возмущенное абсолютное значение волнового вектора распространявшейся пылевой звуковой волны и абсолютное максимальное значение ее амплитуды.

5. Турбулентность МГД НТП с КДФ. Формально, турбулентность возникает в физических системах, в которых при наличии вязкости и выполнении ряда формальных соотношений. Состоит в возникновении распада направленного движения вещества из-за определенного типа вязкости. В рассматриваемых нами задачах в этом случае имеем турбулентные (часто вихреобразные новообразования) структуры в среде. Турбулентность в НТП с КДФ может проявляться также при наличии внешнего магнитного поля - B_0 . В формальных соотношениях, которыми будем руководствоваться ниже, выделена такая их комбинация, которые дают безразмерные величины. В частности к ним отнесем H и R_m (называемого магнитным числом Рейнольдца). Характерными параметрами физических систем будем считать: V – скорость; L – размер структуры; B_0 – индукция внешнего магнитного поля; ρ_0 – плотность; σ_0 – проводимость.

$$H = \frac{c B_0 m_i}{4\pi \rho_0 V L} = \frac{\omega_e \tau_e}{R_m}, R_m = \frac{4\pi \sigma_0 V L}{c^2}. \quad (32)$$

Изучение турбулентных сред (и не только) удобно анализировать данными безразмерными числами. В ионосфере Земли формула (33) и Таблица 1. дают оценки: $H \gg 1$; $R_m \approx 100$. То есть в ионосфере R_m приобретает пограничное значение, при котором возможна слабая турбулентность на фоне регулярных потоков вещества. Для остальных случаев $H \gg 1$; $R_m \gg 100$ магнитные числа Рейнольдца показывают развитую турбулентность МГД НТП с КДФ. На фоне турбулентных структур нижней атмосферы и ионосферы (в магнитном поле Земли) рассеиваются интенсивные потоки космических лучей. А. Петрухин [8] помощью мюонного телескопа ОЯУ МИФИ впервые фиксировали значительные вариации вторичных мюонов во время штормовых атмосферно-циклонических процессов в нижней атмосфере и аномальных магнитных бурь в ионосфере. Тогда интерпретация подобных явлений атмосферными турбулентными явлениями не нашла поддержки у метеорологов. Однако сейчас, в результате подробных, громоздких расчетов турбулентных явлений в МГД НТП с КДФ было показана, достаточная для измерений, степень рассеяния космиче-

ских лучей вплоть до сверхвысоких энергий. Данная проблема будет предметом подробного рассмотрения в следующей статье.

Заключение.

В настоящей работе рассмотрено влияние коэффициентов переноса на коллективные процессы в разреженной МГД НТП с КДФ. Используются полученные ранее характеристик монодисперсных КДФ ($r \approx 10 - 20 \text{ nm}$; $Z \approx 20e$; $n \approx 10^{-6} \text{ cm}^{-3}$) в результате воздействия на них жестких излучений. Сочетание таких условий позволило определить следующие отличительные особенности изученных физических систем:

1. В МГД НТП с КДФ наличие внешнего поля жестких излучений приводит к формированию специфичной функции распределения электронов по энергиям с двумя максимумами (тепловым и Оже). Условные градиенты температур велики. Они формируют новые каналы интенсивной теплопередачи от энергичных электронов положительно заряженным частицам КДФ.

2. Так же, как и в установках типа «ТОКАМАК», загрязнители в виде КДФ осуществляют интенсивный теплоотвод в плазме, разрушают устойчивость МГД-конфигураций. Это подтверждается значительными порядками величин коэффициентов теплопроводности и проводимости МГД НТП с КДФ. Нарушение устойчивости МГД конфигураций приводит к модуляции коллективных колебаний, задаваемых формулами (29)-(31). В отдельных случаях в разреженной плазме распады модулируют ударные МГД-волны ($C_A \gg C_S$).

3. Новый вид коллективных колебаний под названием «пылевой звук» модулируется до больших амплитуд для характерного монодисперсного распределения по размерам микрочастиц. Такие инфразвуковые волны обладают малым инкрементом затухания и имеют большую проникающую способность. Это также означает, что, зародившись в одной части пространства с должной амплитудой, такая волна разрушает масштабную конфигурацию в другой его части.

4. Облучение МГД НТП с КДФ жесткими квантами и частицами высоких энергий вызывает возникновение значительных потоков тепла от образованных Оже-электронов к КДФ и далее перерабатываемых в собственное излучение частиц. Только низкоэнергетические электроны при этом участвуют в рекомбинации атомных ионов с образованием слабых рекомбинационных линий.

Литература:

1. Брагинский С. И. Явления переноса в плазме // Вопросы теории плазмы. – 1963. – Вып.1. – С. 183-272.
2. Дубинов А.Е., Колотков Д.Ю., Сазонкин М.А. Нелинейная теория ионно-звуковых волн в запыленной электрон-позитрон-ионной плазме // Журнал технической физики. – 2012. – Т. 82, Вып.5. – С.7-15.
3. Дойков Д.Н., Маренков В.И., Чесноков М.Н. Эволюция размеров частиц конденсированной дисперсной фазы в низкотемпературной плазме // Физика аеродисперсных систем. – 1987. – Вып. 31. – С.145-150.

4. Дойков Д.Н. Формирование и эволюция частиц конденсированной дисперсной фазы в поле жестких излучений // Физика аеродисперсных систем. – 1987. – Вып. 56. – С.138-152
5. Дойков Д.Н., Андриевский С.М., Ющенко А.В. Емісія газу і пилу в холодних середовищах із підвищеним умістом радіоактивного ізотопу титану ^{44}Ti . // Журнал фізичних досліджень. – 2018. – Вип. 22. – С. 2901
6. Копнин С.И., Попель С.И., Минг Ю. Пылевые звуковые волны в ионосфере: механизмы генерации, проявления, геофизические следствия. – Секция А. Физика околоземного космического пространства. БШФФ-2009. – С. 123–126.
7. Морозова Т.И. Нелинейные эффекты в процессах зарядки пылевых частиц и в пылевой плазме в окрестностях Луны и Земли. Канд. дисс. ИКИ АН РФ. 2018.
8. Петрухин А.А. НОЦ НЕВОД Института ядерной физики и технологий НИЯУ МИФИ. 2013. – частное сообщение.
9. Hasegawa H., Kozasa T. Condensation of Dust Particles // Progress of Theoretical Physics. Suppl. – 1988. – № 92, Ch.9. – P. 107 – 120.
10. Weingartner J.C., Draine B.T., Barr D.K. Photoelectric Emission from Dust Grains Exposed to Extreme Ultraviolet and X-ray Radiation // Astrophysical Journal. – 2006. – V. 645. – P.1188–1197

Doikov D. N.

Collective effects in a dusty plasma with a magnetic field irradiated by hard radiation

SUMMARY

The transfer coefficients of a rarefied low-temperature plasma (hereinafter referred to as LTP) with a condensed dispersed phase (hereinafter referred to as CDF) were calculated for characteristic temperatures $T = 50 - 100$ K in weak external magnetic fields ($B = 10^{-6} - 1$ Gauss). These effects of irradiation of LTP CDF plasma with X-ray and γ -ray fluxes, high-energy charged particles (electrons, positrons, protons and α -particles) are shown. For systems of positively charged monodisperse nanoparticles, new frequencies of collective MHD oscillations are determined. Significant physical differences between such interacting systems and their influence on the redistribution between the kinetic energy of particle flows and (also the energy of incident quanta of hard radiation) to magnetic and vice versa are shown. In this regard, the degree of dissipative scattering of energy entering the system is relevant for the interpretation of experimental spectroscopic data on scattering. The effects of such scattering are considered on specific examples. By its nature, the first type of scattering of the energy entering the physical systems under consideration consists in local energy losses due to pair interactions with atoms, molecules, and CDF of the medium. The second type of interactions considered is the scattering of charged particle flows and turbulent (like cyclonic vortices) LTP structures with CDF located in an external magnetic field. Comparison of these two mechanisms of dissipative losses shows their comparability. For the physical systems considered above, the transfer coefficients we are received. The relaxation times— τ_{and} gyrofrequencies— ω for a two-component electron gas during its interaction with CDF and ions of atoms and molecules in an external magnetic field are shown. For this multicomponent plasma, based on the Braginsky criteria ($\omega\tau \gg 1$, or $\omega\tau \ll 1$), for applying the previously obtained relations for the transfer coefficients between various plasma components are shown. It was found that the thermal, low-energy electronic component of the LTP is responsible for the recombination of

atomic ions and the discharge of CDFs. The high-energy electrons Auger component leads to large temperature gradients and, as a consequence, significant heat fluxes. In turn, it has been shown that large temperature gradients cause significant currents of the charged component of NTP (electrons, atomic and molecular ions, CDF). It is shown that, in turn, the plasma generates local magnetic fields. The magnetic Reynolds number $R_m \gg 1$ who was calculated in this work are shown that the plasma becomes turbulent. The main conclusion of the work is the proof that a charged monodisperse ultra-low density CDF in the field of hard radiation and an external magnetic field is almost always turbulent.

Дойков Д. М.

Колективні ефекти в запоорошеній плазмі з магнітним полем, що випромінюється жорсткими випромінюваннями

АНОТАЦІЯ

В роботі обчислені коефіцієнти переносу розрідженої низькотемпературної плазми (далі НТП) з конденсованою дисперсною фазою (далі КДФ) при характерних температурах $T = 50 - 100\text{K}$ в зовнішніх магнітних полях ($B = 10^{-6} - 1$ Гаусс). Показані наслідки опромінення НТП КДФ-плазми струмами рентгенівських і γ - квантів, високо енергійними зарядженими частинками (електронами, позитронами, протонами і α -частинками). Для систем позитивно заряджених монодисперсних наночастинок визначені нові частоти колективних МГД-коливаль. У зв'язку з цим, актуальною для інтерпретації експериментальних спектроскопічних даних по розсіюванню, є ступінь дисипативного розсіювання енергії, яка надходить в систему. На конкретних прикладах розглянуто наслідки такого розсіювання. По за своєю природою перший вид розсіювання енергії що надходить в розглянуті фізичні системи полягає в локальних енергетичних втратах при парних взаємодіях з атомами, молекулами і КДФ середовища. Другий тип розглянутих взаємодій - це розсіювання потоків заряджених частинок і турбулентними (типу циклонічних вихорів) структурами НТП з КДФ, що знаходяться в зовнішньому магнітному полі. Порівнянням зазначених двох механізмів дисипативних втрат показана їх сумісність. Для розглянутих вище фізичних систем проведені розрахунки коефіцієнтів переносу. Отримано часи релаксації - τ і гірчастоти - ω двокомпонентного електронного газу при його взаємодії з КДФ і іонами атомів і молекул у зовнішньому магнітному полі. Для даної багатокомпонентної плазми, на основі критеріїв Брагінського ($\omega\tau \gg 1$, або $\omega\tau \ll 1$), показані критерії застосування отриманих раніше співвідношень для коефіцієнтів переносу між різними компонентами плазми. Виявлено Отримано, що тепловий, низькоенергетичний електронний компонент НТП відповідає за рекомбінацію атомних іонів і розряд КДФ. Високоенергетичний електронний Оже-компонент призводить до великим температурним градієнтам і, як наслідок, до значних теплових потоків. У свою чергу показано, великі температурні градієнти викликають значні струми зарядженої компоненти НТП (електронів, атомних і молекулярних іонів, КДФ). Показано, що в свою чергу, плазма породжує локальні магнітні поля. Обчислені в даній роботі значення магнітного числа Рейнольдса $R_m \gg 1$ показують, що плазма стає турбулентною. Головним висновком роботи є доказ того, що заряджена монодисперсна КДФ наднизької щільності в полі жорстких випромінювань і зовнішньому магнітному полі практично завжди є турбулентною.

ФІЗИКА АЕРОЗОЛІВ

УДК 532.528

Ivanitsky G.K., Tselen B.Ya., Nedbaylo A.E., Konyk A.V.

Institute of Engineering Thermophysics of NAS Ukraine, Kiev

Modeling the kinetics of cavitation boiling up of liquid.

With respect to study of the kinetics of cavitation boiling up of liquid a thermodynamic analysis has been carried out for considering the isothermal formation and growth of micro-bubbles in water, produced by an abrupt decrease in liquid pressure. The critical activation pressure, which determines the onset of irreversible growth of nuclei as well as the cavitation incipience, was calculated. Using the previously created mathematical model of bubble ensemble dynamics, the features of the bubble cluster development are considered with due account of the force and thermal interaction of the bubbles. Isothermal and isobaric boiling should be considered as identical phenomena that obey the same thermodynamic and physical laws and are described by the same equations

Key words:

Introduction. Cavitation methods have many applications for a variety of modern technologies concerning the treatment of liquid dispersed media, in particular, for controlling at the molecular level various physical, chemical and biophysical processes in liquid media, as well as for local energy effects on supramolecular structures and microorganisms. To solve these problems, it is necessary to understand the physical nature of cavitation mechanisms and the possibility of their adequate description in spatial and temporal micro- and nanoscales.

In many scientific publications, cavitation is defined as the formation and growth of vapor-gas cavities in liquid due to lowering liquid pressure to the saturated vapor pressure value [1-4]. As will be shown below, this definition is not entirely correct from a physical point of view and, in addition, it is applicable only to determining the stage of cavitation boiling of a liquid. The subsequent final stage of compression and collapse of the bubble ensemble is absent in this definition. At the same time, when solving practical problems, the most important stage of cavitation is the collapse of the cavitation cavities, which, in fact, determines the abnormally strong dynamic and thermal cavitation effects [1, 5-8].

Despite the different and often contradictory definitions of cavitation, we will adhere to the following general wording. “Cavitation refers to a combination of phenomena that occur in a liquid, when external pressure p_l drops below the saturation pressure level at a given temperature $p_{sat}(T_l)$, and then rises rapidly above that level.” If $p_l < p_{sat}(T_l)$, the processes of formation and intensive growth of vapor-gas bubbles are carried out in liquid, what is determined as cavitation boiling. When

$p_l > p_{sat}(T_l)$, rapid compression and subsequent collapse of these bubbles occurs with the emission of powerful dynamic pulses.

The objective of present article is to study the physical nature of cavitation mechanisms and phenomena that occur in the initial stage of cavitation boiling. It is at this stage that those important processes take place, which, in essence, determines the subsequent efficacy of dynamic and thermal effects at the final stage of cavitation development. It is particularly discussed the difference between the *cavitation boiling pressure* of a liquid, which is always equal to the saturated vapor pressure $p_{sat}(T_l)$, and *cavitation boiling up pressure*, which determines the onset of cavitation. In this analytical study, for simplicity of presentation and without losing the generality, water was used as a model liquid. However, the basic concepts discussed here and the main findings regarding the kinetics of cavitation boiling apply to any liquid.

1. Thermodynamic analysis of boiling processes. Thermodynamically, cavitation boiling and usual (thermal) boiling should be considered as identical phenomena, caused by the relaxation of a non-equilibrium liquid-vapor system to the state of thermodynamic equilibrium.. These phenomena differ only by the transition path of the system to a stable state. The criterion for the equilibrium of such two-phase system is the simultaneous equality of pressure ($p_v = p_l$), temperature ($T_v = T_l$) and chemical potentials ($\mu_v = \mu_l$) in both phases. [1,3,5,6]. If one of these conditions is violated, the system becomes non-equilibrium, and tends to go over in steady state.

The features of the liquid-vapor phase transition in the process of cavitation boiling of a liquid and in the process of thermal boiling are depicted schematically in Fig. 1, which shows $p - T$ (Fig. 1-a) and $p - V$ (Fig. 1-b) phase diagrams for water. The binodal line (*Bi*), shown in both figures, separates the region of single-phase states and the region of equilibrium existence of vapor and liquid. This curve is formed by a combination of temperature ($T_v \equiv T_l = T_{boil}(p_l)$) and system pressure values ($T_v \equiv T_l = T_{boil}(p_l)$), that satisfy the above criteria. Thermodynamically, this means the equality of chemical potentials of the coexisting phases on the binodal line.

There are two possibilities for the phase change from liquid to vapor [1,2,9,10].

Let water initially be in the equilibrium state of liquid at atmospheric pressure $p_{l0} = 100\text{kPa}$ and temperature of 20°C (point *A* in Fig. 1a,b). To transfer liquid water into vapor state, it is necessary to violate the equilibrium conditions. The phase transition can be carried out by isobaric heating of water at the given pressure p_{l0} up to the boiling point $T_l = T_{boil}(p_{l0})$, and passing through the binodal line (point *B* in Fig. 1a,b), which ensures the formation and growth of vapor nuclei. In this case, the relaxation of the thermally non-equilibrium vapor-liquid system to a stable vapor state is controlled both by the difference in temperature ($T_l - T_v$) and chemical potentials ($\mu_l - \mu_v$).

It is also possible to transfer liquid water to vapor with isothermal decrease in liquid pressure p_l to the saturated vapor pressure value $p_{sat}(T_{l0})$ and subsequent transition through the binodal line (point *C* in Fig.1a,b), which ensures the formation

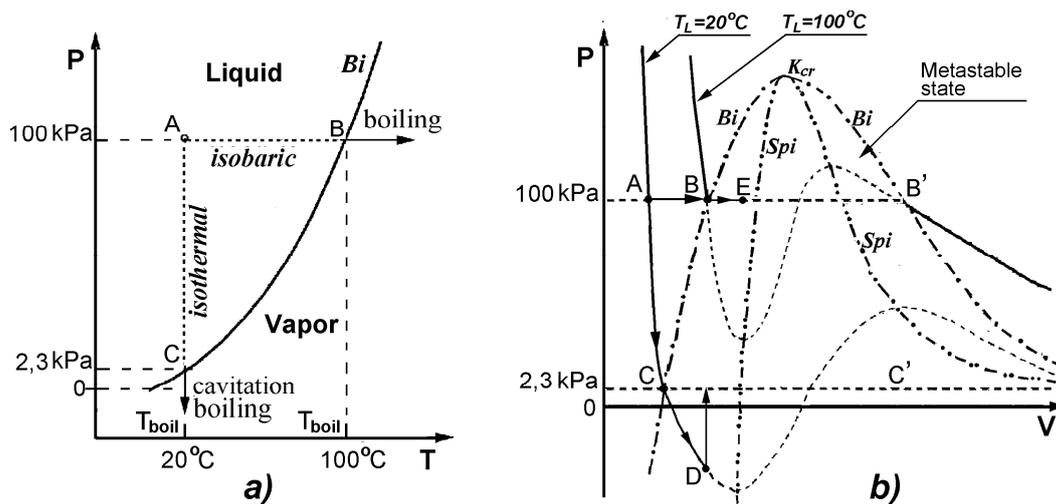


Fig.1. Representation of boiling up kinetics for water in $P-T$ (a) and in $P-V$ (b) state diagrams.

and intensive development of the bubble structure in liquid. In latter case, the relaxation of the mechanically non-equilibrium vapor-liquid system to vapor state is controlled by the pressure difference ($p_v - p_l$). This kind of phase transition is hold to be inertially controlled [1,5]. In most publications, boiling is defined as the process of nucleation in liquid when its isobaric heating, while cavitation is the process of nucleation that occurs when the liquid pressure is isothermally reduced [1-5,10]. In both cases, when crossing the binodal line the intensive nucleation is observed. From a physical point of view, there are certain differences between the two processes.

In fact, it is quite easy to change rapidly the pressure immediately in a body of the liquid, but it is practically impossible to change quickly and uniformly liquid temperature. The relaxation time of mechanical nonequilibrium is much shorter than the relaxation time of two other types of nonequilibrium processes associated with the difference in temperature and chemical potentials in liquid and vapor phases.

Bubble growth (and compression) in cavitation processes are not limited by heat transfer or kinetics of phase transitions, but only by quick inertial effects in the surrounding liquid. Therefore, cavitation at both stages of its development is an explosive process that is stronger and more destructive than the corresponding bubbles dynamics in slower boiling or condensation processes.

In the $p - V$ state diagram (Fig. 1b), the boiling process is described by a certain trajectory or point inside the region of the metastable state. limited on one side by the binodal (Bi) and on the other side by the spinodal (Spi), which defines the boundary of the thermodynamic stability of the liquid. With an isothermal depressurization in water, which was initially at the point A ($p_{l0} = 100 \text{ kPa}$, $T_{l0} = 20^\circ\text{C}$), the liquid passes along the isotherm $A - C$ through the binodal line at the point C and enters the metastable region. The depth of penetration into the metastable region, where water is still in liquid state, is determined by point D (Fig. 1b). Further, the following system development options are possible.

If the concentration of relatively coarse nuclei is sufficiently high (the criteria of “coarseness” and “sufficiency” will be considered below), the process of nucleation

occurs. The liquid pressure p_l increases rapidly to the $P_{sat}(T_{l0})$ value, and the boiling liquid from the state D immediately passes to the line of the real isotherm $C-C'$. A monotonic boiling process proceeds along this trajectory at constant temperature $T_{l0}=20^\circ\text{C}$ and constant pressure $P_{sat}(T_{l0})$ until the final transition of the liquid water to the stable vapor state.

At low concentrations and small nucleus sizes the point D shifts deeper into the metastable region, closer to the spinodal line. The liquid at the point D is believed to be in a state of tension, and the pressure difference between C and D determines the degree of the tension. Moreover, as can be seen from Fig.1b, the liquid pressure can decrease to negative values ($p_l < 0$). Next, a short-time explosive boiling of stretched liquid occurs, and the system leaps to the trajectory of monotonous boiling $C-C'$. In both cases, boiling is carried out exclusively due to heterogeneous nucleation due to the presence of gas micro-bubbles in the liquid.

The maximum tensile stresses of an ideal liquid, which corresponds to the minimum on the van der Waals isotherm, are possible only for a specially purified liquid, which does not contain dissolved gases at all [2-5, 8]. According to modern concepts, liquid rupture under tensile stresses action occurs on gas nuclei. The tensile strength values, obtained in the experiments for usual settled water, does not exceed 0.1 MPa, although for specially purified water values of 25 MPa were reached [1,5].

It is also worth noting that all the modes of the boiling processes considered above are also observed when isobaric increase in temperature of liquid [10]. When isobaric heating water from the initial point A passes along the isobar $A-B'$ through the binodal line (point B) and enters the metastable region ($T_l < T_{boil}(p_{l0})$). The degree of penetration into the metastable region is determined by a point E (Fig. 1b), which in isobaric process is analogous to point D . The temperature difference between points E and B determines the degree of liquid superheating before the onset of nucleation and subsequent intensive vaporization.

Hence, the onset and development of the processes of both thermal and cavitation boiling equally depend on the concentration and on the size of the gas nuclei. Water contains a wide variety of stable gaseous nuclei in the range of radii from 0.1 μm to 10 μm , which are potential centers of cavitation and thermal boiling [1-5,9]. In settled water a maximum bubble density was observed at 2.5 μm [1]. In recorded size range $R_0 = 1.2 \div 12 \mu\text{m}$ more than 90% of the gas volume in distilled water were occupied by bubbles with radii of $R_0 = 1.4 \div 2.2 \mu\text{m}$, and in settled tap water - by bubbles with radii of $R_0 = 4 \div 8.5 \mu\text{m}$ [8]. It is also proved that 1 m^3 of water at 20°C contains about $2 \cdot 10^{15}$ bubbles with an average radius of 20 nm [9,11].

The reasons for the long-term (almost unlimited in time) stability in water of micro-bubbles with radii of $R_0 < 2.5 \mu\text{m}$ are still not completely clear, and this topic has been the subject of wide discussion to date [1-4, 8-9].

2. Activation of micro-bubbles. Consider the necessary conditions for activation of micro-nuclei to initiating boiling up of liquid. Let in water with temperature T_{l0} and pressure p_{l0} there be a bubble with radius R_0 which contains a non-condensable gas with partial pressure p_{g0} and vapor with partial pressure $p_v = p_{sat}(T_{l0}) = \text{const}$. The mass of gas in the bubble is considered to be constant. The inner surface of the bubble is under the effect of pressure $p_{g0} + p_{sat}(T_{l0})$, and its outer surface is affected by both the liquid pressure p_{l0} and capillary pressure $p_{\sigma 0} = 2\sigma/R_0$, where $\sigma = f(T_l)$ is the surface tension of the liquid.

The equilibrium of pressure on both sides of the interface requires that the following condition be satisfied:

$$p_{g0} + p_{sat}(T_{l0}) = p_{l0} + 2\sigma/R_0, \quad (1)$$

The evolution of the bubble is assumed to be isothermal [1-4, 8-9], so that, using the perfect gas law, the gas pressure is inversely proportional to the bubble volume:

$$p_g = p_{g0}(R_0/R)^3 = K/R^3, \quad (2)$$

where $K = p_{g0}R_0^3 = \text{const}$. The initial gas pressure p_{g0} is determined from Eq.(1)

$$p_{g0} = p_{l0} - p_{sat}(T_{l0}) + 2\sigma/R_0. \quad (3)$$

From equation (1) it follows that with any increasing liquid pressure p_l the bubble always goes into a new equilibrium state, but with a smaller size.

With decreasing the pressure p_l two variants of bubble evolution are possible.

When liquid pressure p_l decreases to a certain value $p_{l1} < p_{l0}$, the equilibrium conditions in (1) are violated. The bubble expands and stabilizes in a new equilibrium state with $R_1 > R_0$. The new equilibrium condition in this state is written as

$$K/R_1^3 + p_{sat}(T_{l0}) = p_{l1} + 2\sigma/R_1. \quad (4)$$

As the bubble expands in liquid the gas pressure $p_g \propto R_b^{-3}$ decreases much faster than the counteracting capillary pressure $p_{\sigma} = R_b^{-1}$. When subsequent bubble expansion the influence of gas pressure p_g becomes negligible and can be neglected. Then the condition for the onset of irreversible growth (activation) of the bubble can be presented as follows

$$p_{lcr} \leq p_{sat}(T_{l0}) - 2\sigma/R_{cr}. \quad (5)$$

The p_{lcr} value determines the limit level to which it is necessary and sufficient to reduce the liquid pressure p_l to activate a bubble with a given radius R_0 .

To find the dependence $p_{lcr} = f(R_0)$ let us carry out a numerical calculation. In view of equation (4), the equilibrium condition of the bubble can be re-written as

$$p_{li} = K/R_i^3 - 2\sigma/R_i + p_{sat}(T_{l0}). \quad (6)$$

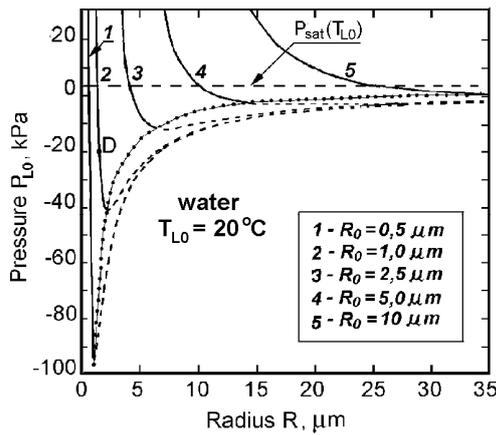


Fig.2. Stable (solid lines) and clearly unstable (dashed lines) states of micro-bubbles on the equilibrium curves $R_{eq} = f(p_l)$ for five R_0 values.

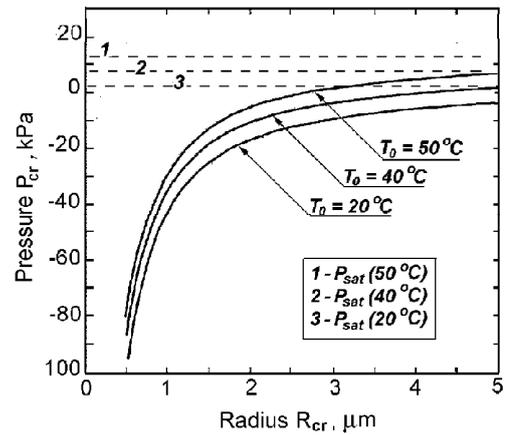


Fig.3. Critical pressure values versus radius of stable bubbles R_0 for three water temperature T_{l0} values: 20, 40 and 50°C.

Equation (6) determines the radius R_i , at which the bubble stabilizes with a successive decrease in pressure p_l from p_0 to certain values p_{li} , and also allows calculation of $R_i = R_{cr}$ and $p_{li} = p_{lcr}$ values, which determine the beginning of irreversible bubble growth. Figure 2 shows the dependences $p_{li} = f(R_i)$ for five different values of radius R_0 of equilibrium bubbles, which are in water with temperature $T_{l0} = 20^\circ\text{C}$ and pressure $p_{l0} = 0.1$ MPa. In accordance with equation (2), these bubbles should contain different amounts of gas ($m_g \propto R_0^3$).

A remarkable feature of the equilibrium curves $p_{li} = f(R_i)$ is the presence of a minimum, which corresponds to the values p_{lcr} and R_{cr} for a bubble with a specified radius R_0 . The dotted line drawn through these peak values is the curve of thermodynamic stability loss. To the left of the dotted line is a stable equilibrium region, while to the right of it the equilibrium conditions are violated. Consequently, the dotted line can be considered as an analogue of the spinodal in the van der Waals diagram (Fig.1b), which defines the boundary of thermodynamic stability. Then the isobar $p_l = P_{sat}$, shown in Fig. 2 by the horizontal dashed line, is the binodal line. Between these two curves lies the metastable region. By this analogy, the equilibrium curves 1–5 in Fig. 2 can be considered as isotherms, crossing the lines of the binodal and spinodal. The left part of the equilibrium curves (solid line) corresponds to a stable state, while the right part of the curves (dashed line) is completely unstable.

As an example, let us consider the equilibrium curve 2, corresponding to a bubble with $R_0 = 1 \mu\text{m}$. As liquid pressure decreases from $p_0 = 100$ kPa to $p_{l1} = -20$ kPa the bubble expands ($R_i > R_0$) and passes into a new stable equilibrium state, which is indicated by point D . The point D in Fig.2 is an analogue of the point D in Fig.1b, which determines the condition of the quasi-equilibrium state of liquid in metastable

region. When the liquid pressure p_l drops to $p_{li} = -40$ kPa, which is the critical pressure for the bubble on curve 2, this bubble with radius R_{cr} goes over to the unstable part of curve 2 (dashed line) and begin to grow unlimitedly. All bubbles with radii $R_i < R_{cr}$ are in stable equilibrium, while with $R_i > R_{cr}$ they are unstable.

It was noted above, that the depth of liquid penetration into the metastable region before the onset of intensive bubble growth depends on the size of the nuclei.

Fig.2 shows, that at pressure $p_l = -40$ kPa, which is critical one for bubbles with $R_0 = 1$ μm (curve 2), the bubbles with initial size $R_0 = 0.5$ μm (curve 1) are still in an equilibrium state, far from the spinodal line. The larger bubbles (curves 4 and 5) begin to grow unlimitedly even with relatively slight decrease in pressure. However, as it is seen from Fig.2, for all bubbles with $R_0 < 5$ μm the pressure values $p_{lcr} < 0$.

Equation (6) allows calculation of the value R_{cr} and the corresponding critical pressure p_{lcr} for a bubble with a specified radius R_0 . To do this, let us differentiate equation (6) with respect to R and determine the value $R = R_{cr}$, at which the derivative $dp_l/dR = 0$. for a bubble with a given value R_0

The critical radius value for a bubble with radius R_0 is defined by the formula

$$R_{cr}(p_l) = \sqrt{3K/2\sigma} = R_0 \sqrt{3p_{g0}/p_{\sigma 0}}, \quad (7)$$

and the critical pressure value can be calculated from the equation

$$p_{lcr} - p_{sat} = -4\sigma/3R_{cr} = -p_{\sigma 0} \sqrt{(32p_{\sigma 0})/(\)}. \quad (8)$$

If liquid with given parameters p_{l0} , T_{l0} , and $\sigma(T_{l0})$ contains stable bubbles of different sizes, equation (8) allows calculation of the critical value p_{licr} necessary for activation of any bubble with a given radius R_{0i} . Figure 3 presents the dependences $p_{lcr} = f(R_0)$ calculated according to equation (8) for three different values of water temperature T_{l0} (20°C, 40°C and 50°C). With increasing T_{l0} critical pressure p_{lcr} raises due to increasing the saturation vapor pressure $p_{sat}(T_{l0})$ inside the bubble.

To activate bubbles with $R_0 < 9$ μm at $T_{l0} = 20$ °C, the liquid pressure must be reduced to negative values ($p_{lcr} < 0$). Microbubbles with $p_{lcr} < 0.01$ μm are activated at -550 kPa, and to activate nano-nuclei with a radius of $R_0 = 20$ nm, the pressure must be reduced to -3 MPa. From the foregoing, the following conclusion could be made. If liquid contains a set of stable nuclei with a wide spectrum of size distribution ($R_{0min} \leq R_0 \leq R_{0max}$), then to activate their and start the irreversible growth of all these nuclei, it is sufficient to reduce the liquid pressure to the value $p_{lmin} \leq p_{lcr}(R_{0min})$. In this case the pressure p_{lmin} should determine the beginning of cavitation boiling of the liquid, or the cavitation incipience.

However, this does not correspond to the real development of events.

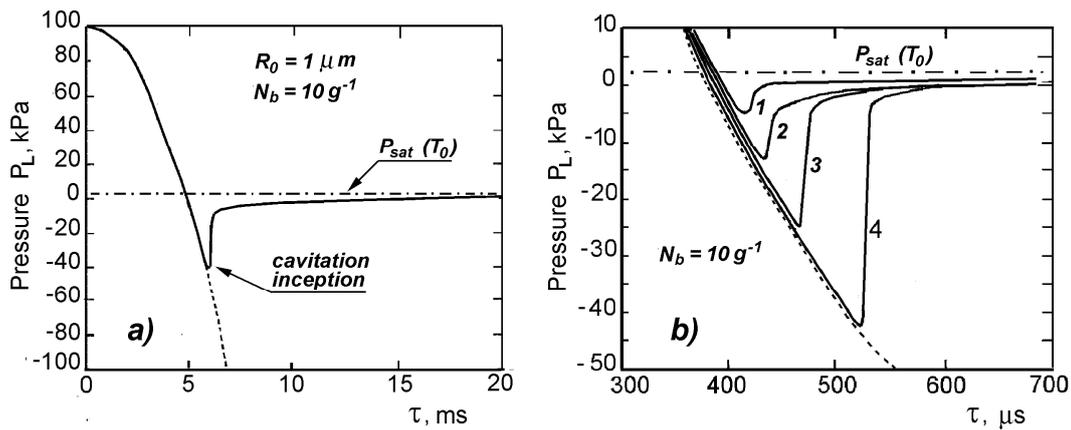


Fig.4. The change in time of pressure P_{cl} inside the bubble cluster (solid line) when decreasing water pressure p_l (dashed line) from $p_{l0} = 0,1$ MPa up to $p_{l\min} = -1$ MPa. **a)** illustration of the difference between boiling pressure $p_{sat}(T_{l0})$ and boiling up pressure $p_{lcr}(R_0)$; **b)** change in cluster pressure in initial stage of nucleation depending on R_0 value: **1** – 5 μm ; **2** – 2.5 μm ; **3** – 1.5 μm ; **4** – 1 μm .

3. Cavitation cluster development. Cavitation effects are caused not by single bubbles, but by the combined action of a polydisperse ensemble of bubbles (so-called cavitation cluster). When external pressure is released, a growing bubble inside the cluster is under the influence of neighboring growing bubbles. After rapid liquid depressurization from the initial value p_{l0} to $p_{l\min} \ll p_{l0}$ the liquid pressure in the inter-bubble space of the cluster p_{cl} increases rapidly, asymptotically approaching the saturated vapor pressure $p_{sat}(T_{l0})$. As a result, the onset of unlimited growth of the still inactivated nuclei will no longer depend on external pressure $p_{l\min}$, but on the pressure p_{cl} inside the cluster.

When describing the evolution of a cavitation cluster, the dynamics of a single bubble are usually used without taking into account the interaction of bubbles inside the cluster [1,2,5], what introduces an unacceptably high error.

One of the most detailed mathematical models that enables the adequately description of the cavitation cluster behavior is the model of the dynamics of a bubble ensemble.[6,7]. Unlike other known models, it takes into account the force and thermal interaction of bubbles in the ensemble, which enables accurate calculation of the pressure change in liquid inside the cluster ($p_{cl} = f(\tau)$) and precise definition of the cavitation incipience. The model uses the generally accepted assumption that the bubble ensemble is monodisperse one at all stages of its development.

Using the same general system of equations, this model adequately describes the dynamics of a bubble cluster in boiling processes, as well as the hydrodynamic and acoustic cavitation processes over the entire temperature range of the existence of liquid phase up to the thermodynamic critical point. [6,7]

Within the scope of the model, the initial stage of development of the bubble cluster after rapid pressure drop from p_{l0} to a specified $p_{l\min} \ll p_{lcr}(R_0)$ has been

analyzed. Monodisperse ensembles with various values of the initial bubble radius R_0 and mass concentration N_b were considered. Concentration $N_b = \text{const}$ determines the number of bubbles in a unit mass of a liquid and remains constant throughout the development of a bubble cluster. The results of the study are presented in Fig. 4a b.

Figure 4a,b illustrates the alteration of the pressure inside the cluster p_{cl} in water when lowering the external pressure p_l from 0.1 MPa to -1 MPa. As the external pressure decreases from initial p_{l0} to $p_{l\min} < p_{lcr}(R_0)$, the pressure p_{cl} in the interbubble space of the cluster for a short period of time ($\Delta\tau \approx 200$ мкс) increases from $p_{cl} = p_{lcr}$ to, $p_{lc} \cong p_{sat}(T_{l0})$ although water continue to stretch under the influence of external pressure. This leads to the simultaneous growth of all bubbles in the ensemble. The subsequent process of stationary boiling of water proceeds for a long time at a constant value, which is usually accurately recorded in experiments with using a pressure gauge. It is the pressure that most researchers defines as the pressure of the onset of cavitation [1-5].

The rate of approaching the cluster pressure p_{cl} to the $p_{sat}(T_{l0})$ value, raises both with increasing bubble size and with increasing concentration N_b . In real liquids this prevents the activation of smaller bubbles [5,6,9,10]. The competition between the rate of decreasing the external pressure ($dp_l/d\tau = f(\tau)$) and the rate of increasing the pressure rate inside the bubble ensemble ($dp_{cl}/d\tau = f(\tau)$) would determine a quantity of activated bubbles. Let water during its processing be continuously recycled through the zone of reduced pressure of a cavitation device (for example, a Venturi nozzle). Obviously, at first, the largest activated bubbles will intensively grow and leave the liquid and only then smaller bubbles can be activated. Recall that the content of small nuclei in water is substantially large.

The results presented in Fig.4, prove the decisive influence of the initial bubble size on the rate of pressure stabilization in the cluster to the value $p_{sat}(T_{l0})$ at the nucleus activation stage. However, in the process of subsequent stationary boiling of water at $p_{cl} = p_{sat}(T_0) = \text{const}$ the initial size of gas nucleus R_0 do not affect the further development of the cavitation cluster. All bubbles, regardless of their initial radius, quickly grow to the same size, which is consistent with video recording data [2,9]. The nucleus concentration has a greater effect on the evolution of a cluster during boiling. As calculations show, with an increase in concentration N_b , the rate of vaporization in water in the process increases sharply.

Conclusion.

The stable gas bubbles contained in the liquid, regardless of their size, are potential centers of cavitation and thermal boiling of liquid, which can be activated with a sufficient degree of expansion of the liquid or its superheating. In industrial technologies related to boiling processes, including cavitation technologies, reliable information about the initial parameters of gas content (concentration and size of the nuclei)

and the ability to control these parameters is a necessary condition for successful work.

References:

1. *Knapp R.T., Daily J.W., Hammitt F.G.* Cavitation. – McGraw-Hill, 1970. – 728 p.
2. *Franc, J.-P.* Physics and Control of Cavitation. In Design and Analysis of High Speed Pumps, Educat. Notes.–RTO-EN-AVT-143, 2006. – Paper 2. – P. 2-1–2-36.
3. *Bauget F., R. Lenormand R.* Mechanisms of bubble formation by pressure decline in porous media: a critical review, // *Sogar Proceedings.* - 2010. – № 3. – P.69–79.
4. *Harkin A., Nadim Ali, Kaper T.J.* On acoustic cavitation of slightly subcritical bubbles // *Physics of Fluids.* – 1999. – Vol.11, № 2. – P.274–287.
5. *Brennen Ch. E.* Cavitation and Bubble Dynamics. – N.-Y.: Oxford University Press, 1995. – 294 p.
6. *Dolinskiy A.A., Ivanitskiy G.K.* Heat and mass transfer and hydrodynamics in vapor-liquid dispersed media. – Kiev: Naukova dumka, 2008. – 381 p.
7. *Ivanitskiy G.K.* Numerical modeling the bubble cluster behavior in processes of hydrodynamic cavitation. // *Collection of research papers “Modern Science”.* – 2011. –№2 (7),–P.52 – 58.
8. *Kedrinsky V.K.* Bubble cluster, cumulative jets and cavitation erosion. // *Journ. Appl. Mech. and Techn. Physics.* – 1996. – Vol.37, №4. – P.22–31.
9. *Yefremova K.D., Pilgunov V.N.* Cavitation properties of liquids. Science and Education of Bauman MSTU (electron. journal.). – №3. – P.12–36.
10. *Shagapov V.Sh., Koledin V.V., Vachitova N.K.* On the stability of an overheated liquid containing vapor-gas nuclei // *Journ. Appl. Mech. and Techn. Physics.* – 2013. – Vol.54, N5.–P.64 - 80.
11. *Bunkin N.F., Bunkin F.V.* Bubston structure of water and electrolyte water solutions. // *Uspekhi Fizicheskikh Nauk.* – 2016. – Vol.186, №9. – P.933 – 952.

Іваницький Г. К., Целень Б. Я., Недбайло А. Е., Коник А. В.

Моделювання кінетики кавітаційного скипання рідини

АНОТАЦІЯ

В рамках дослідження кінетики кавітаційного скипання рідини проведено термодинамічний аналіз формування і зростання газових мікробульбашок у воді при ізотермічному зниженні тиску в рідині. Дослідження спрямовано на розуміння фізичних механізмів явищ, що відбуваються на початковій стадії кавітаційного скипання, де беруть початок ті важливі мікро- та наномасштабні процеси, які саме і визначають потім високу інтенсивність динамічних та термічного ефектів на завершальній стадії кавітації. Розглянуто принципову відмінність між тиском кавітаційного кипіння рідини, яке дорівнює тиску її насиченої пари $p_{sat}(T_0)$ і тиском кавітаційного скипання p_{lcr} , який визначає початок кавітації. За будь яких умов $p_{lcr} < p_{sat}(T_0)$, і ця різниця тим бі-

льша, чим менший середній радіус \bar{R}_0 мікробульбашок, які завжди присутні в рідині, що пов'язано з дією капілярної сили на поверхню цих бульбашок. Ізобаричне кипіння при нагріванні рідини та ізотермічне кавітаційне кипіння слід розглядати як тотожні явища, які підкоряються одним термодинамічних і фізичним законам і описуються тими ж самими рівняннями. Стабільні газові бульбашки, які є потенційними центрами кавітаційного і термічного скипання рідини, можуть бути активовані при достатньому ступені розтягування рідини або її перегріву. Доведено, що кавітаційні ефекти зумовлені спільним впливом усіх бульбашок полідисперсного ансамблю (кавітаційного кластера). За допомогою уніфікованої математичної моделі динаміки ансамблю бульбашок розглянуто специфіку розвитку кавітаційного кластера на стадії скипання рідини з урахуванням силової та термічної взаємодії бульбашок. В сучасних кавітаційних технологіях, пов'язаних з процесами кипіння, достовірна інформація про початкове значення газовмісту, концентрації і розмірах газових зародків, а також можливість контролю цих параметрів є необхідною умовою успішного і ефективного виконання роботи.

Ключові слова: кипіння, кавітаційне скипання, газові мікробульбашки, кавітаційний кластер, математичне моделювання, термодинамічний аналіз.

Иваницкий Г. К., Целень Б. Я., Недбайло А. Е., Конык А. В.

Моделирование кинетики кавитационного вскипания жидкости

АННОТАЦИЯ

Применительно к изучению кинетики кавитационного вскипания жидкости проведен термодинамический анализ формирования и роста пузырьков в воде при изотермическом понижении давления в жидкости. Рассчитаны значения критического давления активации, или необратимого роста зародышей, которое определяет начало кавитации. С помощью созданной ранее математической модели динамики ансамбля пузырьков рассмотрена специфика развития пузырькового кластера на стадии вскипания с учетом силового и термического взаимодействия пузырьков. Изотермическое и изобарическое кипение следует рассматривать как тождественные явления, которые подчиняются одним и тем же термодинамическим и физическим законам и описываются одними и теми же уравнениями.

Ключевые слова: кипение, кавитационное вскипание, газовые микропузырьки, кавитационный кластер, математическое моделирование, термодинамический анализ.

ПЕРСОНАЛІЇ

Контуш С.М.

*НИИ физики Одесского национального университета им. И.И. Мечникова;
E-mail: skontush@odessaglobe.com*

**Памяти наших коллег – физиков-аэрозольщиков
Романова К.В. (1936-1995), Неизвестного А.И. (1943-2017) и
Липатова Г.Н. (1945-2014)**

В 2018 году исполнилось 60 лет организации в ОНУ им. И.И. Мечникова (ранее он назывался ОГУ) научного направления по физике аэрозолей. Именно в 1958 г. была образована Проблемная лаборатория физики аэродисперсных систем (ПНИЛ), руководителем которой стал доцент Валериан Александрович Федосеев. Были развёрнуты исследования физических явлений в водных аэрозолях, направленные, в конечном счёте, на искусственное изменение параметров облаков (вызывание осадков либо предупреждение образования туманов).

Несколько позже была образована кафедра теплофизики физического факультета, заведующим которой также стал уже профессор В.А. Федосеев. Одними из первых преподавателей кафедры, которые наряду с сотрудниками ПНИЛ, начали проводить исследования по физике аэрозолей, стали С.М. Контуш и К.В. Романов. Через короткое время на кафедре появились студенты и позже – аспиранты, которые также начали принимать активное участие в исследованиях.

В то время ещё не были в ходу высокоточные эксперименты в потоках аэрозолей. Лабораторные опыты проводились либо с облаками полидисперсных частиц, либо с отдельными частицами (каплями), укрепленными на подвесах. Лишь иногда за поведением отдельных частиц велось наблюдение в кюветах типа камеры Милликена. В 50-х годах XX-го века появились первые фотоэлектрические счётчики частиц, что чрезвычайно улучшило проведение измерений. В это же время Тимбреллом была разработана первая система струйного наблюдения за изменением свойств частиц в потоке. В ней в ламинарный поток через тонкое сопло вводилась струя аэрозоля, которая далее двигалась без распада на отдельные элементы вместе с потоком воздуха. Освещая струю на разных расстояниях от сопла, можно было “развернуть” по времени процесс, происходящий с частицами. Именно таким методом были выполнены измерения активности ядер конденсации при пересыщении водяного пара в потоке (Сторожилова А.И.) и ею позже – измерение скорости диффузиофореза. Затем струйным методом Контуш С.М. изучал конденсацию пара на гигроскопических ядрах конденсации.

Было понятно, что наиболее убедительные данные можно получить, если использовать для измерений монодисперсные аэрозоли с частицами того либо иного размера. Развивая направление исследований с изучением свойств ядер

конденсации, Иванченко Л.В. получал монодисперсные гигроскопические ядра конденсации путем испарения малых монодисперсных капель раствора хлористого натрия и затем исследовал рост на них капель. Его исследования позволили впервые получить данные о величине коэффициента конденсации молекул водяного пара. Кроме того, сотрудник того же института, Силаев А.В., использовал струйный метод (по методике, развитой Контушем С.М.) для измерения действия ПАВ на задержку роста капель на ядрах конденсации разной природы. Оба аэрозольщика Иванченко и Силаев работали в то время в НИИ гидрометеорологии в Киеве, но окончили наш физический факультет, причем Силаев – вместе с автором настоящей статьи.

Полезно также вспомнить знаменитый поточный счетчик частиц аэрозолей ВДК, в котором визуально подсчитывались частицы в потоке. Причиной такого простого метода измерений являлись два обстоятельства – отсутствие устройств для получения монодисперсных аэрозолей и приборов для быстрого определения дисперсного состава аэрозолей. 60-е годы XX-го века ознаменовались быстрым развитием экспериментальной техники в разных областях науки, в частности, в физике аэрозолей. Были изобретены так называемые генераторы монодисперсных капель и генераторы монодисперсных аэрозолей разного типа. Молодые учёные на кафедре теплофизики ОГУ начали энергично экспериментировать с новыми типами аэрозольных приборов, и вскоре были изготовлены несколько генераторов монодисперсных капель (ГМК), дающих одномерную струю капель. Это позволяло многократно повторять какие-либо события, происходящие с одиночными каплями, а главное – обойтись без использования дорогой техники скоростной съемки. В это время был изготовлен ГМК совершенно нового типа для проведения аэрозольных исследований. Его первая конструкция была предложена молодым инженером из Ленинграда (сейчас Санкт-Петербург) Габрусенком П.С. Как много позже выяснилось, принцип его работы состоял в периодическом разрушении газовых пузырьков в тонком слое жидкости.

Именно в эти годы на кафедре появился студент Андрей Неизвестный. Он был постарше своих сокурсников, так как уже отслужил в армии. Андрей получил задание настроить этот новый тип генератора капель и, действительно, через короткое время генератор заработал, к большой радости сотрудников кафедры. Так в конце 60-х годов начался важный этап экспериментальных исследований на кафедре по аэрозолям.

Пионером в развитии струйного метода с использованием ГМК стал К.В. Романов. Он собрал экспериментальную установку (небольшую аэродинамическую трубу), в которой тонкая струя монодисперсных капель вместе с воздухом двигалась вблизи крупной капли, укрепленной на проволочке-подвесе. При подходящем освещении легко видеть траекторию движения струи капель, и определить, сталкиваются ли малые капли с большой или нет. Этот процесс повторялся с частотой генерирования капель в ГМК и, следовательно, его было легко зарегистрировать. Это явление столкновения капель разных размеров в потоке было в то время мало изучено, и через 2-3 года в 1973 г. К. В. Романов

успешно защитил кандидатскую диссертацию «Исследование эффективности инерционного захвата частиц аэрозоля сферой».

Научные исследования Романов К.В. сочетал с преподавательской деятельностью, работая доцентом на кафедре теплофизики ОГУ, читая курс лекций по физике аэрозолей, кинетике фазовых переходов, аэродинамике, теории размерностей и т.п.

После тяжёлой болезни Константин Викторович Романов умер в 1995 году.

В процессе изучения с помощью ГМК взаимодействия малых капель с крупными частицами было обнаружено интересное явление – отскок малых капель от крупной капли с резким изменением траектории их движения и уменьшением в размере. Аспирант Колпаков А.В. тщательнейшим образом (опять же с помощью ГМК) изучил это явление, получил редкие фотоснимки и затем защитил кандидатскую диссертацию.

Тем временем Андрей Неизвестный, будучи еще студентом кафедры теплофизики, в своей дипломной работе использовал два ГМК (генератора монодисперсных капель) для изучения процесса столкновения капель, которые образовывали две параллельные цепочки, падающие вниз. Электрические заряды капель можно было инструментально изменять в широких пределах, и поэтому они взаимодействовали друг с другом под действием сил притяжения или отталкивания. Так на кафедре теплофизики ОГУ возникло “электрическое” направление исследований поведения капель воды. Разработанная Андреем Неизвестным методика исследований получила полное одобрение не только руководством кафедры, но также одним из ведущих специалистов в СССР по атмосферному электричеству профессором Красногорской Н.В. – сотрудницей Института прикладной геофизики АН СССР (Москва). Позже Неизвестный А.И. получил приглашение на работу по этой тематике в один из профильных институтов Подмосковья – в Центральную аэрологическую лабораторию (г. Долгопрудный)

Почти в то же время в физике аэрозолей интенсивно обсуждались вопросы движения частиц под действием градиентов температуры (термофорез) и концентрации примесных молекул в воздухе (диффузиофорез). Физики-теоретики уже разработали соответствующие теории (Дерягин, Баканов и др.), но экспериментальных исследований этих явлений было очень мало. Поэтому возникла идея использования струйного метода и техники получения монодисперсных капель для измерения скорости движения капель в смеси воздух-водяной пар, то есть скорости диффузиофореза. За экспериментальное решение этой очень непростой задачи взялся аспирант Геннадий Липатов. Идея состояла в измерении степени отклонения траектории движения струи монодисперсных капель воды в плоском щелевом канале, стенки которого имеют разную влажность – одна полностью увлажнена, вторая осушена с помощью силикагеля. Экспериментальная система оказалась очень сложной со многими дополнительными элементами. Геннадий Липатов проявил незаурядное искусство в проведении измерений, а главное, получил новые данные по диффузиофорезу капель воды в смеси воздух – водяной пар. Его кандидатская диссертация «Исследование

движения крупных летучих аэрозольных частиц в неоднородном по температуре и концентрации ламинарных газовых потоках» (1978 г.) была очень добротным исследованием.

Развивая это научное направление (движение частиц аэрозоля под действием сил термо- и диффузиофореза), Г.Н. Липатов позже с помощью уже своих аспирантов и сотрудников выполнил ряд пионерских исследований с использованием монодисперсных аэрозолей, при этом много лет читал курс лекций по физике аэрозолей как доцент кафедры теплофизики ОГУ (а позже и ОНУ), был, несомненно, одним лучших специалистов по физике аэрозолей в Украине. Это подтверждается важным аргументом – несколько лет он входил в редколлегию основного европейского аэрозольного журнала “Journal of Aerosol Science”. Не так давно, в 2016 году, Геннадий Николаевич Липатов неожиданно умер.

Вернемся в этом повествовании на несколько лет назад. А. И. Неизвестный после окончания Одесского госуниверситета университета (ОГУ) два года работал в Физико-химическом институте защиты окружающей среды и человека АН Украины (Одесса), а затем был приглашён на работу в Центральную аэрологическую обсерваторию в г. Долгопрудном, где в то время проводились интенсивные исследования по физике облаков. С участием проф. Н.В Красногорской Андрей Иванович Неизвестный продолжил те актуальные исследования по электрическим явлениям с водяными каплями, которые он начал еще в Одессе. Довольно скоро он защитил кандидатскую диссертацию, расширил исследования по той же тематике, и вскоре, в 1989 году подготовил и защитил докторскую диссертацию по теме “Эффективность конденсационных и коагуляционных процессов в капельных грубодисперсных аэрозолях”. Возможно, и далее он продолжил бы свои актуальные исследования, но экспериментальные работы в обстановке ухудшения экономической ситуации в стране было проводить все сложнее. Он занялся бизнесом, но вскоре тяжело заболел и умер в 2017 году.

Мои коллеги, которые указаны в заглавии статьи, своей работой дали начало целой серии аэрозольных исследований с использованием метода тонкой струи монодисперсных капель. Они не остались одиночками в своих разработках. Их опыт использовали Колпаков А.В., Лопатенко С.В., Суслов А.В., Гриншпун С.А., а позже с помощью монодисперсных аэрозолей с малыми частицами (высокодисперсных аэрозолей) выполнили диссертационные работы Чернова Е.А, Скапцов А.А., Шингарёв Г.Л..

В течение многих лет в Одесском университете им. И.И.Мечникова проводились весьма привлекательные для специалистов конференции по физике аэрозолей и физике горения. На последних конференциях перед распадом СССР число участников достигало более 300 учёных, как из разных организаций СССР, так и из-за рубежа. Наши специалисты по физике аэродисперсных систем, особенно упомянутые выше, выступали с весьма интересными докладами, показывая значительные достижения по физике аэрозолей в Одесском университете.

Выполненные исследования позволили подготовить и защитить две докторские диссертации:

- Контуш С.М. “Поверхностные явления в грубодисперсных водных аэрозолях”. Защита состоялась в Ленинградском университете в июне 1988 г.
- Неизвестный А.И. “Исследование процессов турбулентной и гравитационной коагуляции водного аэрозоля”. Защита состоялась в Физико-химическом институте им. Карпова (Москва) в октябре 1989 г.

В 90-е годы прошлого столетия всё резко изменилось. Советский Союз распался на независимые страны, и государственная поддержка научных исследований упала до минимума. Профессор Контуш С.М. на долгое время перешел в Институт холода (Одесса) на должность заведующего кафедрой физики. Длительное время доцент Липатов Г.Н. поддерживал исследовательский дух на кафедре теплофизики ОНУ и Проблемной лаборатории физики аеродисперсных систем, но без энтузиазма молодых сотрудников новых исследований практически не велось. В последние годы проф. Контуш опять работает в Одесском национальном университете и, в некоторой степени, аэрозольные исследования ожили при важной поддержке ООО «Новатек-электро» (Одесса). Сотрудник этой фирмы, работавший многие годы в лазерной лаборатории физического факультета университета, редкий знаток оптики и электроники, Виталий Владимирович Калугин (к сожалению, безвременно ушедший из жизни в мае 2018 г.) поддержал предложение Контуша С.М. о разработке лазерных приборов для регистрации частиц аэрозолей. Совместными усилиями были созданы современные лазерные счётчики частиц аэрозолей. Они неоднократно использовались в учебных целях и, возможно, будут востребованы в экологии. Проблемная лаборатория физики аеродисперсных систем не смогла найти необходимое для своей жизнедеятельности финансирование, и в настоящее время переориентирована на некоторые задачи биотехнологии.

Сложная политическая и экономическая обстановка в течение последних 10-15 лет негативно повлияла на доступность научному сообществу результатов аэрозольных исследований, проведенных в 70-80-е годы. Как правило, самые важные результаты не были опубликованы за рубежом, их также нельзя найти и в Интернете. Лишь сейчас предпринимаются попытки заново осмыслить важные научные достижения и опубликовать в англоязычных журналах.

Будем надеяться, что аэрозольные исследования в Одесском университете будут продолжены в будущем!

Автор благодарит ст.н.с. НИИ физики ОНУ Шингарёва Г.Л. за существенную помощь при подготовке статьи к печати.

*Редколлегия журнала «ФАС»
Одесский национальный университет имени И.И. Мечникова*

К 90-юбилею С. К. Асланова

Профессор Сергей Константинович Асланов является одним из трех основателей междисциплинарного научного журнала Одесского Национального университета «Физика аэродисперсных систем», в котором с 1969 года беспрерывно возглавляет раздел «Газовая динамика».

В течение 50 лет Асланов С.К. неизменно участвует в организации широко известных международных научных конференций «Дисперсные системы».

В 1964 году Асланов С.К. был приглашен на работу в Одесский Государственный Университет (ОГУ) проректором по науке профессором Федосеевым В.А. Благодаря активной деятельности Сергея Константиновича в 1972 году в ОГУ была открыта специальность «Механика» со специализацией «Гидроаэромеханика и газовая динамика». Параллельно Асланов С.К. читал курс «Газодинамика горения» на физическом факультете для студентов старших курсов по специальности «Теплофизика».

Асланов С.К. внес весомый вклад в развитие отечественной науки. За время его многолетней научной деятельности достигнуты оригинальные теоретические результаты охватывают широкий спектр научных направлений:

1. Построены асимптотические представления для функций С.А. Чаплыгина и их производных в единообразной форме во всем возможном диапазоне скоростей.

2. Математически обоснован известный критерий неустойчивости детонации, полученный К.И. Щелкиным, членом-корреспондентом АН СССР, из физических соображений. Получен необходимый и достаточный критерий неустойчивости детонационной волны для самоподдерживающегося режима ее распространения, который как раз и реализуется в эксперименте.

3. В теории устойчивости процесса нормального горения газовой смеси на базе реальной модели аналитически найдено критическое число Рейнольдса, обеспечивающее переход к неустойчивому состоянию. Найденный теоретический результат количественно очень хорошо объяснял опытные данные.

4. В области околосвуковой газодинамики Асланов С.К. предложил метод суммирования расходящихся рядов, который совместно с интегральным преобразованием Меллина позволял осуществлять перевал через особые точки и существенным образом использовать теорию дзета-функций Римана для строгого решения сингулярных краевых задач в смешанной эллипτικο-гиперболической области для симметричного и несимметричного околосвукового обтекания тонких профилей.

5. В теории взрывных ударных волн Асланов С.К. впервые успешно применил аналогичный метод сращивания асимптотических разложений в ближней и дальней зонах взрыва для задачи гиперболического типа.

Теоретическое объяснение (с количественным подтверждением) было дано эффекту Бриджмена, открытому в 1935 г., и заключающемуся в образовании

взрывных волн в инертных материалах под действием больших механических нагрузок (давление и сдвиг), в результате которых происходит нетермическое освобождение внутримолекулярной энергии.

6. Предложенная Аслановым С.К. математическая модель чрезвычайно сложной структуры спинового режима распространения детонации базировалась на принципиальном обобщении классической трехволновой ударной конфигурации Маха.

7. Отдельное направление, в котором Аслановым С.К. получен целый класс фундаментальных результатов, представляет собой теория разбрызгивания жидкой поверхности, обдуваемой скоростным потоком газа, а также теория распада струй жидкости на капли. Цикл исследований по аналогичному диспергированию был выполнен для теоретического объяснения распада метеорных тел, вторгающихся в плотные слои атмосферы, когда на их поверхности образуются пленки расплава. На основе математического анализа вторичного диспергирования капель исходной аэрозвеси жидкого горючего вещества была построена последовательная теория детонации аэрозолей.

8. Математическое исследование течений ньютоновской жидкости с учетом экспоненциальной зависимости ее вязкости от температуры и учетом условий теплообмена с внешней средой позволило Асланову С.К. обнаружить ряд их принципиальных отличий от модели с постоянной вязкостью. Строго аналитически и из численного эксперимента были получены пределы существования стационарных режимов течения для задач о напорном течении в круглой трубе и сдвиговых течениях типа Куэтта. В частности, были определены условия появления в потоке жидкости точки перегиба на профиле скорости, которая может привести к неустойчивости течения.

В течение 45 лет профессор Асланов С.К. возглавлял регулярную работу Общегородского научно-методического семинара для преподавателей кафедр механики вузов Одессы. Методологические разработки, выполненные Аслановым С.К., касались основополагающих гносеологических принципов механики – принципа относительности Галилея и принципа Даламбера.

Организованный Аслановым С.К. городской научный семинар по синергетике на базе Южного научного центра АН Украины более 10 лет собирал широкий круг представителей учебных и исследовательских учреждений Одессы. Профессор Асланов С.К. имеет около 500 научных публикаций в различных областях математики, механики, физики, а также синергетики и методологии науки; им подготовлено 17 кандидатов и 2 доктора наук. Многие годы он принимал активное участие в научно-аттестационной работе в составе двух докторских Советов при Одесском университете, является членом Национального комитета Украины по теоретической и прикладной механике при Президиуме НАН Украины.

Редколлегия журнала «Физики аэродисперсных систем», ученики и коллеги Сергея Константиновича Асланова желают ему крепкого здоровья, благополучия и новых достижений в его активной научной и педагогической деятельности.

АВТОРСЬКИЙ ПОКАЖЧИК

А		П	
Абдікарімов Б.Ж.	17	Полетаев М. І.	76, 93
Агеев Н. Д.	76	Поповський О. Ю.	34
Алтоїз Б. А.	34		
Альохін О.Д.	8, 17, 28	Р	
Б		Рокицька Г.В.	47
Баштовий В.І.	47	Рокицький М.О.	47
Бунякова Ю.Я.	114	Рудніков Є.Г.	8, 17, 28
Бурмістров О.М.	8, 17	С	
Бутенко О. Ф.	34	Свинаренко А.А.	104, 114
Буяджи В.В.	104	Софронков О.Н.	84, 104
Г		Старіков М.А.	93
Галушка Н.В.	47	Степаненко С.М.	104
Глауберман М.А.	64	Т	
Глушков О.В.	104, 114	Турбуркат К.Ф.	54
Д		Ф	
Дойков Д.Н.	121	Федоренко А. В.	84
Дорошенко О.В.	64	Флорко Т.О.	114
Дубровська Ю.В.	114	Х	
Ж		Халак В.Ф.	64
Желєзний В.П.	54	Ханчич К.Ю.	54
І		Хецеліус О.Ю.	104, 114
Іваницький Г.К.	135	Ц	
К		Целень Б.Я.	136
Калінчак В. В.	84	Ч	
Кіро С. А.	76	Черненко О. С.	84
Ковальчук В.І.	28	Ш	
Коник А.В.	136	Шевчук В.Г.	76, 93
М		Шут А.М.	47
Мотовий І.В.	54	Шут М.І.	47
Н			
Недбайло А.Е.	136		
Німіч О.В.	93		
О			
Остапчук Ю.Л.	8		

NAME INDEX

A		M	
Abdikarimov B.Zh.	17	Motovoy I.V.	54
Ageev N. D.	76		
Alekhin A.D.	8, 17, 28	N	
Altoiz B.A.	34	Nedbaylo A.E.	136
		Nimich A.V.	94
B		O	
Bashtovyi V.I.	47	Ostapchuk Yu.L.	8
Bunyakova Yu.Ya.	114		
Burmistrov A.N.	8, 17	P	
Butenko A.F.	34	Poletaev N. I.	76, 93
Buyadzhi V.V.	104	Popovskii A.Yu.	34
C		R	
Chernenko A.S.	84	Rokytska H.V.	47
		Rokytskyi M.O.	47
D		Rudnikov Ye.G.	8, 17, 28
Doikov D. N.	121		
Doroshenko A.V.	64	S	
Dubrovskaya Yu.V.	114	Shevchuk V. G.	76, 93
		Shut A.M.	47
F		Shut M.I.	47
Fedorenko A.V.	84	Sofronkov A.N.	84, 104
Florko T.A.	114	Starikov M.A.	93
		Stepanenko S.N.	104
G		Svinarenko A.A.	104, 114
Glauberger M.A.	64		
Glushkov A.V.	104, 114	T	
		Tselen B.Ya.	136
H		Tumburkat K.F.	54
Halushka N.V.	47		
		Z	
I		Zhelezny V.P.	54
Ivanitsky G.K.	136		
K			
Kalinchak V.V.	84		
Khalak V.Ph.	64		
Khanchych K.Yu.	54		
Khetselius O.Yu.	104, 114		
Kiro S. A.	76		
Konyk A.V.	136		
Kovalchuk V.I.	28		

ПРАВИЛА ДЛЯ АВТОРІВ СТАТЕЙ

1. У науковому збірнику публікуються статті з оригінальними результатами наукових досліджень з тематики:

- випаровування, конденсація, коагуляція і електрична зарядка аерозолів, механізми їх утворення і переносу;
- горіння аеродисперсних систем;
- тепломасообмін і газодинамічні явища в дисперсних системах при фазових і хімічних перетвореннях;
- низькотемпературна плазма з конденсованою дисперсною фазою.

2. Статті з результатами досліджень, виконаними в організаціях, подаються з дозволу цієї організації на публікацію і супровідним листом. Рукопис підписується авторами (автором). На окремому листі необхідно вказати прізвище, ім'я, по батькові, місце роботи, посаду, контактні телефони і адреси (електронний і поштовий).

3. Текст статей представляється в двох екземплярах на українській, російській або англійській мові з двома анотаціями на двох (з трьох вказаних) мовах, відмінних від мови оригіналу статті і електронним файлом на електронну адресу редакції. Файл створюється в Word і повинен містити текст статті, анотацію і рисунки. Назва файлу утворюється від прізвища першого автора.

4. Статті проходять наукове рецензування. У разі негативної рецензії стаття присилається на доопрацювання або відхиляється.

Оформлення статті

Матеріал статті повинен бути викладений в такій послідовності:

- 1) номер УДК;
- 2) ініціали і прізвища авторів;
- 3) назва організації (й), що представляє (ють) статтю (якщо організацій більше, ніж одна, після прізвища кожного автора ставиться знак виноски (1, 2 і т. д.), а нижче указуються всі організації, назви міст, електронна пошта одного з авторів;
- 4) назва статті;
- 5) анотація;
- 6) текст статті;
- 7) література;
- 8) анотації на 2-х згаданих вище мовах, відмінних від мови оригіналу статті, з прізвищами і ініціалами авторів і назвою статті.

Об'єм статті, включаючи рисунки, літературу, анотації, не повинен перевищувати 10 сторінок тексту, надрукованого на комп'ютері через 1 інтервал (з розміром букв 14 pt). Поля: ліве – 20 мм, праве 20 мм, вверху 20 мм, внизу 20 мм. Назва статті, прізвища авторів і назва організацій друкуються буквами, розміром 14 pt з міжрядковою відстанню між УДК, назвою статті і прізвищами авторів 1.5 інтервалу.

Анотації: кожна публікація **не англійською мовою** супроводжується **анотацією англійською мовою** обсягом не менш як 1800 знаків, включаючи ключові слова. Кожна публікація **не українською мовою** супроводжується також **анотацією українською мовою** обсягом не менш як 1800 знаків, включаючи ключові слова.

Формули: Набираються шрифтом розміру 14 пунктів. Розміри формул однакові по всьому тексту. Слід уникати індексів у індексів і ступенів у ступенів. Застосовується скрізна нумерація формул: (1), (2) і так далі. Грецькі букви та позначення хімічних формул завжди прямі. Вектори і матриці набирати напівжирним прямим шрифтом (стрілка над вектором не використовується). Індеси (латинські букви) у форму-

лах набираються курсивом, за винятком скорочень слів типу *min*, *max*, *eff*, а також нуля, які набирається прямим шрифтом. Прямим шрифтом набираються також функції, наприклад $\sin 2x$, $\cos \omega t$ і так далі.

Таблиці. Таблиці нумерують тільки в тому випадку, якщо їх більше однієї. Відступ до таблиці і після неї – 2 інтервали. При необхідності таблиці можуть мати заголовки і примітку.

Ілюстрації. Ілюстрації виконуються по ходу викладення тексту статті по мірі їх згадки в тексті в *rex* форматі або іншому поширеному форматі. Під рисунком друкується відповідний підпис. Написи, що ускладнюють сприйняття рисунку, замінювати цифровими або буквеними позначеннями і переносити в текст статті або в підпис під рисунком. Всі позначення на рисунку повинні відповідати позначенням в тексті. Нумерацію кривих на рисунку вести зверху вниз, зліва направо. Розмір рисунка повинен бути не менше 50x50 мм і не більше 100x100 мм.

Література. Після тексту статті через 2 інтервали друкується список літературних джерел, використаних в статті, на мові оригіналу за зразком:

Книги:

1. *Бабий В.И., Кузаев Ю.Ф.* Горение угольной пыли и расчет пылеугольного факела. – М.: Энергоатомиздат, 1986. – 206с.
2. Основы практической теории горения: учебное пособие для вузов // *В.В. Померанцев, К.М. Арефьев, Д.Б. Ахметов и др.* // под ред. *Померанцева.* – Л.: Энергоатомиздат, 1986. – 312с.

Статті:

- a. *Асланов С.К., Копейка П.И.* Об особенностях моделей детонационного спина в различных горючих средах. // *Физика аэродисперсных систем.* – 1971. – Вып. 5. – С.92-100.
- b. *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.
- c. *Калинчак 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.
- d. *Zatovsky A.V., Zvelindovsky A.V.* Hydrodynamic fluctuations of a liquid with anisotropic molecules // *Physica A.* – 2001. – V.298. – P. 237-254.

Тези:

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

Анотація. передуюча тексту статті, пишеться на мові статті одним абзацом, розміром букв 12 pt, об'ємом 6–10 рядків. Анотації на інших мовах до тексту статті надаються після списку літератури. Анотаціям передують прізвища і ініціали авторів і назва статті. Після слова “АНОТАЦІЯ” або “SUMMARY” з абзаца друкується текст анотації.

RULES FOR AUTHORS

Focus and scope:

- evaporation, condensation, coagulation and electric charge of aerosols, mechanisms of their formation and transfer;
- combustion of aerodisperse systems;
- heat and mass transfer and gas-dynamic phenomena in dispersed systems with phase and chemical transformations;
- low-temperature plasma with condensed disperse phase

Material of the article should be presented in the following sequence:

- 1) UDC number;
- 2) the initials and surnames of the authors;
- 3) the name of the organization (s) presenting the article (if there are more than one organizations, each author's name is followed by a footnote (1, 2, etc.), and below all organizations, cities names, electronic mail from one of the authors;
- 4) the title of the article;
- 5) abstract;
- 6) text of the article;
- 7) references;
- 8) annotations in the two above-mentioned languages, other than the original language of the article, with the surnames and initials of the authors and the title of the article.

The size of the article, including drawings, literature, annotations, should not exceed 10 pages of text printed on the computer in 1 interval (with the size of letters 14 pt). Fields: left -20 mm, right 20 mm, top 20 mm, below 20 mm. The title of the article, authors' surnames and the name of the organization are printed in letters of size 14 pts on the line spacing between the UDC, the title of the article and the names of the authors of the 1.5 interval.

Formulas: 14-point font size. The size of the formulas is the same throughout the text. Indices in indices and power in power should be avoided. The sequential numbering of the formulas must be (1), (2), and so on. Greek letters and chemical formula are always straightforward. Vectors and matrices are typed in half-bold (the arrow above the vector is not used). Indices (Latin letters) are arranged in italics in formulas, with the exception of the words min, max, eff, as well as zero, which are typed in plain text. Also, functions such as $\sin 2x$, $\cos \omega t$ and so on are also typed in direct font.

Tables. Tables are numbered only if there is more than one. Indent to the table and after it - 2 intervals. If necessary, the table may have a title and a note.

Illustrations. Illustrations must be presented in the text of the paper as they are mentioned, in .pcx format or any common format. A corresponding signature must be printed under the drawing. Inscriptions that impede the perception of an illustration, should be replaced by digital or letter symbols and transferred to the text of the article or the signature under the figure. All designations in the drawing must correspond to the designations in the text. The numbering of the curves in the figure is from the top

down, from left to right. The size of the drawing should be not less than 50x50 mm and not more than 100x100 mm.

References. After the text of the article, after 2 intervals, a list of references used in the article, in the language of the original according to the model, is printed:

Books:

1. *Бабий В.И., Кузаев Ю.Ф.* Горение угольной пыли и расчет пылеугольного факела. – М.: Энергоатомиздат, 1986. – 206с.
2. Основы практической теории горения: учебное пособие для вузов // *В.В. Померанцев, К.М. Арефьев, Д.Б. Ахметов и др.* // под ред. Померанцева. – Л.: Энергоатомиздат, 1986. – 312с.

Articles:

1. *Асланов С.К., Конейка 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. *Калинчук В.В.* Тепломассообмен и кинетика химических реакций углеродной частицы с газами // *Вісник Одеськ. держ. ун-ту. Сер.: фіз.-мат. науки.* – 1999. – Т.4, вип.4. – С.12-16.
4. *Zatovsky A.V., Zvelindovsky A.V.* Hydrodynamic fluctuations of a liquid with anisotropic molecules // *Physica A.* – 2001. – V.298. – P. 237-254.

Abstracts:

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

Наукове видання

**ФІЗИКА
АЕРОДИСПЕРСНИХ
СИСТЕМ**

Випуск 57

Науковий збірник

Російською, українською та англійською мовами

Головний редактор **В.В. Калінчак**

Підписано до друку 21.01.2020. Формат 60x84/16.
Умов.-друк. арк. 11.39. Тираж 100 прим.
Зам. № 1939.

Надруковано з готового оригінал-макету

Видавець і виготовлювач
Одеський національний університет
імені І.І. Мечникова
Свідоцтво суб'єкта видавничої справи ДК № 4215 від 22.11.2011 р.

Україна, 65082, м. Одеса, вул. Єлісаветинська, 12
Тел.: (048) 723 28 39. E-mail: druk@onu.edu.ua

