УДК 621. 9.048.4

ГІДРОДИНАМІЧНА МОДЕЛЬ РУХУ РІДИНИ В ФОКАЛЬНІЙ ОБЛАСТІ АКУСТИЧНОГО КАВІТАЦІЙНОГО АКТИВАТОРА

Доценко С. С., Доценко С. І.

Харківський національний технічний університет сільського господарства імені Петра Василенка

У роботі досліджені режими руху парогазових порожнин у фокальній області акустичного кавітаційного активатора.

Постановка проблеми. В електротехнології синтезу гумусоподібних речовин [1] процес активації гомогенізованих на субмолекулярному рівні біомолекул має визначальну роль. Найбільш технологічно прийнятними з відомих способів активації, є способи електрогідродинамічного й акустичного кавітаційного впливу. Існуючі способи розроблені для застосування в реакторах періодичної дії й передбачають циклічну обробку субстрату [2 - 4]. Однак в електротехнології синтезу гумусоподібних речовин усі інші процеси реалізуються безперервно. Отже, виникає необхідність розробки способів електрогідродинамічного й акустичного кавітаційного впливів у безперервному потоці.

Аналіз останніх досліджень і публікацій. В [3] і [4] наведено аналіз існуючих способів застосування акустичних коливань у хіміко-технологічних процесах. Акустична апаратура , що застосовується в цих процесах для режиму акустичної кавітації передбачає використання реактора ємнісного типу.

Мета статті. Ставиться завдання дослідження режимів руху рідини в проточному реакторі з акустичною кавітаційною активацією.

Основні матеріали дослідження. Система нестаціонарних рівнянь гідродинаміки кавітуючої рідини в ейлеревих координатах для одномірної задачі приведені в [5].

Рівняння зв'язку поточного значення радіусу R парової порожнини й зовнішнього тиску в рідині у формі [5]

$$P = P_n - f(R, \dot{R}, \ddot{R}, в, \sigma, T, t) \qquad (1)$$

де крапками над R позначені похідні за часом; $в$ – коефіцієнт приведеного об’єму; σ – коефіцієнт поверхневого натягу; P - тиск; T - температура рідини; t - час.

Вид залежності (1) визначається умовами конкретного завдання. Для гідродинамічної кавітації залежність (1) отримана в роботі [5].

Динаміка кавітаційних порожнин при акустичній кавітації досліджувалася в роботі [6].

Для дослідження можливих режимів руху парової порожнини в акустичній зоні потоку раціонально спочатку вивчити поведінку порожнини при ступеневій зміні тиску в акустичній зоні.

Приймаємо, що акустична зона перебуває між площинами перетинів каналу з координатами S_1 і S_2. При $S_1 \geq x > S_2$, $P_a = 0$, тобто акустичні коливання збуджуються тільки в циліндричному каналі. З урахуванням цього, рівняння (1) у формі, запропонованій в роботі [5], приводиться до виду

$$P_{CT} = P_n + P_a - 3/2\frac{\rho_0^3}{\rho^3}[R_0^3 + \frac{1}{в}(\frac{\rho_0}{\rho} - 1)]^{-1/3} \times$$

$$\times\left\{\left[1 - \frac{1}{12в}\frac{\rho_0}{\rho}\frac{1}{R_0^3 + \frac{1}{в}\left(\frac{\rho_0}{\rho} - 1\right)}\right]\left(\frac{d\rho}{dt} - 0.5\rho\frac{d^2\rho}{dt^2}\right)\right\} -$$

$$- 2\sigma\left[R_0^3 + \frac{1}{в}\left(\frac{\rho_0}{\rho} - 1\right)\right]^{-1/3} \qquad (2)$$

Для одномірної течії в каналі змінного перетину система рівнянь спрощується й приводиться до виду

$$u\frac{du}{dt} = -\frac{1}{\rho}\frac{dP}{dX} \qquad (3)$$

$$\rho \times u \times S = \dot{m} \qquad (4)$$

$$P_{CT} = P_n + P_a - \rho_0 u^2[R\frac{d^2R}{dt^2} + \frac{3}{2}\left(\frac{dR}{dx}\right)^2 -$$

$$- \rho_0 uR\frac{du}{dx}\frac{dR}{dx}] - \frac{2\sigma}{R} \qquad (5)$$

$$\rho = \frac{\rho_0}{1 + в(R^3 - R_0^3)} \qquad (6)$$

яка відрізняється від аналогічної системи, отриманої в [5] наявністю члена P_a в рівнянні (5).

Для приведення системи (3 – 6) до одного рівняння відносно R, запишемо інтеграл енергії для цієї системи. З (3) з урахуванням (5) і (6) інтегруючи вздовж лінії течії маємо:

$$\frac{u^2}{2} + \frac{P_a}{\rho} + \frac{P_{cm} - P_n}{\rho} + \frac{3в\sigma}{\rho_0}(R^2 - R_0^2) +$$

$$+ \frac{3}{2}вR^3u^2\left(\frac{dR}{dx}\right)^2 = const \qquad (7)$$

Член Pa/ρ враховує підведення акустичної енергії в кавітаційну область. Причому, процес передачі енергії здійснюється в два етапи. У фазі дії розтягувальних напруг акустична енергія перетворюється в енергію руху рідини, що оточує парові порожнини. У фазі дії стискаючих напруг акустична енергія перетворюється в енергію руху стінок порожнин і, як наслідок, в енергію ударних хвиль і струминних течій.

Значення постійної в (7) визначається з умови, що при

$R = R_0$

$Pa = 0$

$$P_{cm} = P_{кр} \; i \; dr/dx = 0$$

З рівняння (7) одержуємо:

$$const = \frac{u_0^2}{2} - \frac{P_n - P_{кр}}{\rho_0} = \frac{u_0^2}{2} - \frac{2\sigma}{\rho_0 R_0} \qquad (8)$$

де u_0 - швидкість у момент початку кавітації;

$P_{кр}$ - критичний тиск у рідині, при якому парові порожнини з радіусом R_0 втрачають стійкість і починають рости.

Підставивши в рівняння (7) u_0 з (4)

$$\frac{d^2R}{dt^2} + \frac{3}{2}\frac{1 + вR^3 + в\left(R^3 - R_0\right)}{R\left[1 + в(R^3 - R_0^3)\right]} - \frac{dS/dx}{S}\frac{dR}{dx} + \\ + \frac{P_a\left(S/S_0\right)^2}{\rho_0 u_0^2 R[1 + в\left(R^3 - R_0^3\right)]} - \\ - \frac{1}{2}\frac{1 - \frac{(S/S_0)^2}{1 + в(R^3 - R_0^3)^2}}{R[1 + в(R^3 - R_0^3)]} - \\ - \frac{\sigma[2/R_0 - 2/R + 3в(R^3 - R_0^3)](S/S_0)^2}{\rho_0 u_0^2 R[1 + в(R^3 - R_0^3)]} = 0 \qquad (9)$$

Відмінне від аналогічної залежності в [5] членом, що враховує акустичний вплив. S_0 - площа перетину, у якому виникає гідродинамічна кавітація. У перетині із площею S_0 повний тиск у потоці дорівнює:

$$P_{пол} = P_{кр} + \frac{1}{2}\rho_0 u_0^2 \qquad (10)$$

З урахуванням (4) рівняння (10) запишеться у вигляді [5]

$$P_{пол} = P_{кр} + \frac{1}{2}\frac{\dot{m}_0^2}{\rho_0 S_0^2} \qquad (11)$$

Площа перетину S_0, де виникає кавітація, рівна [5]

$$S_0 = \frac{\dot{m}_0}{\sqrt{2\rho_0(P_{пол} - P_{кр})}} \qquad (12)$$

Вираз (9) описує вимушений рух одиничної парової порожнини в акустичній зоні каналу змінного перетину.

Рівняння (12) при граничних умовах $X = X_2$, $R = R_1$, $dr/dx = dr/dx|_2$ після інтегрування приводиться до виду:

$$(dR/dx)^2 = \frac{1 + в\left(R_1^3 - R_0^3\right)}{1 + в\left(R^3 - R_{03}\right)}\frac{R_1^3}{R^3} \bullet \left(\frac{dR}{dx}|_2\right)^2 + \frac{1}{3}\frac{1 - \left(R_1 - R\right)^3}{1 + в\left(R^3 - R_0^3\right)} \times \\ \times \left\{1 + \frac{2P_a\left(S_2/S_0\right)^2}{\rho_0 u_0^2} - \frac{\sigma\left(S_2/S_0\right)^2}{(1 + в\left(R_1^3 - R_0^3\right))(1 + в\left(R^3 - R_0^3\right))}\right\} \qquad (13)$$

Уведемо параметри

$Z = (R/R_0)^3 - 1,$

$Z_1 = (R_1/R_0)^3 - 1,$

$до = вR_0^3 \; a = (S_2/S_0)^2,$

$d = 2Pa/\rho_0 u_{02}$

де Z – відношення поточного обсягу парогазових порожнин до початкового обсягу;

Z_1 – значення параметра Z у перетині каналу S_1;

a – відношення площі циліндричного каналу до площі перетину, де виникає кавітація;

d – відношення амплітуди акустичного тиску в акустичній зоні до величини швидкісного напору в перетині S_2;

S_2 – площа циліндричного каналу.

Для визначення можливих режимів руху парової порожнини знайдемо розв'язання рівняння (13) за умови, що

$dr/dx = 0,$

яке відповідає умовам існування рівноважного радіусу парової порожнини.

Рівняння динаміки парової порожнини приводиться до виду:

$$\left(da + 1\right)\left(1 + kZ\right)kZ^2 + \\ + \left[3k\left(1 + kZ_1\right)^2\left(Z_1 + 1\right)\left(dR/dx/_2\right)^2 + \left(da + 1\right)\left(1 + kZ_1^2\right) - a\right]Z + \\ + Z_1\left[a - \left(ad + 1\right)\left(1 + kZ_1\right)\right] + \\ + 3\left(dR/dx|_2\right)^2\left(1 + kZ_1\right)^2\left(Z_1 + 1\right) = 0 \qquad (14)$$

При $d = 0$ залежність (14) переходить у рівняння для аналізу режимів руху парової порожнини при гідродинамічній кавітації [5].

Проаналізуємо залежність параметрів $dr/dx|_2$ і Z у рівнянні (14) при різних фіксованих значеннях Z_1, a, d.

Крива, що описується рівнянням (14) має наступні асимптоти:

$$Z_1 = -1/k\,;$$

$$Z_2 = k_{10}\left(\frac{dr}{dx/2}\right)^2 + b_1 \qquad (15)$$

де $k_{10} = -d_{2/3}d_3$

$$d_2 = (da+1)(1+kZ_1);\; d_3 = (Z_1+1)(1+kZ_1)^2$$

Виходячи з описаних властивостей функції (14), проведемо класифікацію можливих режимів руху парової порожнини в акустичній зоні потоку. Якщо виконана умова

$$d \lhd \frac{1}{\left(1 + kZ_1\right)^2} - 1 \qquad (16)$$

тоді рівняння (14) має дійсні корені при обмежених значеннях $dr/dx|_2$. Є хоча б один корінь, якщо

$$\left(dR\ /\ dx\ |_2\right)^2 \le \frac{\left[(1+kZ\ ) - \sqrt{1/(d+1)}\right]}{3k\,(1+kZ_1)(1+kZ_1)^2} \quad \text{при}$$

$$0 \lhd d \lhd \frac{1}{(1+kZ_1)^2} - 1 \qquad (17)$$

або $$\left(dR\ /\ dx\ |_2\right)^2 \le \frac{Z_1\left[(1+kZ_1) - 1/(d+1)\right]}{3k\,(1+kZ_1)(1+kZ_1)^2}$$

$$\text{при} \quad d \lhd 0 \qquad (18)$$

А якщо ні, то дійсного кореня немає. Таким чином, якщо $dr/dx|_2>0$, то порожнини ростуть. Якщо $dr/dx|_2 = 0$ і виконується умова (16), тоді порожнини скорочуються до R_{min}, що відповідає найбільшому значенню кореня рівняння (14). Якщо виконана умова $d < 0$, тоді порожнини спочатку скорочуються, а потім ростуть до R_{max}.

Аналогічним чином маємо й у тому випадку, коли

$$d \rhd \frac{1}{(1+kZ_1)^2} - 1 \qquad (19)$$

При цій умові (14) має дійсні корені, коли

$$\left(dR\ /\ dx\ |_2\right)^2 \lhd \frac{\left[\sqrt{1/(d+1)} - (1+kZ_1)\right]^2}{3k\,(1+kZ_1)(1+kZ_1)^2} \qquad (20)$$

Якщо $dr/dx|_2 = 0$, тоді порожнини замикаються.

При

$$0 \lhd dR\ /\ dx\ |_2 \lhd \frac{\left[\sqrt{1/(d+1)} - (1+kZ_1)\right]}{\sqrt{3k\,(1+Z_1)(1+kZ_1)}} \qquad (21)$$

порожнини досягають спочатку розміру R_{max}, що відповідає найменшому значенню κ при даних $dr/dx|_2$ і d, а потім порожнини зникають.

При

$$dR\ /\ dx\ |_2 \rhd \frac{\left[\sqrt{1/(d+1)} - (1+kZ_1)\right]}{\sqrt{3k\,(1+Z_1)(1+kZ_1)}} \qquad (22)$$

порожнини ростуть необмежено.

З урахуванням того, що d є періодичною функцією, період якої визначається частотою зовнішніх акустичних коливань, що утворюють акустичну зону, процеси росту й зникнення порожнин також є періодичними, частота яких дорівнює частоті акустичних коливань.

Висновки. Таким чином, залежно від значення параметрів, у циліндричному каналі реалізуються наступні види руху парової порожнини.

1. $d=0;\ a=1;\ dr/dx|\ 0;\ Z=Z_1$ - радіус порожнин не змінюється.
2. $d=0;\ a=1;\ dr/dx|_2 > 0$ - порожнини ростуть, при $dr/dx|_2 < 0$ - порожнини зникають.
3. $d < 0;\ a=I;\ dr/dx|_2 > 0$ - порожнини ростуть. При $dr/dx|_2 < 0$ порожнини спочатку стискуються, а потім ростуть. При d < 0 в акустичній зоні діють розтягувальні напруги.
4. $d > 0;\ a=1;\ dr/dx|_2 > 0$ - порожнини спочатку ростуть, а потім стискуються. При $dr/dx|_2 < 0$ - порожнини стискуються.
5. $d = f(\sin \omega_0 t);\ a = I$ - порожнини пульсують із частотою зовнішнього акустичного поля.

Згідно [5] при $ds/dx|_2 > 0\ \ dr/dx > 0$. Отже, для виключення впливу початкової швидкості стінки порожнини на вид руху в акустичній зоні необхідно використовувати канал, для якого $ds/dx|_2=0$.

Список використаних джерел

1. Ионенко В. И. Гумус: динамика, структура, технологии. Научно-техническая конференция "Экология и здоровье человека. Охрана водного и воздушного бассейнов. Утилизация отходов". Труды конференции том III. (11-15 июня 2001г. Г. Щелкино АР Крым) / НАН Украины, М-во экологии и прир. рес. М-во здравоохранения Украины УГНИИ УкрВОДГЕО Харьков. - 2001. - С. 709-736.
2. Новицкий Б. Г. Применение акустических колебаний в химико-технологических процессах / Б. Г. Новицкий // Процессы и аппараты химической и нефтехимической технологий. – М. : Химия, 1983. – 192с.
3. Остроумов Г. А. Взаимодействие электрических и гидродинамических полей. Физические основы электрогидродинамики / Г. А. Остроумов – М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы. - 1979. - 320 с.
4. Попилов Л. Я. Библиотечка электротехнолога. Выпуск 1. Основы электротехнологии и новые ее разновидности. / Попилов Л. Я. - Л., "Машиностроение". - 1971. - 216 с. Таб. 37. Илл. 173.
5. Когарко Б. С. Вопросы движения смеси жидкости с кавитационными пузырьками. Диссертация: … канд. физ.-мат. Наук. Утв. 19.02.65. ДК 65-1/166. / Б. С. Когарко. - М., 1964, - 70с.: илл.: Библ. С 68-70.
6. Акуличев В. А. Исследование возникновения и протекания акустической кавитации: Диссертация:… канд. физ.-мат. наук: 045 – Утв. 20.12.1966г. /В. А. Акуличев – 244 с.: илл.: Библиогр.: С. 235-244.

Аннотация

ГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ТЕЧЕНИЯ ЖИДКОСТИ В ФОКАЛЬНОЙ ОБЛАСТИ АКУСТИЧЕСКОГО КАВИТАЦИОННОГО АКТИВАТОРА

Доценко С. С., Доценко С. И.

В работе исследованы режимы движения парогазовых полостей в фокальной области акустического кавитационного активатора .

Abstract

HYDRODYNAMIC MODEL FLUID FLOW IN THE FOCAL REGION ACOUSTICAL CAVITATION ACTIVATORS

S. Docenko, S. Docenko

We studied the modes of vapor-gas cavity in the focal region of acoustic cavitations activator.