ЖЫЛУ ФИЗИКАСЫ ЖӘНЕ ТЕОРИЯЛЫҚ ЖЫЛУ ТЕХНИКАСЫ
ТЕПЛОФИЗИКА И ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ТЕПЛОТЕХНИКА

УДК 537.528 + 621.7

К.Кусаиынов, Б.Р.Нусупбеков, С.Е.Сакипова

Карагандинский государственный университет им. Е.А.Букетова, Караганда

АНАЛИЗ ЗАКОНОМЕРНОСТЕЙ ТЕПЛООТДАЧИ ПАРОЖИДКОСТНЫХ ПОТОКОВ

Бусұйықтық ағындардың заңдылықтарын зерттеу тәжірибе тұрғысынан келелі мәселелердің бірі екендігі баршамызға мәлім. Көпіршіктердің белгілі әсерлердің салдарынан жарылуы көптеген технологиялық үдерістерді арттырып қана қоймай, сонымен қатар әр түрлі бөлшектердің ұсақталуына да әкеледі. Сұйықты кавитацияның әсерімен өңдеу ұмытылып қалған технологияларды әрі жаңа технологияларды жасап шығаруға септігін тигізері сөзсіз. Сондықтан осы мақалада тәжірибе жүзінде алынған және арнайы алынған есептеу тұрақтыларын қолданған теңдеулер нәтижелерімен салыстыра отырып, салынған графиктік мәліметтер келтірілген. Есептеу және тәжірибе нәтижелері дәлме-дәл келетіні көрсетілген. Құбырдың ішіндегі бусұйықтық ағындардың жылу беру коэффициенттерінің әр түрлі жылдамдықтарға әрі көпіршіктердің концентрациясына байланысты өзгеретіні анықталған.

Studying of dynamics of a liquid is represented interesting from the point of view of wide practical application and consequently is actual. Kavitatsionno-cumulative influence of collapsing vials allows to intensify much the technological processes proceeding in liquid environments. Heat exchange in moving diphasic environments because of set of the factors revolting a stream, as a rule occurs in a turbulent mode. In a liquid mix, the shock wave co-operates with steam vials therefore steam cavities containing in a liquid can be split up for small fragments. Thus in a mix pressure impulses can be generated, in turn, being imposed on the basic wave, essentially changes its form and amplitude. Dependences of intensity of heat exchange on Reynolds's number and degree of steam inclusions are received. With growth of steam inclusions the scale structures grows in the developed mode of a current, and in a transitive mode Decreases.

Актуальность изучения динамики жидкости и гидродинамических закономерностей парожидкостных потоков обусловлена их широким применением в теплоэнергетических и теплотехнических устройствах. Это связано с тем, что возникающее при распространении парожидкостных потоков кавитационно-кумулятивное воздействие схлопывающихся пузырьков позволяет интенсифицировать различные технологические процессы в жидких средах.

Прежде всего это относится к массообменным процессам, когда за счет схлопывания кавитационных пузырьков образуются кумулятивные микроструйки и микровихри с большой плотностью энергии, что позволяет достигать высокой однородности смешиваемых частиц в жидкости — эмульгирование. Весьма эффективен при гидродинамической кавитации и механизм диспергирования — измельчение частицы твердой или упругой фазы, находящейся в залитой жидкости. Немаловажно и то, что в сравнении с ультразвуковой обработкой необходимые затраты энергии на гидродинамическую кавитацию меньше в 10–15 раз. Практика показывает, что кавитационная обработка жидкости является высокоэффективным технологическим средством, позволяющим совершенствовать известные и создавать новые технологии получения различных веществ с заданными свойствами или характеристиками.

Однозначно описать гидродинамические закономерности парожидкостных потоков классическими способами не представляется возможным, так как необходимо учитывать влияние фазовых переходов рабочей среды — воды, изменение температуры, давления, а также длительный контакт с поверхностью нерастворимых в воде материалов при недостаточной очистке воды от примесей. При наличии направленного механического и электрогидроимпульного воздействия возникает турбулентное течение, динамика которого определяет структурно-информационные свойства парожидкостных потоков [1]. Такие динамические системы могут быть описаны только нелинейными уравнениями движения. Расчеты, основанные на различных математических моделях, показывают, что хаос подчиняется законам, обладающим общностью. Эти законы, несмотря на их сложность и непредсказуемость, подтверждаются экспериментами на множестве реальных систем [2].

Структура турбулентности, характеризующая течение в трубе, довольно сложна из-за наличия в них упомянутых выше эффектов, поэтому статистические теории обычно применяются, в первую очередь, к идеальному случаю однородной турбулентности. Этот случай можно попытаться реализовать в эксперименте, пропуская поток среды с постоянной скоростью через равномерную проволочную решетку. Срывающиеся с прутьев решетки вихри сливаются и ниже по течению образуют турбулентное поле, которое можно считать развитым и структура которого не зависит от координат. Она немного должна меняться, в зависимости от расстояния от решетки, по мере того, как диссипация забирает свою долю кинетической энергии турбулентности, но это продольное изменение обычно является достаточно медленным и им можно пренебречь. В этом случае турбулентность может быть не только однородной, но и практически изотропной, если ее рассматривать в системе координат, которая движется относительно решетки [2].

В соответствии с положениями физики открытых нелинейных систем предполагается существование структурных элементов турбулентности в виде вихрей и их образований. Вихри рассматриваются как сложный нелинейный объект — мультифрактал, имеющий свойства самоподобия, самоаффинности и перемежаемости [3]. В следе за телом и вблизи твердых поверхностей могут образовываться спаренные вихревые шнуры, имеющие противоположные циркуляции. Деформация вихревых шнуров, из взаимодействия с собственным полем скорости приводят к образованию пространственных вихревых структур со сложной геометрией. Поэтому изучение фрактальной природы и описание закономерностей турбулентного теплообмена парожидкостных потоков в трубном пространстве и интенсификация теплоотдачи при электрогидроимпульсном воздействии с помощью мультифрактальной модели — актуальная задача.

Теплообмен в движущихся двухфазных средах из-за множества факторов, возмущающих поток, как правило, происходит в турбулентном режиме. К известной проблеме решения системы уравнений конвективного теплообмена в гомогенной среде добавляются также трудности, связанные с различием фаз, их взаимодействием и т.д. Применение теории фракталов и в этом случае, существенно упрощая задачу, позволяет получить критериальные зависимости с меньшим числом эмпирических констант, непосредственно сопоставимые с результатами опыта.

Турбулентные вихри и их кластеры имеют внутреннюю, иерархическую структуру. Нерегулярные движения вихрей различных масштабов, их взаимодействие наблюдаются как перемежаемость — случайные чередования мелкомасштабных динамических характеристик с крупномасштабными. Поэтому необходимо учесть вероятностный, перемежаемый характер турбулентного теплообмена. Объекты, в которых распределение меры описывается вероятностными моментами различного порядка (степени перемежаемости) и соответствующим им спектром фрактальных размерностей, называются мультифракталами. Мультифрактальная вероятностная мера может быть определена как

$$M \approx \delta^{\alpha} \sum_i P_i^q \approx \delta^{\alpha} \cdot N(\delta, q) \approx \delta^{\alpha} \cdot \delta^{q \cdot D_q} \cdot \delta^{-D_q} = \delta^{\alpha} \cdot \delta^{D_q (q-1)} = \delta^{\alpha} \cdot \delta^{\tau(q)}, \tag{1}$$

где $P_i = N_i / N$ — вероятность реализации ячейки номером i, q — порядок мультифрактального момента, принимающий любое вещественное, как положительное, так и отрицательное, значение; $N(q, \delta)$ — число ячеек, содержащих меру; $\tau(q) = (1-q) D_q$ — функция-показатель массы или перемежаемости; D_q — обобщенная (мультифрактальная) размерность, определяемая формулой Реньи: $D_q = \frac{1}{q} \lim_{\delta \to 0} \frac{\ln N(\delta, q)}{\ln \delta}$.

Связь между α и $\tau(q)$ устанавливается преобразованиями Лежандра [3]:

$$f(\alpha) = \alpha q + \tau(q); \; \alpha(q) = -\frac{d\tau(q)}{dq}. \tag{2}$$

Формулу (2) также можно получить, вычисляя $N(q, \delta)$ во множестве ячеек с одинаковыми α, имеющий фрактальную размерность $f(\alpha)$. Физический смысл такой возможности подробно рассмотрен в работе [3], где для случая отсутствия перемежаемости, при $q=1$, $\tau(1)=0$ область развитой турбулентности, показано, что $D_1 = S$. Из этого, с учетом (2), следует:

$$f(\alpha_1)=\alpha_1=D_1=S;\ \alpha_1\equiv\alpha(q=1), \tag{3}$$

т.е. энтропия S самоподобного множества равна значению мультифрактальной спектральной функции в ее неподвижной точке.

Основываясь на свойстве самоподобия вихрей однородной и изотропной турбулентности, определено предельное значение нормированной информационной энтропии, соответствующей случаю отсутствия перемежаемости: $S(I_2)=(I_2+1)e^{-I_2}=I_2=0,806$ [3].

На основании вышеизложенного удается придать физический смысл степени критериального уравнения в области больших чисел Рейнольдса:

$$Nu = C\,\mathrm{Re}^{\gamma}; \tag{4}$$

$$Nu=\frac{q}{q_0}=\frac{F}{F}=\left(\frac{l_0}{\delta_\nu}\right). \tag{5}$$

На самом деле, с учетом формул (1) и (3) для развитого турбулентного режима вместо (5) получим

$$Nu = C\,\mathrm{Re}^{I_2}, \tag{6}$$

где C — некоторая постоянная.

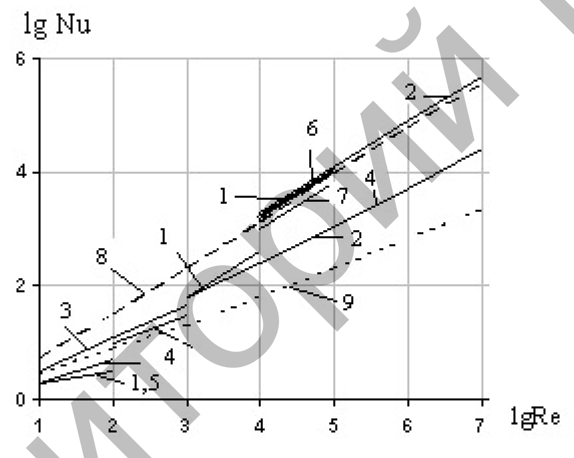


Рис. 1. Зависимость средней теплоотдачи цилиндра от скорости потока: 1 — данные Г.Гильберта [4]; 2 — А.А.Жукаускаса [7]; 3 — Б.Х.Мак-Адамса [6]; 4 — М.А.Михеева и И.М Михеевой [7], 5 — Дж.Ульзамера [8]; 6, 7 — К.Кусаиынова и Б.Р.Нусупбекова [9]; 8, 9 — данные З.Ж.Жанабаева [10]

На рисунке 1 приведено сравнение результатов различных авторов, представленных [11] в виде эмпирических зависимостей, в сравнении с расчетами по формуле (4) при двух предельных значениях показателя γ. Как видно, теоретическая зависимость правильно учитывает закономерности теплообмена в различных режимах течения. Значение показателя степени $I_2 = 0,806$, соответствующее многочисленным экспериментам, имеет физическое обоснование, подробно изложенное в [3], и является аналогом числа γ_0, имеющего геометрический смысл.

В парожидкостной смеси ударная волна взаимодействует с паровыми пузырьками, в результате чего содержащиеся в жидкости газовые полости (паровых пузырьков) могут дробиться на мелкие фрагменты. При этом в смеси могут генерироваться импульсы давления, в свою очередь, накладываясь на основную волну, существенно изменяя ее форму и амплитуду. При различных структурах парожидкостной смеси физические механизмы, вызывающие дробление, схлопывание пузырьков и взаимодействие этих процессов на волну давления одинаковым образом, могут как отличаться друг от друга, так и иметь общую природу [12]. Как показано в [13], разрушение пузырька происходит из-за неустойчивости Кельвина-Гельмгольца, развивающейся на межфазной поверхности из-за дрейфа пузырька относительно жидкости, который возникает за фронтом ударной волны и приводит, согласно данным работы [13], к зависимости пороговой интенсивности волны от плотности газа в пузырьке.

Разрушение и схлопывание парового пузырька может происходить с образованием микроструек жидкости. Если амплитуда волны сжатия, действующей на пузырек пара, достаточно высокая, чтобы активизировать его интенсивное схлопывание, то в смесь, окружающую пузырек, излучается высокоамплитудный короткий импульс давления [14]. Кроме того, интенсификация процесса схлопывания пузырьков может быть вызвана их раздроблением. Как предполагается в работе [15], данный механизм может явиться причиной резкого повышения амплитуды волны сжатия, распространяющейся по пузырьковой смеси. Однако несмотря на попытки описать это явление [15–18], до сих пор закономерности возникновения и развития этого процесса и влияния электрогидроимпульсного воздействия изучены слабо. Поэтому в данном подразделе описываются некоторые теоретические и экспериментальные результаты теплообмена в парожидкостном потоке.

При наличии паровой фазы (пузырьков пара) в качестве характерного размера принимается размер жидких структур δ, и тогда число Нуссельта, с учетом формулы (5), представляется в виде

$$Nu = \frac{\alpha\delta}{\lambda} = \frac{\alpha l_0}{\lambda}\frac{\delta}{l_0} = \frac{q}{q_0}\frac{\delta}{l_0} = \frac{F}{F_0}\frac{\delta}{l_0} = \left(\frac{l_0}{\delta_\nu}\right)^{\gamma}\cdot\frac{\delta}{l_0}. \qquad (7)$$

По аналогии с [19] отношение $\dfrac{\delta}{l_0}$ можно связать со степенью объемного паросодержания ϕ и через относительный объем жидкой фазы, который определяется следующим образом:

$$\phi = \frac{V_{пара}}{V_{пара} + V_{жидк}}. \qquad (8)$$

В случае двумерного течения относительный объем жидкой фазы непосредственно выражается через относительную площадь фрактальной поверхности:

$$\frac{V_{жидк}}{V_{пара} + V_{жидк}} = \frac{F}{F_0} = \left(\frac{l_0}{\delta}\right)^{\gamma} = 1 - \phi, \qquad (9)$$

следовательно,

$$\frac{\delta}{l_0} = C(1-\phi)^{-1/\gamma}. \qquad (10)$$

Объем жидкой структуры с фиксированным масштабом δ уменьшается при фрактализации ее поверхности из-за наличия пузырьков. Учитывая изменение поверхности структуры посредством масштабного множителя $(\delta / l_0)^{\gamma}$, определим сферический объем фрактальной жидкой структуры:

$$V_{ж} = 4\pi\int_0^{\delta}\left(\frac{\delta}{l_0}\right)^{\gamma}\delta^2 d\delta = l_0^{-\gamma}\left(\frac{4\pi}{3+\gamma}\right)\delta^{3+\gamma}, \qquad (11)$$

переходящий при $\gamma = 0$ в обычную формулу сферического объема.

Учитывая определение объемного паросодержания (8), имеем:

$$\frac{\delta}{l_0} = C(1-\phi)^{1/3+\gamma}\left(\frac{4\pi}{3+\gamma}\right)\delta^{3+\gamma}. \qquad (12)$$

Формула (10) справедлива для развитого турбулентного течения, когда структура среды по течению существенно не меняется, формула (12) — для переходного режима течения, зависящего как от концентрации пузырьков, так и от числа Рейнольдса, при наличии крупномасштабных структур с пузырьками типа «снаряд» [15–18]. С ростом паросодержания масштаб фрактальных структур в развитом режиме течения растет, а в переходном — уменьшается. Аналогичные закономерности имеют место и в поведении турбулентного течения двухфазной среды, что показано с применением вышеизложенных фрактальных моделей в [19].

Из формул (7)–(11) можно установить вид зависимости интенсивности теплообмена от числа Рейнольдса и степени паросодержания. Учитывается также влияние числа Прандтля $\Pr = \nu / a$, где a — температуропроводность. При $\Pr \prec\prec 1$ в качестве масштаба структур в формуле (9) следует принять $\delta \approx a / \upsilon_0$, тогда

$$Nu = C\left(\frac{l_0}{\delta_a}\frac{\delta_\nu}{\delta_\nu}\right)^{\gamma} = C\,\mathrm{Re}^{\gamma}\cdot\Pr^{\gamma}. \qquad (13)$$

В случае $\Pr \geq 1$, близком к свойствам парожидкостных потоков, в вязком подслое возникают объемные возмущения, обусловленные разностью температур ΔT и коэффициентом объемного расширения β:

$$\left(\frac{\delta_v}{\delta_a}\right)^3 = \frac{\delta_v}{\delta_T};\ \delta_a = \beta \Delta T \delta_T;\ \left(\frac{\delta_v}{\delta_a}\right)^\gamma = \left(\frac{\beta \Delta T \delta_v}{\delta_a}\right)^{\gamma/3}; \tag{14}$$

$$Nu = C \operatorname{Re}^\gamma \cdot (\Pr \beta \Delta T)^{\gamma/3}.$$

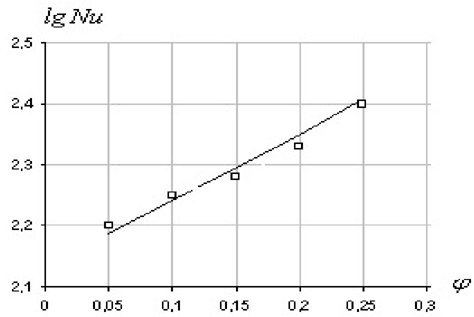
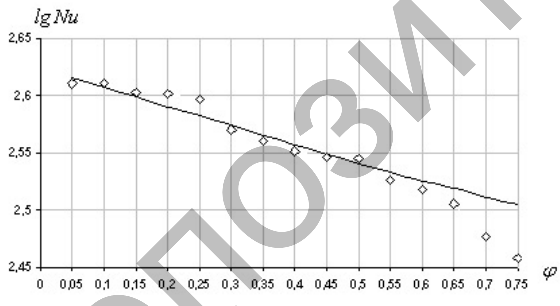


Рис. 2. Теплоотдача парожидкостного потока в трубе при переходном режиме течения Re = 5700: точки — эксперимент, линия — расчет

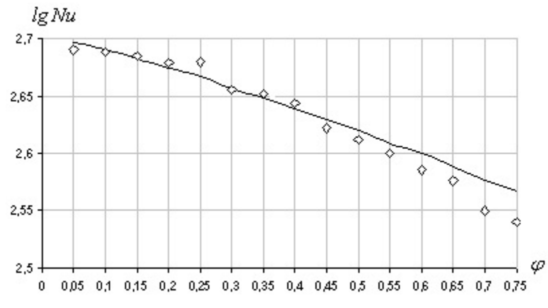
Выражая минимальные пространственные масштабы турбулентного перемешивания через различные параметры, можно установить вид зависимости интенсивности теплообмена от других критериев подобия. В общей теории фрактальных явлений такая процедура соответствует определению фрактальной меры сложного объекта (явления) как произведение мер отдельных его компонент [19]. В результате теплообмен в парожидкостном потоке можно описать формулами:

$$Nu = C \operatorname{Re}^\gamma (1-\phi)^{-1/\gamma} \cdot (\Pr \cdot \beta \cdot \Delta T)^{\gamma/3};\ \phi \prec 1, \tag{15}$$

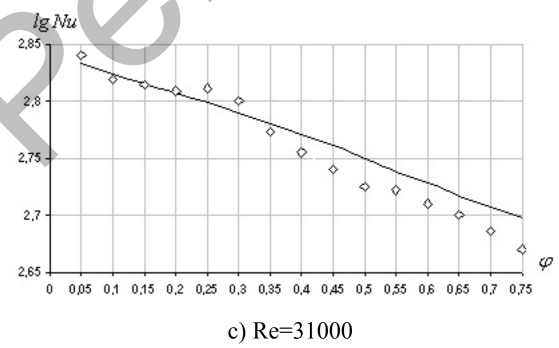
$$Nu = C \operatorname{Re}^\gamma (1-\phi)^{1/(3+\gamma)} \left(\frac{3+\gamma}{4\pi}\right)^{1/(3+\gamma)} (\Pr \cdot \beta \cdot \Delta T)^{\gamma/3}. \tag{16}$$



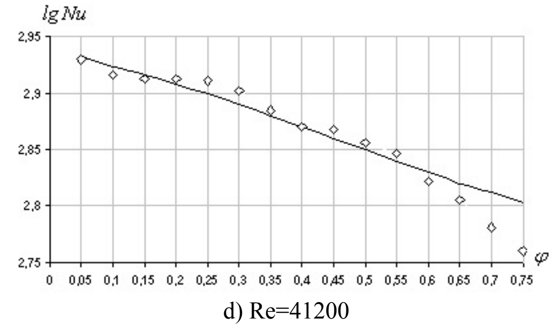
a) Re=13200



b) Re=21000



c) Re=31000



d) Re=41200

Рис. 3. Теплоотдача парожидкостного потока в трубе при развитом турбуленитном режиме течения: точки — эксперимент, линия — расчет

На рисунке 3 в качестве иллюстрации возможности применения формул (15), (16) представлено сравнение с экспериментальными данными по теплоотдаче цилиндрической трубы, содержащей пузырьки пара различной концентрации.

Значение γ выбирается в зависимости от значения числа Рейнольдса: при $\mathrm{Re} \succ\succ \mathrm{Re}_{кр}$ ($\mathrm{Re}_{кр}$ соответствует ламинарно-турбулентному переходу) $\gamma = \gamma_0$, при $\mathrm{Re} \geq \mathrm{Re}_{кр}$ принимается $\gamma = \gamma_1$. При необходимости можно пользоваться физическим аналогом числа γ, предложенным в работе [3]. Формула (15) описывает возрастание интенсивности теплообмена с ростом степени паросодержания в пузырьковом (развитом) режиме течения, формула (16) — ее убывание в «снарядном» режиме.

Таким образом, выявление структурно-информационных свойств парожидкостных потоков позволяет посредством определения пространственных масштабов турбулентного перемешивания через различные параметры установить вид зависимости интенсивности теплообмена от других критериев подобия. Полученные выражения могут применяться в практических расчетах оптимальных режимов теплотехнических устройств с парожидкостными потоками.

Список литературы

1. *Слесарев В.И.* Отчет о выполнении НИР по теме: «Воздействие фрактально-матричных транспарантов «Айрес» на характеристики структурно-информационного свойства воды». — СПб., 2002.
2. *Фабер Т.Е.* Гидроаэродинамика. — М.: Постмаркет, 2001. — 560 с
3. *Жанабаев З.Ж.* Структурная теория гидродинамической турбулентности: Учеб. пособие. — Алматы: Қазақ ун-ті, 1997. — 54 с.
4. *Hilpert R.* Die Warmeabgabe von geheizten Drahten und Rohren in Luftstrom // Forschung auf dem Gebeite des Ingenierwesens. — 1993. — B. 4. — S. 205–224.
5. *Жукаускас А.А.* Конвективный перенос в теплообменниках. — М.: Наука, 1982. — 472 с.
6. *Мак-Адамс Б.Х.* Теплопередача. — М.: Металлургиздат, 1961. — 686 с.
7. *Михеев М.А., Михеева И.М.* Основы теплопередачи. — М.: Энергия, 1973. — 320 с.
8. *Ulsammer J.* Die Warmeable eines Drantes oder Rohres an einen senkrecht zur Achse stromenden Gas — oder Flussigkeitsstrom // Forschung auf dem Gebeite des Ingenierwesens. — 1932. — B. 3. — S. 94–98.
9. *Кусаиынов К.К., Турмухамбетов А.Ж., Нусупбеков Б.Р.* Об одном способе интенсификации теплообменного процесса // Региональные проблемы энергосбережения в децентрализованной теплоэнергетики: Материалы междунар. науч.-практ. конф. — Киев, 2000. — С. 35–38.
10. *Жанабаев З.Ж., Тарасов С.Б., Турмухамбетов А.Ж.* Фракталы. Информация. Турбулентность. — Алматы: РИО ВАК РК, 2000. — 228 с.
11. *Исатаев С.И., Акылбаев Ж.С., Турмухамбетов А.Ж.* Аэрогидродинамика и теплообмен криволинейных тел. — Алматы: Ғылым, 1996. — 437 с.
12. *Покусаев Б.Г., Вассерман Е.С., Мулляджанов И.И., Прибатурин Н.А.* Эффекты схлопывания и разрушения пузырей при распространении волн в двухфазной среде // Нестационарные процессы в двухфазных потоках: ИТ СО АН СССР. — 1990. — С. 3–27.
13. *Гельфанд Б.Е., Губин С.А., Нигматуллин Р.И., Тимофеев Е.И.* Влияние плотности газа на дробление пузырьков ударными волнами // ДАН СССР. — 1977. — № 2. — Т. 235. — С. 292–294.
14. *Tomita Y., Shima A.* Mehanizms of impulsive pressuregeneration and damage pit formation by bubble collapse // J. Fluid Mech. — 1986. — Vol. 169. — P. 535–564.
15. *Нигматуллин Р.И.* Динамика многофазных сред. — Ч. II. — М.: Наука, 1987. — 360 с.
16. *Нигматуллин Р.И., Хабеев Н.С.* Динамика парогазовых пузырьков // Механика жидкости и газа (МЖГ). Известия АН СССР. — 1996. — № 6. — С. 56–61.
17. *Нигматуллин Р.И., Ахатов И.Ш., Вахитова Н.К.* Влияние сжимаемости жидкости в динамике газового пузырька // Доклады РАН. — 1996. — Т. 348. — № 6. — С. 768–771.
18. *Нигматуллин Р.И., Шагапов, В.Ш., Гималтдинов, И.К., Галимханов, М.Н.* Двумерные волны в жидкости с пузырьковыми зонами // Доклады РАН. — 2001. — Т. 378. — № 6. — С. 763–765.
19. *Кусаиынов К., Сакипова С.Е.* Фрактальная модель динамики жидкости в трубе // Теплофизика и аэромеханика. — Новосибирск, 1998. — № 4. — С. 472–484.