УДК 532.528: 536.423

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОВЕДЕНИЯ ПУЗЫРЬКОВОГО КЛАСТЕРА В ПРОЦЕССАХ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ КАВИТАЦИИ

Иваницкий Г.К.

Институт технической теплофизики НАН Украины, Киев, Украина

АННОТАЦИЯ

С целью изучения поведения пузырькового кластера в кавитирующих устройствах выполнено численное исследование динамики пузырьков в сжимаемой жидкости с учетом межфазного тепло– и массообмена. Рассмотрено влияние режимных и системных параметров на интенсивность процессов кавитации. Физические и химические преобразования при кавитационной обработке жидкости обусловлены не только действием ударных волн и излучаемых импульсов давления, но также экстремальными термическими эффектами. На стадии предельного сжатия пузырька пар внутри пузырьке и жидкость в его окрестности переходят в состояние сверхкритического флюида. Известно, что вода в таком состоянии является сильным органическим растворителем. В рамках модели анализируется характер микротечений в межпузырьковом пространстве и проводится количественный расчет локальных значений параметров полей скорости и давления.

ВВЕДЕНИЕ

Методы кавитационного воздействия применяются сегодня в различных производствах для интенсификации массообменных и гидромеханических процессов [1-4]. Задачей ближайшего будущего является использование кавитации для управления на молекулярном уровне биохимическими и биофизическими процессами в технологических средах. Для решения этой задачи необходимо четкое понимание физической природы кавитационных механизмов и возможности их адекватного описания в пространственном и временнóм наномасштабах.

На протяжении лет кавитация считалась одним из направлений гидродинамики, связанного с выяснением и устранением негативных причин эрозионного разрушения поверхностей гребных винтов, лопастей гидротурбин, гидротехнических устройств. Установлено, что эрозия поверхностей возникает под действием ударных волн и кумулятивных струек, образующихся при схлопывании пузырьков, которые в гидродинамике рассматриваются как полые каверны (cavities). В рамках только этих механизмов трудно объяснить разрушение молекулярных и коллоидных структур, инициирование и ускорение химических реакций, другие кавитационные воздействия на микроуровне. При рассмотрении кавитации в рамках гидродинамики исключается влияние термических факторов на развитие и специфическое проявление кавитационных эффектов.

В определенной степени такой подход сохраняется по настоящее время, хотя установлено, что на стадии максимального сжатия температура парогазовой среды внутри кавитационного пузырька превышает 5000 К, а давление возрастает до 1000 МПа [2,6]. Считается, что выделяющейся в объеме пузырька тепловой энергии достаточно для возбуждения, ионизации и диссоциации молекул паров воды и присутствующих в пузырьке газов, образования свободных радикалов, ускорения на 5-6 порядков скоростей газофазных химических реакций [1,5,6] и даже инициирования в кавитационных пузырьках реакций ядерного синтеза [7].

Вместе с тем высокотемпературные процессы, протекающие в газовой фазе, не объясняют действие кавитации на присутствующие в жидкой фазе молекулярные и клеточные структуры в биологических системах, что дает основания предполагать наличие альтернативных механизмов. Достоверный теоретический анализ механизмов кавитации затрудняется, на наш взгляд, отсутствием обобщающих матема-

тических моделей с максимальным учетом основных физических факторов. Моделирование обычно проводится применительно к анализу конкретного эксперимента без рассмотрения межфазного теплообмена и кинетики фазовых переходов, причем процесс сжатия пузырька принимается адиабатным.

В работе [8] рассмотрены принципы построения на термодинамических основах математической модели динамики пузырьков и пузырьковых ансамблей в процессах кипения и кавитации с включением основных факторов. Апробация модели при анализе экспериментальных результатов различных авторов доказывает плодотворность такого подхода.

Целью данного исследования является изучение механизмов кавитационного воздействия на водные суспензии, содержащие микродисперии, молекулярные и коллоидные структуры, применительно к совершенствованию конструкции кавитирующих устройств и обоснованию оптимальных режимов их работы.

АНАЛИЗ ДИНАМИЧЕСКИХ И ТЕРМИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ КАВИТАЦИИ

Несмотря на различные, а зачастую и противоречивые определения кавитации мы будем придерживаться следующей общей формулировки. «Кавитацией называется совокупность явлений, возникающих в жидкости, когда внешнее давление p_∞ опускается ниже уровня давления насыщения при данной температуре $p_{sat}(T_l)$, а затем резко возрастает выше этого уровня». Если $p_\infty < p_{sat}(T_l)$ идет процесс кипения – формирование и рост паровых пузырьков. При $p_\infty > p_{sat}(T)$ происходит сжатие и последующее схлопывание образовавшихся пузырьков. В обоих случаях протекает неравновесный процесс релаксации пузырьковой системы к состоянию термодинамического равновесия, что позволяет описывать пузырьковое кипение и кавитацию в рамках одной модели с использованием одних и тех же уравнений, но при различных начальных условиях. Эта концепция лежит в основе математической модели динамики пузырька, которая представлена в работе [8].

Оптимальные условия инициирования эффектов кавитации реализуются при действии на жидкость ультразвуковых колебаний. В течение одного периода колебаний (10÷100 мкс) давление в жидкости снижается примерно от 1 МПа до -1 МПа и снова повышается до начального значения. За это время осуществляются процессы формирования, роста и последующего схлопывания совокупности пузырьков. В результате, в локальных точках жидкости в акустической зоне периодически создаются кавитационные импульсы давления с аномально высокими пиковыми значениям, причем длительность этих импульсов не превышает 10 нс [5,8]. Ультразвуковая обработка используется для стимулирования и интенсификации гидромеханических и химических процессов, а также в биологии и медицине. [9]. Основной недостаток акустических методов заключается в чрезмерно высоких удельных энергетических затратах.

Гидродинамическая кавитация, в принципе, не отличается от акустической. В гидротурбинах, насосах, в различных запорных устройствах, где реализуются указанные выше условия перепада давления, неизбежно появляется пульсирующий кавитационный кластер. Периодичность схлопывания пузырьков, амплитуда импульсов давления и температуры, интенсивность излучаемой кластером сферической ударной волны зависят от скорости течения и геометрии канала в кавитационной зоне. Эти явления лежат в основе создания различного типа кавитирующих устройств, причем в данном случае инициирование кавитационных эффектов не требует дополнительных затрат энергии.

Рассмотрим процесс сжатия парового пузырька в воде при выполнении условия $p_\infty > p_{sat}(T_l)$. В начале сжатия давление пара внутри пузырька $p_v \approx p_{sat}(T_l)$, а давление в жидкости у стенки пузырька $p_s = p_v - 2\sigma/R - \mu_l v_s/R$, где R - радиус пузырька, v_s - радиальная скорость жидкости на границе с пузырьком, $\sigma(T_l)$ и $\mu_l(T_l)$ - коэффициенты поверхностного натяжения и вязкости. Под разностью давлений $p_\infty - p_s$ жидкость движется ускоренно в направлении центра пузырька, что приводит к резкому возрастанию давления и температуры пара в сжимающемся пузырьке. Скорость сжатия регулируется межфазной теплопередачей $(T_v >> T_l)$ и конденсацией пара на холодной стенке пузырька с выделением теплоты конденсации. Когда давление сжатого в пузырьке пара p_v превысит внешнее давление p_∞, жидкость начинает тормозиться и ее кинетическая энергия переходит в потенциальную энер-

гию сжатого пара и в потенциальную энергию сжатой жидкости в окрестности пузырька. При полной трансформации кинетической энергии сжатие пузырька прекращается, а давление в жидкости на его границе достигает максимального значения $p_{c\max} \approx p_{v\max}$. В окрестности пузырька реализуется эффект гидравлического удара, и от пузырька в объем жидкости со скоростью звука c_{ac} распространяется волна сжатия, амплитуда которой с расстоянием уменьшается. Обычно при моделировании процессов кавитации жидкость считают несжимаемой, и явление гидравлического удара не рассматривают. Для анализа степени влияния эффекта гидравлического удара проведена модификация модели [8] с учетом сжимаемости жидкости. В качестве новых параметров в модель вводится коэффициент сжимаемости жидкости $\beta = f(T_l, p_l)$ и температурный коэффициент адиабатного сжатия $\alpha(T_l, p_l) = (\partial T_l / \partial p_l)_{ad}$. С учетом сжимаемости уравнение движения, входящее в базовую систему уравнений модели, представлено в виде

$$\frac{dv_s}{d\tau} = \frac{\Delta p + 3/2(\Delta p)^2\beta - 3/2\rho_l v_s^2}{\rho_l R}, \qquad (1)$$

где $\Delta p = p_s - p_\infty$, а $\rho_l(T_l)$ - плотность жидкости. От классического уравнения Релея-Плессета, которое обычно используется при описании кавитационных процессов в несжимаемой жидкости, полученное нами уравнение (1) отличается наличием в числителе члена $3/2(\Delta p)^2\beta$, который учитывает вклад потенциальной энергии сжатой жидкости, реализуемой затем в форме акустического импульса. Скорость звука в жидкости находим из соотношения $c_{ac}^2 = 1/\rho_l\beta$.

После перехода параметров пара в сжатом пузырьке в закритическую область ($T_v > T_{cr}$ и $p_v > p_{cr}$) граница раздела жидкость—пар исчезает ($\sigma(T_{cr}) = 0$), и на месте пузырька с радиусом $R_{\min}$ образуется квазисферический горячий «термик», в пределах которого вода плавно переходит из закритического состояния в конденсированное [10]. Радиус области, в центре которой давление $p_{v\max}$, а на внешней границе - p_{cr}, оценивается по формуле $R_{cr} = R_{\min}\sqrt{p_{v\max}/p_{cr}}$, а длительность ее существования - по формуле $\tau_{cr} = 2R_{cr}/c_{ac}$. Значения $R_{\min}$ и $p_{v\max}$ определяются в модели в ходе решения рассматриваемой задачи при соответствующих начальных условиях. Внутри области закритического давления находится сферическая зона, в центре которой температура $T_{v\max} >> T_{cr}$, а на внешней границе - T_{cr}. Наличие этой высокотемпературной зоны обусловлено передачей тепла от пара в жидкость, выделением теплоты конденсации и нагревом жидкости в процессе ударного сжатия. В пределах этой зоны вода находится в состоянии сверхкритического флюида. Как известно, вода в этом состоянии обладает уникальной способностью растворять почти все органические вещества, а также чрезвычайно большие объемы различных газов и некоторые твердые вещества, которые в конденсированной воде практически нерастворимы [11]. В состоянии флюида электропроводность воды и степень ионизации ее молекул возрастают на 5-8 порядков. Аналогичные эффекты наблюдаются при воздействии высоких давлений, даже если температура воды ниже критической [12]. Это дает основание утверждать, что термическое действие кавитации не ограничивается объемом пузырька с радиусом $R_{\min}$, где, как считается, происходит лишь ионизация молекул пара и газа, а охватывает более обширную область. Такой механизм объясняет регистрируемое в экспериментах влияние кавитации на кинетику химических и биохимических реакций и на разрушение супрамолекулярных и коллоидных структур [1]. Расчеты показывают, что время пребывании воды в состоянии сверхкритического флюида не превышает 10 нс, но это чрезвычайно большой промежуток времен, учитывая, что характерные времена протекания большинства химических реакций и формирования молекулярных структур измеряются в масштабе пикосекунд.

ДИНАМИКА КАВИТАЦИОННОГО КЛАСТЕРА

При реализации условий кавитации в жидкости растет и затем одновременно схлопывается множество парогазовых пузырьков, образующих кавитационный кластер. Эффективность кавитационного воздействия определяется коллективным влиянием всех пузырьков кластера. Размеры кластера обычно лежат в пределах от 0,1 до 5 см. Концентрация зародышей в кластере зависит от температуры и газосодержания жидкости, наличия в ней примесей, и составляет $10^{11} \div 10^{12}$ м$^{-3}$ [5,6,13]. Считается, что суперпозиция ударных волн от каждого отдельного пузырька образует единичную разрушительную ударную волну. Однако эта концепция не объ-

ясняет разрушение микрообъектов внутри самого кластера. При моделировании поведения кавитационного кластера и разработке аналитической методики расчетов кавитационных реакторов температура зачастую даже не входит в число параметров модели [14,15]

В работе [8] применительно к анализу процессов кипения рассматривается также модель динамики пузырьковых ансамблей, построенная на базе модели динамики единичного пузырька. С учетом сжимаемости жидкости эта модель позволяет прогнозировать эволюцию кавитационного кластера на всех стадиях его развития и адекватно описывать характер микротечений в межпузырьковом пространстве кластера, связанных с расширением или сжатием пузырьков.

В данной работе в рамках модели ансамбля исследовались поля скоростей и давлений в жидкой фазе на завершающей стадии схлопывания кавитационного кластера. На рис.1 показано мгновенное распределение векторов скорости микротечений в локальных точках в проекции на плоскость XY, проходящей через центр трехмерного кластера. В данном примере представлены результаты расчеты кластера, состоящего из 1331 пузырька, на завершающей стадии его сжатия в момент времени, когда радиусы пузырьков $R(\tau)$=4,7 мкм, а скорость жидкости на границе с пузырьками v_s =430 м/с.

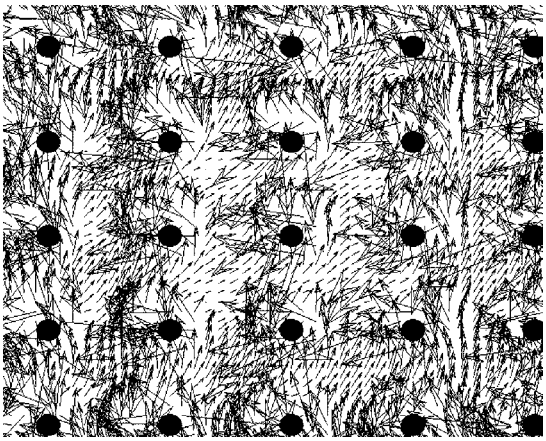

Рис.1 Характер распределения векторов скорости микротечений внутри кавитационного кластера.

Вследствие суперпозиции радиальных течений всех пузырьков кластера картина носит сложный характер. По мере удаления от пузырька скорость резко меняется по величине и направлению.

На рис.2 показано изменение величины вектора скорости вдоль координаты X в плоскости XY для восьми последовательных значений координаты Y, расстояние между которыми 10 мкм.

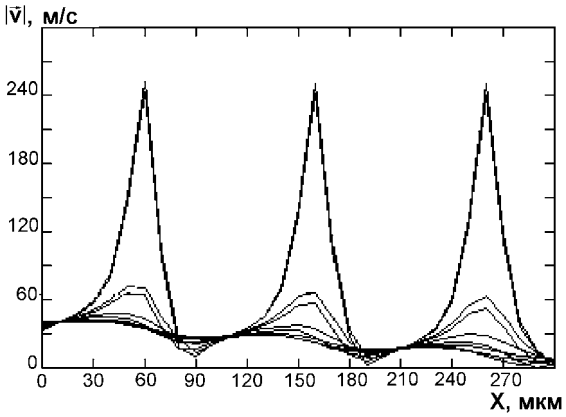

Рис.2 Изменение величины вектора скорости в локальных точках кластера в направлении оси X

Расчеты показывают, что в межпузырьковом пространстве скорости сдвига в локальных точках на границах взаимодействия потоков могут достигать 10^6 c^{-1} , что соответствует напряжению сдвига порядка 1 кПа, если дисперсионной фазой является вода. Представленные на рис.3 результаты расчета направления векторов скорости в тех же локальных точках, что и на рис.2, свидетельствуют о сильной завихренности микропотоков внутри кластера.

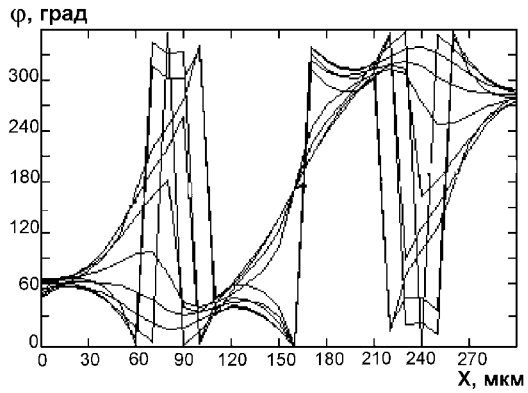

Рис.3 Изменение величины вектора скорости в локальных точках кластера в направлении оси X

Существенным является то обстоятельство, что даже на этапе монотонного расширения кластера, когда скорость роста пузырьков не превышает 2 м/с, скорости сдвига в

локальных зонах жидкости достаточно велики – порядка $5 \cdot 10^4$ с$^{-1}$, что сравнимо со скоростями сдвига, достигаемых в клапанных гомогенизаторах. Таким образом, если высокий уровень термического воздействия реализуется только в стадии максимального сжатия пузырьков кластера в промежутке времени десятка наносекунд, то эффективное влияние сдвиговых напряжений проявляются в течение всего время существования кластера. Известно, что скорости химических реакций при одновременном действии высоких давлений и деформаций сдвига очень велики и могут в 10^6 раз превосходить скорости соответствующих жидкофазных процессов при тех же значениях давления и температуры [1,5,6].

МЕТОДИКА ОЦЕНКИ ЭФФЕКТИВНОСТИ РАБОТЫ КАВИТАЦИОННОГО РЕАКТОРА

Для теоретического анализа поведения пузырькового кластера в конкретном кавитирующем устройстве и оценки уровня ожидаемых динамических и термических эффектов, необходимо представить в аналитической форме изменение внешнего давления в элементе объема обрабатываемой жидкости как функцию времени $p_\infty = f(\tau)$. Процедура определения этой зависимости следующая.

В процессах акустической кавитации при заданной частоте f и интенсивности ультразвукового поля изменение внешнего давления описывается формулой $p_\infty = (2I\rho_l c_{ac})^{0,5} \cos 2\pi f\tau$, которая вводится в систему уравнений модели.

Явления гидродинамической кавитации инициируются в гидравлических системах при стационарном течении жидкости через сопла, диафрагмы, другие сужающие насадки (например, в трубе Вентури), или при нестационарном течении в каналах с периодически меняющейся площадью проходного сечения (например, в цилиндрических и дисковых роторно-пульсационных аппаратах). При известной геометрии канала, заданных системных и режимных параметрах, используя уравнение Навье-Стокса, определяем изменение скорости и давления жидкости по длине канала с учетом потерь напора на местных сопротивлениях, и находим зоны, в которых выполняются условия кавитации. Затем рассчитываем изменение давления в элементарном объеме жидкости $p_\infty = f(\tau)$ за время прохождения кавитационной зоны, представляя эту зависимость в виде зависимости, которая включает верхнюю $p_{\max}$ и нижнюю $p_{\min}$ границы и характерные времена изменения давления. Изменение давления p_∞ в гидродинамических кавитаторах между пиковыми значениями p_1 и p_2 за время $\Delta\tau$ хорошо аппроксимируется выражением [8]

$$p_\infty = p_2 + \frac{p_1 - p_2}{2}\left(1 + \cos\frac{\pi\tau}{\Delta\tau}\right). \qquad (2)$$

Уравнение этого типа с заданными параметрами используется в модели для количественного анализа поведения пузырькового кластера в исследуемом кавитирующем устройстве.

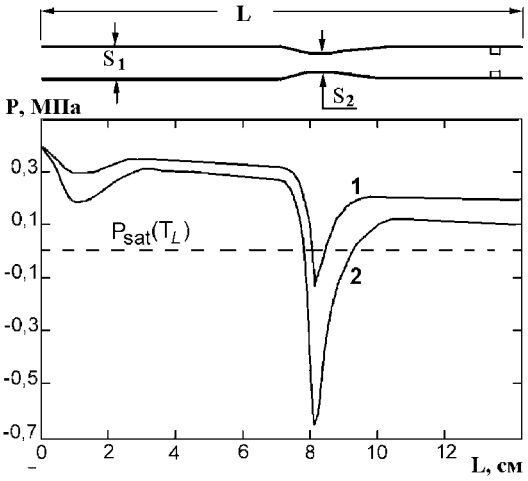

Рис.4 Изменение давления в трубе Вентури при течении однофазной жидкости при значениях противодавления: 1 – 0,2 МПа; 2 – 0,1 МПа.

В качестве примера рассмотрим динамику пузырькового облака, которое формируется в горловине трубки Вентури при стационарном течении воды. Общая длина канала 13,9 см, длина конфузора, горловины и диффузора составляют 0,93 см, 0,1 см и 2,38 см, соответственно. Диаметр канала – 1 см, а отношение площади сечения горловины к площади сечения канала S_2/S_1 =0,25. При постоянном значении давления на входе в канал p_0 =0,4 МПа рассмотрено развитие кластера при двух значениях противодавления – 0,1 МПа и 0,2 МПа.

На рис.4 показано изменение давления по длине данного канала при течении однофазного потока воды. Амплитуда давления разрежения в горловине сопла тем выше, чем меньше величина противодавления, и, следо-

вательно, чем выше скорость потока в узком сечении канала.

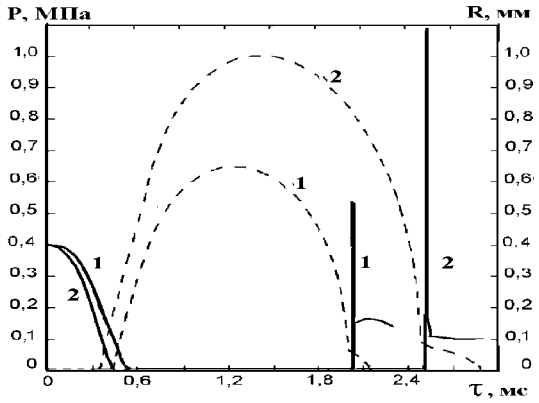

Рис.5 Изменение давления (линии) и радиуса пузырьков (пунктир) внутри кавитационного кластера в процессе его формирования и схлопывания в трубе Вентури при противодавлениях: 1 – 0,2 МПа; 2 – 0,1 МПа.

Изменение давления в импульсе на стадиях его понижения от $p_{\max}$ до $p_{\min}$ за время $\Delta\tau_1$ и последующего повышения от $p_{\min}$ до $p_{\max}$ за время $\Delta\tau_2$ аппроксимируются соотношениями в форме уравнения (2), которые затем используются при моделировании динамики пузырька и пузырькового кластера.

На рис.5 для двух значений противодавления показано изменение радиуса пузырьков в монодисперсном пузырьковом кластере и изменение усредненного давления в его объеме. На рисунке видно, что амплитуда импульса давления, излучаемого кластером при схлопывании пузырьков, существенно превышает давление на входе в канал, причем импульс тем интенсивнее, чем выше уровень разрежения в горловине сопла. На основе информации о характере изменения внешнего давления в рамках модели проводится количественный анализ рассмотренных выше термических и динамических кавитационных эффектов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изучение явлений гидродинамической и акустической кавитации применительно к их направленному и эффективному использованию для стимулирования и интенсификации химико-технологических процессов, в нано- и биотехнологиях, в сонохимии требует единого подхода, в равной степени учитывающего гидродинамические и тепломассообменные аспекты этих явлений. В рамках этой концепции проводится разработка и совершенствование математической модели, которая с учетом всех определяющих факторов и точным представлением теплофизических системных параметров адекватно описывает поведение пузырьков и пузырьковых ансамблей в процессах кипения и кавитации. Результаты данного исследования показывают, что при анализе кавитационного воздействия на супрамолекулярные и микробиологические объекты, а также на кинетику химических реакций необходимо принимать во внимание переход жидкости в окрестности пузырька, а также парогазовой смеси в самом пузырьке, в состояние сверхкритического флюида. Для оценки пространственно-временных границ закритической области и анализа эффектов сферического гидравлического удара в локальных зонах каитационного облака при моделировании необходимо учитывать сжимаемость жидкости. Данное исследование следует рассматривать как начальный этап в направлении обоснования рациональных конструкций и оптимальных режимов работы кавитирующих устройств при решении различных технологических задач.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вітенько Т.М. Гідродинамічна кавітація у масообмінних, хімічних і біологічних процесах / Т.М.Вітенько.-Тернопіль: ТДТУ ім. І. Пулюя, 2009.-220 с.
2. Промтов М.А. Машины и аппараты с импульсными энергетическими воздействиями на обрабатываемые вещества / М.А.Промтов.-М.: Машиностроение-1, 2004 -136 с
3. Смыков И.Т. Нанотехнологии и нанопроцессы в производстве пищевых продуктов / И.Т.Смыков // Нанотехника. - 2008. – Т.16, № 4. - С. 68-74.
4. Ломовский О.И. Прикладная механохимия: применение в пищевой промышленности и сельском хозяйстве / О.И.Ломовский // Обработка дисперсных материалов и сред. Междунар. пе-

риод. сб. научн. трудов / Одесса: 2002. - Вып.12. - С.133-149.
5. Маргулис М.А. Звукохимические реакции и сонолюминесценция / М.А.Маргулис. М.: Химия.-1986. - С.288.
6. Suslick K.S. Sonochemistry / K.S.Suslick //Science.-1990.- Vol.247, N 3.- P.1439-1445.
7. Taleyarkhan R.P. Evidence for nuclear emissions during acoustic cavitation / Taleyarkhan R.P., West C.D., Lohey R.T., Nigmatulin R.I., Block R.C. // Science. – 2002. - Vol.295, P.1868–1873.
8. Долинский А.А. Тепломассообмен и гидродинамика в парожидкостных дисперсных средах /А.А.Долинский, Г.К.Иваницкий.-Киев: Наукова думка, 2008. - 381 с.
9. Бойко Г.П. Нелинейные акустические эффекты в материало- и энергосберегающих химико-технологических процессах. Кавитация / Г.П.Бойко, И.Д.Полониченко, Ю.В.Рогушина // Экотехнология и ресурсосбережение, 2002. - №1. - С.34-37.
10. Иваницкий Г.К. Наномасштабные эффекты в процессах кавитации. II. Критерий разрушения кавитационных пузырьков / Г.К.Иваницкий // Пром. теплотехника.- 2003.- Т.25, №5. - С.5 - 11.
11. Артеменко С.В. Термодинамическое поведение экологически опасных веществ в сверхкритичеких природных флюидах / Артеменко С., Крийгсман П., Мазур В. //Восточноевропейский журнал передовых технологий. –2009. –Т.42, №6/5.–С. 34 – 40.
12. Калашников Я.А. Физическая химия веществ при высоких давлениях / Я.А.Калашников. М.: Высшая школа, 1987. – 424 с.
13. li J. Bubble cavitation in a microchannel / J.li, P.Cheng. // Int. J Heat Mass Transfer.- 2004.-Vol. 47, June. - P. 2689 - 2698.
14. Kanthale P.M. Dynamics of gravitational bubbles and design of a hydrodynamic cavitational reactor /P.M.Kanthale, P.R.Gogate, A.B.Pandit //Ultrasonic Sonochemistry.-2005. -N 12. - P.441 – 452.
15. Gogate P.R. Engineering design methods for cavitation reactors II. Hydrodynamic cavitation /P.R.Gogate, A.B.Pandit. // AIChE J.- 2000. - Vol.46, N 8 .- P.1641 – 1649.