

**ОДЕСЬКА НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ
ХАРЧОВИХ ТЕХНОЛОГІЙ**

ЗБІРНИК ПРАЦЬ

VI МІЖНАРОДНОЇ НАУКОВО-ПРАКТИЧНОЇ
КОНФЕРЕНЦІЇ

**«ІННОВАЦІЙНІ
ЕНЕРГОТЕХНОЛОГІЇ»**



ОДЕСА
2017

Публікуються доповіді, представлені на VI Міжнародній науково-практичній конференції «Інноваційні енерготехнології» (4 – 8 вересня 2017 р.) і присвячені актуальним проблемам підвищення енергоефективності в сфері АПК, харчових та хімічних виробництвах, розробки та впровадження ресурсо-та енергоефективних технологій та обладнання, альтернативних джерел енергії.

Редакційна колегія:

доктор техн. наук, професор

О.Г. Бурдо

Ю.О. Левтринська

Е.Ю. Ананійчук

О.В. Катасонов

МІЖНАРОДНИЙ НАУКОВИЙ ОРГКОМІТЕТ

- Єгоров**
Богдан Вікторович - голова, Одеська національна академія харчових технологій, ректор, д.т.н., професор
- Бурдо**
Олег Григорович - вчений секретар, Одеська національна академія харчових технологій, д.т.н., професор
- Атаманюк**
Володимир Михайлович – Національний університет «Львівська політехніка», д.т.н., професор
- Васильєв**
Леонард Леонідович – Інститут тепло- і масообміну ім. А.В. Ликова, Республіка Білорусь, д.т.н., професор
- Гавва**
Олександр Миколайович – Національний університет харчових технологій, д.т.н., професор
- Гумницький**
Ярослав Михайлович – Національний університет „Львівська політехніка”, д.т.н., професор
- Долинський**
Анатолій Андрійович – Інститут технічної теплофізики, почесний директор, д.т.н., академік НАНУ
- Зав’ялов**
Владимир Леонідович – Національний університет харчових технологій, д.т.н., професор
- Керш**
Владимир Яковлевич – Одеська державна академія будівництва та архітектури, д.т.н., професор
- Колтун**
Павло Семенович – Technident Pty. Ltd., Australia, Dr.
- Корнієнко**
Ярослав Микитович – Національний технічний університет України „Київський політехнічний інститут”, д.т.н., професор
- Малежик**
Іван Федорович – Національний університет харчових технологій, д.т.н., професор
- Михайлов**
Валерій Михайлович – Харківський державний університет харчування та торгівлі, д.т.н., професор
- Паламарчук**
Ігор Павлович – Вінницький національний аграрний університет, д.т.н., професор
- Снежкін**
Юрій Федорович – Інститут технічної теплофізики, директор, д.т.н., член-кор. НАНУ
- Сорока**
Петро Гнатович – Український державний хіміко-технологічний університет, д.т.н., почесний професор
- Тасімов**
Юрій Миколайович – Віце-президент союзу наукових та інженерних організацій України
- Товажнянський**
Леонід Леонідович – Національний технічний університет „Харківський політехнічний інститут”, д.т.н., професор
- Ткаченко**
Станіслав Йосифович – Вінницький національний технічний університет, г. Вінниця, д.т.н., професор
- Ульєв**
Леонід Михайлович – Національний технічний університет Харківський політехнічний інститут”, д.т.н., професор
- Черевко**
Олександр Іванович – Харківський державний університет харчування та торгівлі, ректор, д.т.н., професор
- Шит**
Михайл Львович – Інститут енергетики Академії Наук Молдови, к.т.н., в.н.с.

функціональності та кількості каналів. Програмування плати здійснюється програмою «flprog» (<http://flprog.ru>) мовою функціональних блоків з виводом даних у послідовний порт для наступної реєстрації на ПК програмою «Terminal.exe» і експортом результатів до таблиць «MS Excel», або вивід потоку даних через інтерфейс «RS-485», по протоколу «Modbus» для наступного відображення в SCADA – системі з усіма перевагами візуалізації: віртуальними приладами, трендами та сигналізацією відхилень. В цьому випадку найпростішу інтеграцію забезпечує програма SIMP Light. Приклад інтерфейсу системи моніторингу приведено на мал. 1.

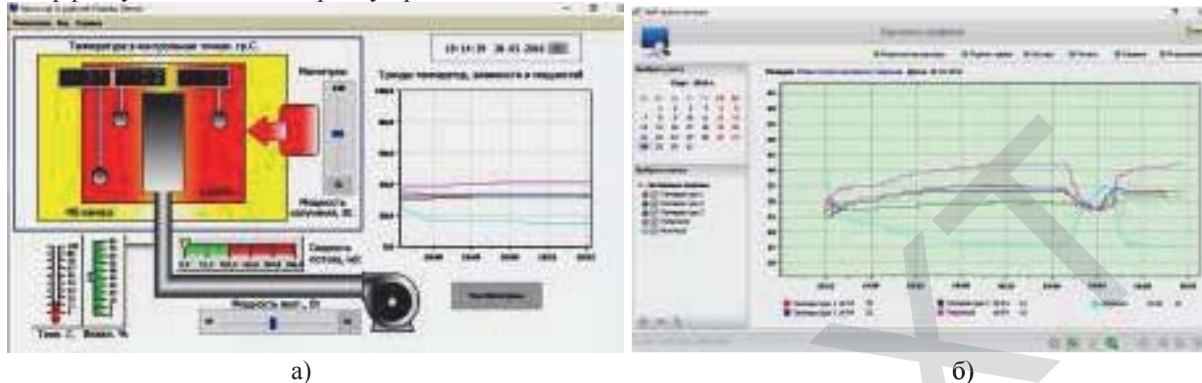


Рис.1. Вікна інтерфейсу SCADA SIMP Light: а) моніторинг параметрів установки; б) графіки трендів контролюємих параметрів.

Висновки.

Запропонована комбінація не є досконалою і вимагає додаткових заходів для реєстрації потоку даних, проте на думку автора є однією з найбільш простих для відтворення і повсякденного використання.

Наведені в тексті марки обладнання та програмних продуктів не є рекламою.

УДК 532.528

АНАЛИТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МИКРОМАСШТАБНЫХ ПРОЦЕССОВ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ КАВИТАЦИИ

Иваницкий Г.К., д-р техн. наук, ведущий. научн. сотр.

Институт технической теплофизики НАН Украины, г. Киев

ANALYTICAL INVESTIGATION OF MICROSCOPIC PROCESSES OF HYDRODYNAMIC CAVITATION

Ivanitsky G.K., Dr. Tech. Sciences, leading. Scientific Colleagues

Institute of Technical Thermophysics of the National Academy of Sciences of Ukraine, Kiev

Аннотация: В настоящей работе освещаются различные аспекты гидродинамической кавитации, включая базовый механизм, анализ динамики единичного пузырька и кавитационного кластера с рекомендациями по оптимальным рабочим параметрам. Разрабатываемые в рамках этого направления технологии и оборудование могут быть использованы в различных отраслях пищевой промышленности.

Abstract: The present work highlights the different aspects of hydrodynamic cavitation including the basic mechanism, bubble dynamics and cavity cluster analysis with recommendations for optimum operating parameters. The technologies and equipment developed within this direction can be used in various branches of the food industry.

Ключевые слова: гидродинамическая кавитация, парогазовые пузырьки, кавитационный кластер

Введение. Использование мощных кавитационных механизмов является сегодня одним из наиболее действенных способов достижения высоких энергетических показателей в технологиях, связанных с обработкой жидких дисперсных сред, с целью повышения скорости проведения таких операций, как диспергирование, гомогенизация, экстрагирование, эмульгирование, стерилизация и другие. В последние годы в мире наблюдается тенденция широкого использования гидродинамической и акустической кавитации в пищевых технологиях для ускорения тепломассообменных, гидродинамических, биохимических микроуровневых процессов и для локального энергетического воздействия на структуру сырья и на биологические объекты [1-3]. Обстоятельные обзоры по использованию кавитации в различных отраслях пищевой промышленности и в сельском хозяйстве содержатся в работах [1,3].

Кавитационное воздействие на обрабатываемую среду осуществляется на молекулярном уровне, что позволяет направленно изменять физико-химические свойства продукта, разрушать макромолекулы, мицеллярные структуры и оболочки клеток микроорганизмов, ускорять протекание химических реакций, способствовать образованию свободных радикалов [2,3]. Для рационального решения этих задач необходимо понимание физической природы кавитационных механизмов и возможность их адекватного описания в пространственном и во временном наномасштабах.

Данное аналитическое исследование проведено в плане изучения физической природы кавитационных механизмов, а также для выяснения влияния различных факторов на кинетику протекания процессов кавитации и на характеристики динамических и термических кавитационных эффектов.

Условия инициирования кавитационных процессов. Кавитация – это явление, связанное с образованием, ростом и схлопыванием парогазовых пузырьков в результате последовательного создания в жидкости области пониженного, а затем повышенного давления. В результате схлопывания совокупности пузырьков происходит излучение высокоамплитудных акустических импульсов давления, которые оказывают мощное динамическое и термическое воздействие на окружающую жидкую среду и присутствующие в ней дисперсии и биологические структуры.

Паровые пузырьки стабильно существуют в жидкости при условии, что давление насыщенного пара внутри пузырька $p_{sat}(T_1)$ превышает действующее на него давление со стороны жидкости p_1 . При нормальных условиях ($p_{10}=0,1$ МПа, $T_{10}=20^\circ\text{C}$) существование паровых пузырьков в воде невозможно. Формирование и рост кавитационных пузырьков при сбросе давления в жидкости связано с наличием в ней микроскопических парогазовых зародышей, содержащих наряду с водяным паром некоторое количество неконденсируемого газа. При заданных значениях p_{10} и T_{10} стабильное существование в жидкости парогазового пузырька с радиусом R_{b0} определяется условием

$$p_{gb0} + p_{sat}(T_{10}) = p_{10} + 2\sigma/R_{b0}, \quad (1)$$

где $p_{gb0} = f(p_{10}, R_{b0}, T_{10})$ - парциальное давление газа в пузырьке; $\sigma = f(T_1)$ - поверхностное натяжение жидкости. Чем меньше радиус равновесного пузырька R_{b0} , тем парциальное давление газа p_{gb0} выше по сравнению с давлением пара внутри пузырька $p_{vb} = p_{sat}(T_{10}) = \text{const}$. Очевидно, в жидкости могут стабильно существовать парогазовые пузырьки различного радиуса $R_{b0} = f(p_{gb0})$. При изотермическом расширении или сжатии пузырька и изменении его радиуса от начального значения R_{b0} до R_b давление газа в пузырьке изменяется по закону $p_{gb} = p_{gb0}(R_{b0}/R_b)^3$.

С увеличением давления в жидкости от p_{10} до $p_{11} > p_{10}$ радиус пузырька уменьшится до значения $R_{b1} < R_{b0}$, а парциальное давление газа возрастет до $p_{gb1} = p_{gb0}(R_{b0}/R_{b1})^3$. Капиллярное давление $p_\sigma = 2\sigma/R_{b1}$ повышается, а парциальное давление пара $p_{vb} = p_{sat}(T_{10})$ остается неизменным. Из (1) следует, что при любом повышении давления p_1 парогазовые пузырьки по-прежнему будут находиться в равновесии с жидкостью, но с меньшим размером.

Совсем иначе ведет себя пузырек в случае понижения давления в жидкости. С уменьшением p_1

радиус R_b збільшується. Діююче на бульбашку капілярне тиск $p_\sigma = 2\sigma/R_b$, зменшується пропорційно R_b^{-1} . При цьому протидіююче тиск газу в бульбашці p_{gb} зменшується набагато швидше ($\propto R_b^{-3}$) і, як наслідок, тиск парогазової середовища всередині бульбашки буде визначатися переважно тиском насиченого пари $p_{sat}(T_{10})$. При зменшенні тиску бульбашки можуть стабільно існувати в рідині, поки виконується умова рівноваги (1).

Рівновага порушується, коли тиск p_l зменшиться до певного критичного значення $p_l = p_{lcr}$, нижче якого тиск парогазової середовища в бульбашці буде перевищувати тиск з боку рідини, що веде до необмеженого зростання бульбашки.

В акустиці при аналізі кавітаційних явищ критичним (пороговим) тиском називають значення амплітуди акустичного тиску, викликаючого розширення зародка до критичного розміру, після чого він починає рости вибухоподібно.

Величина критичного тиску p_{lcr} суттєво залежить від початкового радіуса бульбашки R_{b0} . У великих зародках ($R_{b0} > 20$ мкм) капілярне тиск $2\sigma/R_{b0}$ спочатку невелике, і з збільшенням радіуса член $2\sigma/R_b$ в правій частині (1) стає нехвилюючо малим, але при цьому тиск газу в великій бульбашці p_{gb} залишається ще достатньо високим. Умова необмеженого зростання порівняно великих парогазових зародків визначається нерівністю

$$p_{gb0} \left(\frac{R_{b0}}{R_{b2}} \right)^3 + p_{sat}(T_{10}) \geq p_{lcr} \quad (2)$$

Нерівність (2) виконується для p_{lcr} , що знаходяться в інтервалі $p_{gb} < p_{lcr} < p_{sat}(T_{10})$, так що необмежений зростання великих бульбашок може відбуватися навіть при позитивних значеннях p_{lcr} .

У зародках з $R_{b0} \leq 5$ мкм капілярне тиск $2\sigma/R_{b0}$ велике, і залишається достатньо високим при подальшому збільшенні радіуса R_b . Тиск газу p_{gb} в мікробульбашках в процесі розширення швидко зменшується, і з збільшенням R_b член p_{gb} в лівій частині (1) стає нехвилюючо малим. Умова необмеженого зростання парогазових бульбашок малого розміру визначається нерівністю

$$p_{sat}(T_{10}) \geq p_{lcr} + \frac{2\sigma}{R_{b2}} \quad (3)$$

З нерівності (3) випливає, що критичне тиск p_{lcr} повинно бути достатньо низьким, щоб компенсувати дію капілярного тиску ($p_{lcr} \leq -2\sigma/R_{b2}$). Тому тиск p_{lcr} повинно знаходитися в області негативних значень, що забезпечується за рахунок розтягнення рідини.

На рис.1 представлені розраховані за рівняннями (2) і (3) значення p_{lcr} , що визначають початок необмеженого зростання парогазових зародків в воді в залежності від їх початкового діаметра d_{b0} при двох значеннях температури рідини: $T_{10} = 20^\circ\text{C}$ і $T_{10} = 40^\circ\text{C}$.

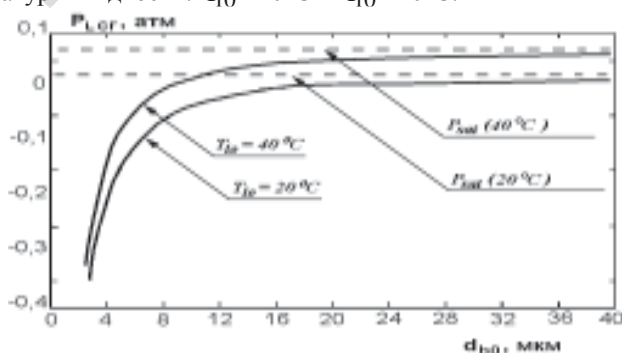


Рис.1– Залежність критичного тиску p_{lcr} від діаметра парогазових зародків d_{b0}

На рисунку видно, що для ініціювання росту зародків з діаметрами $d_{b0} < 15$ мкм в рідині потрібно створювати негативні тиски ($p_1 < 0$). З підвищенням температури T_{10} ріст бульбашок з такими початковими розмірами починається при більш високих тисках ($p_1 > 0$) через відносно невелике вміщення в бульбашках неконденсованих газів. Для початку росту бульбашок з $d_{b0} \propto 1$ мкм розтягуючі напруження в воді повинні досягати значень $p_{1cr} < -2$ атм, а при $d_{b0} \propto 100$ нм значення $p_{1cr} \leq -20$ атм. Як показує досвід, в звичайній воді стабільно присутні тільки бульбашки мікронного розміру [1,2]. Великі бульбашки ($d_{b0} > 10$ мкм) швидко вспливають за рахунок дії архімедових сил.

Кавітаційне вплив на оброблювані рідинні середовища обумовлено не окремими бульбашками, а спільною дією полідисперсного ансамблю бульбашок, що знаходяться в рідині. За прийнятної оцінки концентрація мікрозародків в звичайній воді становить 10^5-10^6 см⁻³. В результаті інтенсивного росту сукупності зародків при скинненні тиску формується т.н. кавітаційний кластер. Динамічні ефекти кавітації визначаються умовами розвитку кластера, як на стадії його росту, так і на стадії колапсу - при одночасному схлопуванні всіх бульбашок.

Динаміка окремого бульбашки в якісному і в кількісному відношенні сильно відрізняється від динаміки бульбашки в складі кластера, що частіше не враховується при моделюванні процесів кавітації. Для опису поведінки кластера звичайно використовують рівняння динаміки окремого бульбашки без урахування силового взаємодія бульбашок, що вносить недопустимо високу похибку. Детальний огляд відомих моделей кавітаційного кластера наведено в роботах [1,4].

Однією з найбільш детально розроблених математических моделей, що дозволяють з хорошою точністю прогнозувати поведінку кавітаційних кластерів при будь-яких режимних параметрах, є модель динаміки бульбашкового ансамблю (модель ДПА), представлена в монографії [5].

При мінімальному числі допущень модель адекватно описує поведінку ансамблю бульбашок в процесі зміни тиску в рідині в усьому температурному інтервалі існування рідини з суворим урахуванням кінетики міжфазного тепло- і масообміну. Розглядається силове взаємодія бульбашок і розраховуються поточні параметри нестационарних полів тиску, температур і швидкостей в міжбульбашковому просторі рідини всередині кластера. На стадії схлопування визначаються амплітуди імпульсів тиску, що випускаються окремими бульбашками, і акустического імпульсу, що випускається кластером, що в кінцевому підсумку, дозволяє оцінити мікро- і наномасштабне енергетическе вплив кавітаційних ефектів на оброблювану сировину.

В межах моделі ДПА проведено чисельний експеримент по формуванню і наступному схлопуванню бульбашкового кластера в воді в результаті різкого скинення тиску до мінімального значення $p_{1min} < p_{sat}(T_{10})$ і наступного його підвищення до кінцевого значення $p_{1k} \gg p_{sat}(T_{10})$.

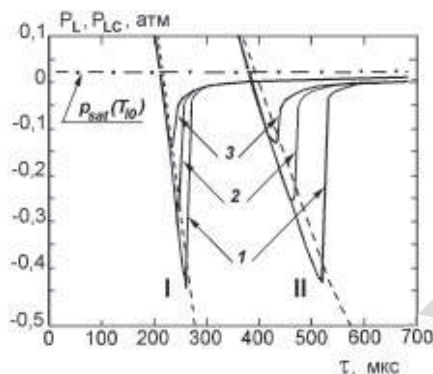
Дослідження проведено з метою вивчення впливу різних факторів на поведінку кластера на всіх етапах його розвитку і на інтенсивність супутюючих кавітаційних ефектів. К визначальним факторам відносяться такі контролювані параметри, як температура T_{10} , мінімальне p_{1min} і кінцеве тиску p_{1k} , тривалість скинення тиску - $\Delta\tau_1$ і тривалість наступного його підвищення - $\Delta\tau_2$. В кавітаційних технологіях саме варіація цих параметрів в реакторі забезпечує ефективність і вибір оптимальних режимів обробки. Розподіл зародків по розмірам $N_b = f(R_{b0})$ в початковій рідині є неконтрольованим внутрішнім фактором. Дане дослідження проведено при постійних значеннях $T_{10}=20^\circ\text{C}$, $\Delta\tau_1=0,65$ мс і $\Delta\tau_2=1,5$ мс.

Початкова стадія росту кавітаційного кластера. З допомогою моделі ДПА проаналізована початкова стадія росту парогазових зародків з урахуванням результатів, представлених на рисунку 1

Нехай в воді при нормальних умовах ($p_{10}=1$ атм, $T_{10}=20^\circ$) знаходяться парогазові зародки з діаметрами $d_{b0} \leq 5$ мкм і з концентрацією $N_b=10^3-10^6$ г⁻¹, де N_b - кількість бульбашок в одиниці маси рідини, яке в відсутності коагуляції або дроблення бульбашок залишається постійним протягом усього процесу. Результати дослідження кінетики росту бульбашкового кластера з заданими значеннями N_b , R_{b0} , p_{1min} , p_{1k} , представлених на рис.2 і рис.3, показали наступне.

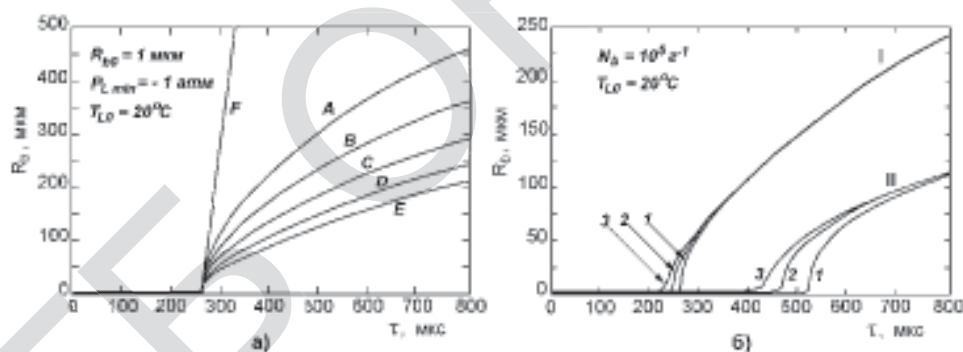
При скинненні зовнішнього тиску p_1 до мінімального значення $p_{1min} < p_{1cr}$ тиску рідини p_{1c}

в межпузырьковом пространстве кластера p_{lc} быстро возрастает от $p_{lc} = p_{lcr}$ до $p_{lc} = p_{sat}(T_{10})$, независимо от последующего понижения внешнего давления $p_l(\tau)$ (рис.2). Кинетика роста отдельных пузырьков внутри расширяющегося кластера будет определяться уже не отрицательным внешним давлением $p_l(\tau) < 0$, как для единичного пузырька, а давлением жидкости в окрестности пузырька $p_{lc} \cong p_{sat}(T_{10}) > 0$. Время достижения равновесного давления $p_{sat}(T_{10})$ внутри кластера тем короче, чем выше концентрация N_b . С уменьшением N_b скорость роста пузырьков кластера возрастает (рис.3-а).



R_{b0} : 1 – 1 мкм; 2 – 1,5 мкм; 3. – 2,5 мкм; $N_b = 10^5 \text{ з}$;
 $p_{l0} = 1 \text{ атм}$; $p_{l \min} = -0,5 \text{ атм}$ (I); $p_{l \min} = -3 \text{ атм}$ (II).

Рис.2. Изменение давления в межпузырьковом пространстве кластера $p_{lc}(\tau)$ (сплошные линии) при изменении внешнего давления $p_l(\tau)$ (пунктир) от начального значения p_{l0} до минимального $p_{l \min}$.



Начальное давление $p_{l0} = 1 \text{ атм}$. Минимальное давление $p_{l \min}$: I – -3 атм ; II – $-0,5 \text{ атм}$.

Концентрация N_b : A – 10^2 з^{-1} ; B – 10^3 з^{-1} ; C – 10^3 з^{-1} ; D – 10^5 з^{-1} ; E – 10^6 з^{-1} ; F – единичный пузырек.

Рис.3. Изменение со временем радиуса пузырьков кластера $R_b(\tau)$ при сбросе давления от p_{l0} до $p_{l \min}$.

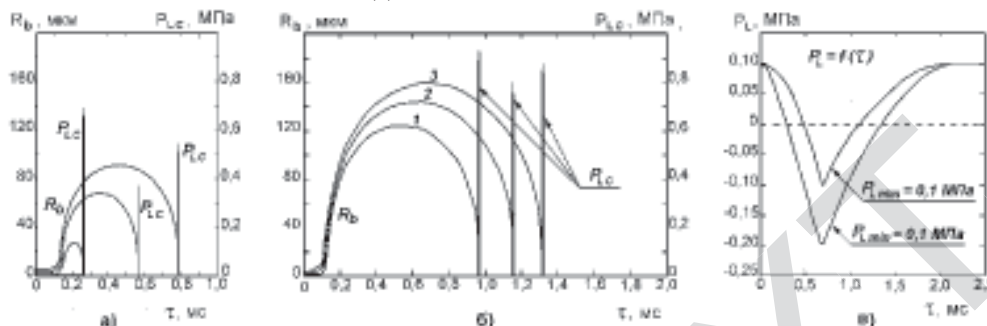
а) в зависимости от концентрации пузырьков кластере N_b ; б) в зависимости от начального размера зародышей R_{b0} и от величины минимального давления $p_{l \min}$.

При сбросе давления до заданного значения $p_{l \min}$ пузырьки, независимо от их начального радиуса R_{b0} , растут до одинакового размера (3-б). Следовательно, к началу сжатия изначально полидисперсного кластера диаметр всех пузырьков в нем будет одинаковым. Пузырьки растут тем интенсивнее, чем ниже значение $p_{l \min}$ (рис.3-б).

Стадия сжатия кавитационного кластера. При последующем повышении внешнего давления p_l от минимального значения $p_{l \min}$ до конечного p_k расширение кластера замедляется. При достижении

условия $p_{1c} > p_{sat}(T_{10})$ происходит быстрое сжатие пузырьков кластера, как за счет увеличения давления жидкости внутри кластера ($p_{1c}(\tau) \rightarrow p_1(\tau) \rightarrow p_k$), так и вследствие резкого возрастания капиллярного давления $2\sigma/R_b(\tau)$, которое на завершающей стадии сжатия играет определяющую роль.

Изменение радиуса пузырьков кластера и давления жидкости в межпузырьковом пространстве кластера с момента формирования кластера и до его коллапса представлено на рисунках 3-а,б для двух режимов изменения внешнего давления $p_1(\tau)$, показанных на рис.3-в.

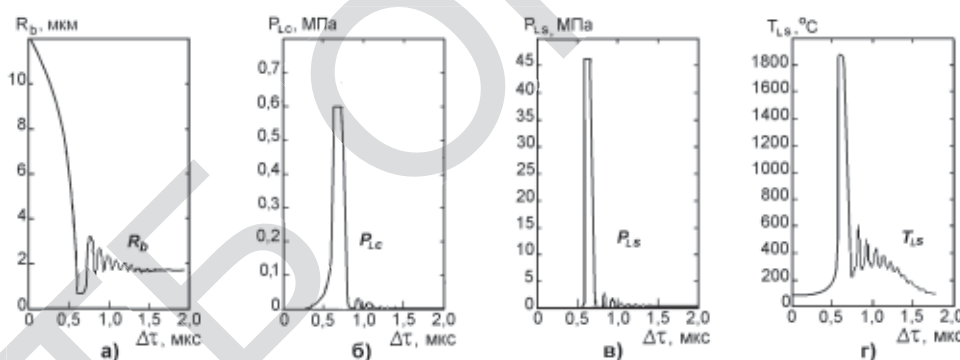


Начальный радиус пузырьков R_{b0} : 1 – 1 мкм; 2 – 1,5 мкм; 3. – 2,5 мкм; $N_b = 10^5 \text{ z}^{-1}$; $T_{10} = 20^\circ\text{C}$.

а) $p_{1\min} = -1 \text{ МПа}$; б) $p_{1\min} = -2 \text{ МПа}$; в) Изменение внешнего давления $p_1 = f(\tau)$

Рис.4. Изменение со временем радиуса пузырьков и давления внутри кавитационного кластера в процессе его роста и схлопывания при сбросе давления в жидкости от p_{10} до $p_{1\min}$.

Сравнение рис.4-а и рис.4-б показывает, что амплитуда импульсов давления внутри кластера $p_{1c}(\tau)$ возрастает с понижением давления разрежения p_1 от $-0,1 \text{ МПа}$ до $-0,2 \text{ МПа}$. Это связано с тем, что во втором случае (рис.4-б) пузырьки к моменту их сжатия достигают большего размера и приобретают больший запас потенциальной энергии, которая при схлопывании трансформируется в энергию импульса.



$R_{b0} = 2,5 \text{ мкм}$; $p_{1\min} = -1 \text{ атм}$; $N_b = 10^5 \text{ z}^{-1}$; $T_{10} = 20^\circ\text{C}$.

Рис.5. Характер изменения со временем радиуса пузырька (а), давления в межпузырьковом пространстве кластера (б), давления жидкости на границе с пузырьком (в) и температуры жидкости на границе с пузырьком (г) на завершающей стадии схлопывания пузырькового кластера $\Delta\tau$.

На рис.5 показано, как на завершающей стадии схлопывания (в интервале $\Delta\tau = 2 \text{ мкм}$) меняются радиус пузырька $R_b(\tau)$, давление жидкости внутри кластера p_{1c} , давление p_{1s} и температура жидкости T_{1s} на границе с пузырьком. Последние два параметра соответствуют давлению p_b и температуре газа T_b внутри пузырька, которые на стадии схлопывания находятся далеко в закритической области.

На завершающей стадии сжатия радиальная скорость жидкости на границе с пузырьком достигает высоких значений ($v_R = dR_b/d\tau \approx 800 \text{ м/с}$), а величины ускорения $|dv_R/d\tau| > 10^{12} \text{ м/с}$. Возникновение кавитационных эффектов связано с инициированием сферического гидравлического удара на

поверхности предельно сжатого пузырька. В течении времени $\Delta t \approx 50$ нс сжатый пузырек находится в состоянии сверхкритического флюида с температурой $T_b \approx 2000$ К и давлением порядка 45 МПа, а градиент давления в слое жидкости вблизи пузырька достигает 10^9 МПа/м. Столь высокие значения динамических и термических эффектов кавитации достаточны для разрушения не только слабых межмолекулярных связей, но также и более сильных внутримолекулярных энергетических связей. Так для белковой молекулы с молекулярной массой $M = 5 \cdot 10^4$ максимальная инерционная сила, связанная с ускорением жидкости в окрестности схлопывающегося пузырька, равна примерно 650 пН (пиконьютон), тогда как для разрыва С-С связей в длинноцепочечной молекуле требуется 450 пН [6].

С помощью модели ДПА были выполнены комплексные исследования по изучению специфики протекания процессов гидродинамической кавитации в таких устройствах как роторно-пульсационные аппараты [5,7], сопла Вентури [8], центробежные насосы [9,10], пульсационные экстракторы [11], применительно к использованию этих устройств для решения конкретных практических задач, связанных с обработкой жидких сред., в том числе биологического и пищевого сырья. На основе этих исследований разработан ряд высокоэффективных инновационных технологий, в основе которых непосредственно используется возможность направленного кавитационного воздействия на супрамолекулярные структуры - мицеллы, белковые соединения, бактериальные и растительные клетки. К ним относятся технологии, связанные со стерилизацией молока, снижением его кислотности, изменением в нем фракционного состава белков [10], технологии промышленного производства суспензий наноразмерных фосфолипидных везикул, которые сегодня используют в фармакологии, медицине, в пищевой промышленности и в АПК [7,8], энергосберегающие технологии экстрагированием целевых компонентов из растительного сырья [11].

Выводы. Предлагаемая в данном исследовании методология предназначена для количественной оценки динамических, энергетических и термических характеристик кавитационного кластера, и может рассматриваться как начальный этап при разработке эффективных кавитационных устройств, применительно к созданию инновационных технологий для пищевой промышленности, для обоснования рациональной конструкции кавитационных реакторов и оптимальных режимов их работы.

Литература

1. Gogate P.R. Hydrodynamic Cavitation for Food and Water Processing //Food Bioprocess Technol.–2011.– Vol. 4, N.6. pp.996–1011.
2. Ashokkumar M., Rink R., Shestakov S. Hydrodynamic cavitation - an alternative to ultrasonic food processing // Electronic Journal «Technical Acoustics» (<http://www.ejta.org>), 2010.–N.11.–pp.1–10.
3. Chemat F., Zill-e-Huma, Khan M.K. Applications of ultrasound in food technology: Processing, preservation and extraction //Ultrasonics Sonochemistry.–2011.–Vol.18, pp.813–835
4. Kanthale P.M., Gogate P.R., Pandit A.B., Wilhelm A.-M. Dynamics of cavitation bubbles and design of a hydrodynamic cavitation reactor: cluster approach. //Ultrasonics Sonochem.–2005.–Vol.12, pp.441–452.
5. Долинский А.А., Иваницкий Г.К. Тепломассообмен и гидродинамика в парожидкостных дисперсных средах. –Киев: Наук. думка. 2008.–381 с.
6. Wiita A., Ainavarapu S., Huang H., Force-dependent chemical kinetics of disulfide bond reduction observed with single-molecule techniques. //Proc. Natl. Acad. Sci.–2006.–Vol.103, N19.–pp.7222–7227.
7. Авдеева Л.Ю., Иваницкий Г.К. Применение гидродинамической кавитации в технологическом процессе получения фосфолипидных наноструктур. // Современная наука: исследования, идеи, результаты, технологии. Сб. научн. статей.–Киев:«НПВК Трианон», 2011.–вып. 2(7).–С.59–65.
8. Ivanitsky G.K., Avdeyeva L. Y., Makarenko A. A. Using the effects of hydrodynamic cavitation for purposeful dynamical action on the supramolecular structures. // Physics of Aerodisperse systems.–2016.– № 53. –pp. 142–151.
9. Иваницкий Г.К., Недбайло А.Е. Аналитическое исследование кавитации в рабочем колесе центробежных насосов // Пром. теплотехника.–2011.–Т 34, №2.–С.40–47.
10. Иваницкий Г.К., Шуркова Ю.А., Недбайло А.Е. Использование гидродинамической кавитации для разрушения бактериальных клеток в технологии обработки молока. // Пром. теплотехника.–2012.– Т.34, №3. –С.31–39
11. Иваницкий Г.К. Гоженко Л.П. Аналитическое исследование условий возникновения кавитации в трубе пульсационного диспергатора ударного типа. //Пром. теплотехника.–2014.–Т.36, №6.–С.49–56.

Безбах І. В., Кепин Н. И.	
ОБЗОР СОВРЕМЕННЫХ МЕТОДОВ ЭКСТРАКЦИИ, ИСПОЛЗУЮЩИХСЯ ДЛЯ ИЗВЛЕЧЕНИЯ БИОЛОГИЧЕСКИ-АКТИВНЫХ КОМПОНЕНТОВ ИЗ ПРИРОДНОГО СЫРЬЯ	
Недбайло А. Є.	285
КИНЕТИКА КРИСТАЛЛИЗАЦИИ ВОДЫ В УЛЬТРАЗВУКОВОМ ПОЛЕ	
Тришин Ф. А., Терзиев С. Г., Орловская Ю. В.	289

МОДЕЛЮВАННЯ ЕНЕРГОТЕХНОЛОГІЙ

ВИКОРИСТАННЯ ТЕОРІЇ ПОДІБНОСТІ ДЛЯ МОДЕЛЮВАННЯ ПРОЦЕСІВ КОНВЕКТИВНО – ТЕРМОРАДІАЦІЙНОГО СУШІННЯ	
Малежик І. Ф., Бурлака Т. В., Дубковецький І. В., Деканський В. Є.	296
ІДЕНТИФІКАЦІЯ ПАРАМЕТРІВ КОМІРЧАСТОЇ МОДЕЛІ ІЗ ЗВОРІТНИМИ ПОТОКАМИ В ВІБРОЕКСТРАКТОРАХ	
Мистора Т. Г., Зав'ялов В. Л., Лобок О. П., Попова Н. В., Запорожець Ю. В.	302
МОДЕЛЮВАННЯ ПРОЦЕСІВ ІННОВАЦІЙНИХ ЕНЕРГОТЕХНОЛОГІЙ УТИЛІЗАЦІЇ ПОЛІМЕРІВ	
Бухкало С. І.	309
ДОСВІД РОЗРОБКИ КОМП'ЮТЕРНО - ІНТЕГРОВАНОГО СТЕНДУ ДЛЯ СУПРОВОДУ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ ПРОЦЕСІВ ЗНЕВОДНЕННЯ В СЕРЕДОВИЩІ МІКРОХВИЛЬОВОГО-ЕЛЕКТРОМАГНІТНОГО ПОЛЯ	
Яровий І. І.	313
ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПОВЕДЕНИЕ ПУЗЫРЬКОВОГО КЛАСТЕРА В ПРОЦЕСАХ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ КАВИТАЦИИ	
Иваницкий Г. К.	319
МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ПОВЫШЕНИЯ КОНЦЕНТРАЦИИ ЭКСТРАКТА СТЕВИИ В МИКРОВОЛНОВОМ ВАУУМ-ВЫПАРНОМ АППАРАТЕ	
Бурдо О. Г., Ружицкая Н. В., Резниченко Т. А., Резниченко Д. Н.	322
МАТЕМАТИЧНА МОДЕЛЬ ПРОЦЕСУ ГОМОГЕНІЗАЦІЇ РОЗПЛАВУ КОМПОЗИЦІЇ ПОЛІЕТИЛЕН – КАУЧУК	
Гоцький Я. Г., Двойнос Я. Г.	327
МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПРОЦЕССА НАПРАВЛЕННОЙ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ	
Бурдо О. Г., Давар Ростами Пур	335
ОЦІНЮВАННЯ ЕНЕРГОЕКОНОМІЧНОЇ ЕФЕКТИВНОСТІ СИСТЕМ ЕНЕРГОЗАБЕЗПЕЧЕННЯ З КОГЕНЕРАЦІЙНО-ТЕПЛОНАСОСНИМИ УСТАНОВКАМИ ТА ПІКОВИМИ ДЖЕРЕЛАМИ ТЕПЛОТИ	
Остапенко О. П.	331
МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ОБЕЗВОЖИВАНИЯ ТОРФА И БИОМАССЫ В ТЕХНОЛОГИЯХ ПРОИЗВОДСТВА БИОТОПЛИВ	
Снежкин Ю. Ф., Коринчук Д. Н.	337
ПОДХОДЫ К МОДЕЛИРОВАНИЮ ПРОЦЕССА ВЫМОРАЖИВАНИЯ БЛОКА ЛЬДА	
Тришин Ф. А., Трач А. Р.	343
МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПРОЦЕССА НАПРАВЛЕННОЙ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ	
Бурдо О. Г., Давар Ростами Пур, Масельская Я. А.	347
МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ МИКРОВОЛНОВОЙ ЛЕНТОЧНОЙ СУШИЛКИ	
Бурдо О. Г., Маренченко Е. И., Пилипенко Е. А., Балагура В. В.	355
АНАЛІЗ ОПОРІВ ПЕРЕНЕСЕННЯ РЕЧОВИНИ ЧЕРЕЗ МЕМБРАНУ ПРИ НАНОФІЛЬРАЦІЇ ТА ЗВОРОТНОМУ ОСМОСІ	
Гуліснко С. В.	364
МАТЕМАТИЧНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ПРОЦЕСУ ЕКСТРАГУВАННЯ В МІКРОХВИЛЬОВОМУ ПОЛІ ТА ОПТИМІЗАЦІЯ ПРОТИТЕЧІЙНОГО ЕКСТРАКТОРА З ПІДВОДОМ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОЇ ЕНЕРГІЇ	
Левтринська Ю. О., Зиков А. В., Терзиев С. Г.	367
К ВОПРОСУ МОДЕЛИРОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ КИПЕНИЯ КАПЕЛЬ ХЛАДАГЕНТА В ФИЛЬТРЕ ЭЖЕКТОРЕ	
Когут В. Е., Бушманов В., Хмельнюк М. Г.	374