

УДК 621.031:664.292

АНАЛІЗ ПАРАМЕТРІВ ВПЛИВУ НА ФОРМУВАННЯ МОДЕЛІ АКУСТИЧНОЇ ОБРОБКИ РІДИННИХ ХАРЧОВИХ СЕРЕДОВИЩ

Берник І.М., канд. техн. наук, доцент
Вінницький національний аграрний університет, м. Вінниця

Розглянуто параметри, котрі впливають на частоту та амплітуду коливань акустичного поля, зокрема серед найбільш впливових необхідно відмітити пружність та в'язкість харчового середовища. Вирішуючи задачу формування моделі акустичної обробки рідинних харчових середовищ доцільно враховувати їх вплив.

We consider the parameters that affect the frequency and amplitude of the vibrations of the acoustic field, particularly among the most influential should be noted elasticity and viscosity of the food environment. Considering the problem of forming a model of the acoustic processing of liquid food media advisable to consider their impact.

Ключові слова: харчове середовище, пружність, в'язкість, амплітуда коливань, частота коливань, ультразвукова обробка, кавітація.

Аналіз літературних джерел [1–5] засвідчує, що існує ряд факторів, які впливають на ефективність ультразвукової (УЗ) обробки рідинних середовищ. Ці фактори умовно можна розділити на дві групи: параметри середовища і параметри акустичної дії.

Параметрами середовища є:

- щільність;
- в'язкість;
- товщина шару рідини;
- поверхневий натяг рідини.

Очевидно, що кожне, харчове рідинне середовище, яке володіє цими властивостями і параметрами потребує відповідних параметрів акустичної дії, до яких відноситься:

- амплітуда коливань;
 - частота коливань;
 - комбінація цих параметрів (швидкість, прискорення, інтенсивність);
- акустичний тиск.

Як слідує зі згаданих вище джерел зі зростанням амплітуди коливань лінійно зростає інтенсивність акустичного диспергування. Однак при перевищенні амплітудою УЗ коливань деякого граничного значення, відбувається розбризкування рідини, і подальше збільшення амплітуди УЗ коливань є недоцільним. Отже, існує об'єктивна необхідність у визначенні цього граничного значення для досягнення максимальної ефективності диспергування.

Цілком очевидно, що параметри середовища і параметри акустичного поля певним чином мають бути узгоджені. Так в'язкість, впливає на амплітуду і частоту, утворення поверхневого натягу визначається кількістю енергії.

Для кожної рідини існує свій відмінний від інших діапазон товщини шару рідини, при яких відбувається диспергування. У середині цього діапазону існує цілком певна товщина шару рідини, при якій інтенсивність процесу диспергування, за інших умов, буде максимальна. Цей параметр є найбільш важливим з погляду досягнення максимальної до ефективності процесу диспергування. При цьому здійснювати його варіювання практично найбільш просто із всіх перерахованих вище параметрів.

Варто зазначити, що ультразвукова енергія перетерплює кілька стадій перетворення коливання випромінюючої поверхні ультразвукового апарату, здійснюючи звуковий тиск шару рідини:

- звуковий тиск обумовлює утворення кавітаційних порожнин (бульбашок) у рідині, і здійснюється запас енергії в кавітаційних бульбашках, викликаючи його розширення.
- при закриванні кавітаційної бульбашки, запасена в бульбашці енергія перетворюється в енергію ударної хвилі;
- енергія ударної хвилі витрачається на утворення на поверхні рідини капілярної хвилі;
- енергія капілярної хвилі витрачається на збільшення вільної поверхні рідини, тобто на утворення крапель рідини, що викликає її оброблення.

Таке множинне перетворення енергії ультразвукових коливань викликає значні труднощі при встановленні оптимальних режимів обробки, тому для розробки теоретичної основи застосування

кавітаційного способу порушення капілярних хвиль необхідно розробити модель, послідовно враховуючу перераховані перетворення енергії.

Пропонована модель містить у собі розгляд процесу формування дрібнодисперсного аерозолі на коливній поверхні ультразвукового перетворювача, покритої шаром диспергованої рідини кінцевої товщини h , у якій формуються кавітаційні бульбашки, що виникають у цьому шарі рідини й капілярних хвиль (рис. 1).

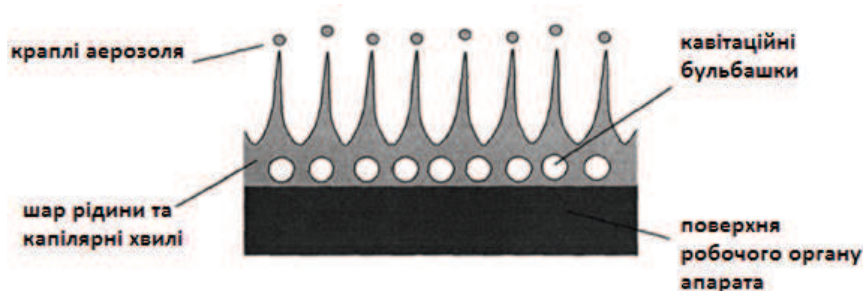


Рис. 1 – Схематичне зображення механізму утворень капель рідини

На основі наведених вище стадій перетворення ультразвукової енергії можна виділити наступні основні етапи розгляду процесу:

- встановлення залежності амплітуди звукового тиску від товщини шару оброблювального середовища рідини з урахуванням в'язкості рідини, при незмінній амплітуді УЗ коливань;
- встановлення залежності радіуса кавітаційної бульбашки від амплітуди звукового тиску, а отже, і від товщини шару рідини, визначення максимального значення радіуса бульбашки;
- визначення амплітуди тиску, що виникає при захопленні кавітаційної бульбашки максимально можливого радіуса;
- визначення амплітуди капілярних хвиль, що виникають на поверхні рідини при "влученні" на неї амплітуди ударної хвилі, порівняння отриманої амплітуди із граничної, при якій починається інтенсивна обробка середовища.

Таким чином, кінцевою метою аналізу процесів, досліджуваних на підставі розгляду моделі, є встановлення функціональних залежностей між наступними величинами:

$$\left. \begin{aligned} P &= f(A, \omega, h, \rho) \\ R_{\text{кав}} &= f(P, \eta, \sigma) \\ P_m &= f(R_{\text{кав}}, h) \\ A &= f(P_m, \eta, \sigma) \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

де P – тиск; A – амплітуда коливань; ω – частота коливань; h – висота шару;

η – коефіцієнт в'язкості; $R_{\text{кав}}$ – радіус кавітаційної бульбашки; σ – напруження.

Розглянемо загальну методологію визначення параметрів, виходячи із умови рівняння пульсації кавітаційної бульбашки в полі змінного тиску, створюваного джерелом ультразвукових коливань. Це рівняння може бути отримане з умови, що в будь-який довільний момент часу сума всіх діючих тисків на будь-який елементарний обсяг рідини, утримуючий кавітаційну бульбашку, дорівнює нулю, тобто бульбашка перебуває в стані динамічної рівноваги в кожний розглянутий момент часу. Таким чином, рівняння пульсації кавітаційної бульбашки можна записати в наступному вигляді:

$$P_p + P_d - P_{\text{гг}} + P_{\text{зовн}} = 0, \quad (2)$$

Де P_p , P_d , $P_{\text{гг}}$, $P_{\text{зовн}}$ – рівнодіючий, динамічний, парогазовий та зовнішній тиски, відповідно.

Існуючі залежності для вказаних тисків визначаються наступним чином

Рівнодіючий тиск [6]:

$$P_p = \rho \frac{d^2 R}{dt^2} \quad (3)$$

Динамічний тиск [7]:

$$P_d = \frac{3}{2} \rho \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 \quad (4)$$

Тиск парогазової суміші в бульбашці [7]:

$$P_{\text{ПГ}} = P_{\Gamma} + P_{\Pi} - P_{\text{ПН}} \quad (5)$$

Тиск, що створюється силами поверхневого натягу [8]:

$$P_{\text{ПН}} = 2\sigma/R \quad (6)$$

Тиск газу при зміні розміру бульбашки під дією зовнішніх сил [6]:

$$P_{\Gamma} = \left(P_0 - P_{\Pi} + \frac{2\sigma}{R_0} \right) \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3\gamma} \quad (7)$$

Зовнішній тиск, що створюється джерелом коливань:

$$P_{\text{зовн.}}(t) = -P \sin \omega t + P_0 \quad (8)$$

Знак "мінус" у виразі означає, що в момент часу $t=0$ починається півперіод розрідження.

Підстановкою цих залежностей у рівняння рівноваги (2) можна отримати рівняння динаміки кавітаційної бульбашки. Проблема рівняння полягає у визначенні закону зміни в'язких властивостей та розгляду загальної акустичної системи «апарат-середовище».

Суворої теорії визначення в'язкості рідин до теперішнього моменту не створено, тому на практиці широко застосовують ряд емпіричних і напівемпіричних формул, які певною мірою відображають залежність в'язкості окремих класів рідин і розчинів від температури і хімічного складу [6, 8, 9].

Однією із перших є теорія в'язкості А. І. Бачинського, який запропонував формулу для в'язкості простих (неасоційованих) рідин у вигляді [8]:

$$\eta = \frac{C}{V_{\text{уд}} - b_B} \quad (9)$$

де C і b_B – постійні величини, а $V_{\text{уд}}$ – питомий об'єм. Формулу Бачинського іноді записують у вигляді:

$$\eta = \frac{C}{1 - b_B \rho} \quad (10)$$

де ρ – щільність рідини.

В основі формули А.І. Бачинського лежить уявлення про те, що в'язкість рідини визначається взаємодією молекул. Із збільшенням міжмолекулярної відстані, отже, із зменшенням сил міжмолекулярної взаємодії зменшується в'язкість. Формула (9) повинна розглядатися як наближена, оскільки підвищення температури рідини збільшує середню кінетичну енергію молекул і тому повинно підвищувати їх рухливість.

В роботі [10] зазначається, що коефіцієнт внутрішнього тертя рідини визначається формулою:

$$\eta = \frac{1}{3} N_v m \bar{v} \lambda \quad (11)$$

де N_v – число молекул в одиниці об'єму; m – маса молекули.

Використовуючи рівняння Ван-дер-Ваальса отримано наступний вираз для в'язкості рідин:

$$\eta = \alpha \left(p + \frac{a}{V_{\text{уд}}^2} \right) \frac{V_{\text{уд}}^2}{V_{\text{уд}} - b} \quad (12)$$

Якщо використовувати цю формулу в звичайних умови при атмосферному тиску, то внеском можна знехтувати, так як значення $a/V_{\text{уд}}^2$ в кілька тисяч разів більше атмосферного, тоді отримаємо таку формулу:

$$\eta = \frac{\alpha a}{V_{\text{уд}} - b} \quad (13)$$

В'язкість рідини визначають також відомою формулою [9]:

$$\eta = A \exp \frac{B}{RT} = A \exp \frac{B^*}{kT} \quad (14)$$

де A і B – деякі константи, T – термодинамічна температура, R – універсальна газова стала, k – постійна Больцмана, $B = B^*/Na$, Na – число Авогадро.

Ця формула, як і розвиток теорії в'язкості рідин, пов'язані із роботами Аррениуса (Arrhenius), який вперше і запропонував для опису температурної залежності в'язкості рідин подібне емпіричне

вираження. Хоча, слід зауважити, що Арреніус навів більш загальну формулу [6]:

$$\eta = AK^{\frac{B}{RT}} \quad (15)$$

де K – деяка константа.

В роботі [9] на основі молекулярно-кінетичних уявлень пропонує об'єднати такі, здавалося б, на перший погляд взаємовиключні властивості тіл, як текучість і твердість.

Істотний інтерес представляють формули Ейнштейна–Гатчека [11]:

$$\eta = \eta_{д.с.} (1 + 4,5\nu_{д.ф.}); \quad (16)$$

$$\eta = \eta_{д.с.} \frac{\left(\frac{1}{\nu_{д.ф.}}\right)^{\frac{1}{3}}}{\left[\left(\frac{1}{\nu_{д.ф.}}\right) - 1\right]^{\frac{1}{3}}} = \frac{\eta_{д.с.}}{(1 - \nu_{д.ф.})^{\frac{1}{3}}} \quad (17)$$

де $\eta_{д.с.}$ – в'язкість дисперсійного середовища, Па·с;

$\nu_{д.ф.}$ – об'ємна концентрація дисперсної фази в системі, м³/м³;

$\nu_{д.ф.}$ – обсяг дисперсної фази, включаючи обсяг сольватних оболонок, м³; V – об'єм системи, м³.

Існує низка емпіричних виразів для залежностей в'язкості від температури. Напевно, одне з перших виразів було отримано Пуазейлем для температурної залежності в'язкості води [9]:

$$\eta = \frac{\eta_0}{1 + at + bt^2} \quad (18)$$

де η_0 – в'язкість води при 0°C, t – температура в градусах Цельсія, a і b – деякі константи.

Розвитком цього виразу є наступна широко застосовувана інтерполяційна формула

$$\eta = \frac{C}{1 + at + bt^2} \quad (19)$$

де t – температура в градусах Цельсія, C , a і b – деякі коефіцієнти, значення яких можна знайти в безлічі довідників для багатьох рідин.

Певний інтерес представляє емпірична формула запропонована Слоттом (Slotte) [8]:

$$\eta = \frac{C}{(a + t)^n} \quad (20)$$

де t – температура в градусах Цельсія, C , a і b – деякі постійні, які визначаються для кожної рідини.

Таким чином важливим аспектом визначення структурно-механічних характеристик харчових середовищ є вплив температури, вологості і ін. Вплив цих факторів досить істотний, особливо врахування двох фундаментальних властивостей – щільності і в'язкості, які мають бути враховані при формуванні моделі акустичної обробки рідинних харчових середовищ.

Висновки

Виявлено, що параметри харчового середовища володіють властивостями, серед яких важливими є пружність та в'язкість, оскільки саме ці параметри впливають на амплітуду та частоту акустичного поля. Проте на сьогоднішній загальноприйнятого підходу щодо визначення цих властивостей не існує.

Визначені стадії перетворення коливання випромінювача енергії та сформульовані умови рівноваги системи «апарат – харчове середовище», а також потребує уточнення залежність для тиску в контактній зоні з наступним встановленням реального взаємовпливу досліджуваних підсистем.

Література

1. Луговской А.Ф. Ультразвуковая кавитация в современных технологиях / А.Ф. Луговской, Н.В. Чухраев. – К.: Київський університет, 2007. – 245 с.
2. Вітенько Т.М. Гідродинамічна кавітація у масообмінних, хімічних і біологічних процесах. Монографія / Т.М. Вітенько – Тернопіль: Видавництво ТДТУ ім. І Пулюя, 2009. – 224 с.
3. Хмелев В.Н. Применение ультразвука высокой интенсивности в промышленности: Курс лекций / В.Н. Хмелев, А.Н. Сливин, Р.В. Барсуков и др. – Бийск: Изд-во Алт. гос. ун-та, 2010. – 203с.

4. Промтов М.А. Пульсационные аппараты роторного типа: теория и практика / М.А. Промтов. – М.: Машиностроение, 2001. – 260 с.
5. Литвиненко О.А. Кавітаційні пристрої в харчовій, переробній та фармацевтичній промисловості / О.А. Литвиненко., О.І. Некоз. – К.: РВЦ УДХТ, 1999. – 87 с.
6. Сыротюк М.Г. Кавитационная прочность воды / М.Г. Сыротюк. Труды акустического института. – 1969. – Вып. 6. – С. 5 – 15.
7. Ультразвуковая технология / под ред. Б.А. Аграната, М.: Металлургия, 1974. – 505 с.
8. Адамсон А. Физическая химия поверхностей / А. Адамсон. – М.: Мир, 1979. – 568 с.
9. Френкель Я.И. Кинетическая теория жидкостей / Я.И. Френкель. – Л.: Наука, 1975. – 592 с.
10. Кикучи Е. Ультразвуковые преобразователи / Е. Кикучи, пер с англ. И.П. Галяминой. – М.: Мир, 1972. – 424 с.
11. Гатчек Э.Э. Вязкость жидкостей / Э.Э. Гатчек. – М-Л.: ОНТ, 1935. – 312 с.

УДК 532.5.013.4 +534.222.2+536.46

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ТЕЧЕНИЯ ЖИДКОСТИ И ОЦЕНКА МАСШТАБА ТУРБУЛЕНТНОСТИ

Волков В.Э., доктор техн. наук, доцент

Одесская национальная академия пищевых технологий, м.Одесса

Разработан оригинальный метод оценки масштаба турбулентности на основе решения задачи об устойчивости ламинарного потока. Действенность метода демонстрирует его применение к исследованию неустойчивости и структуры волн горения и детонации.

Original method for estimating of the turbulence scale is worked up on the base of solution for the problem of the laminar flow stability. Efficiency of this method is demonstrated by its application to investigations of instability and structure of the flame waves and detonations.

Ключевые слова: турбулентность, масштаб турбулентности, гидродинамическая неустойчивость, горение, детонация.

В современной науке под турбулентностью (от латинского *turbulentus* – бурный, беспорядочный) принято понимать явление самопроизвольного случайного образования в потоке жидкости или газа многочисленных нелинейных фрактальных волн и обычных, линейных волн с различными длинами и амплитудами. Турбулентность была открыта экспериментально английским механиком Осборном Рейнольдсом (Reynolds) в 1883 г. при изучении течения воды в круглых цилиндрических трубах [1]. К настоящему времени создано большое количество разнообразных физико-математических (в том числе и полуэмпирических) моделей для расчёта турбулентных течений жидкости и газа, которые отличаются друг от друга как сложностью решения, так и точностью описания течения [2-5]. Практически все эти модели реализованы в современных программах расчёта гидродинамических течений (например, в открытой интегрируемой платформе для численного моделирования задач механики сплошных сред OpenFOAM, последняя версия которой относится к 2013г.). Основная идея всех моделей сводится к предположению о существовании средней скорости потока и среднего отклонения от нее, т.е. к формуле

$$u = \bar{u} + u' \quad (1)$$

где u – скорость (или компонента скорости) потока,

\bar{u} – средняя скорость,

u' – среднее отклонение.

Важной статистической характеристикой турбулентности является масштаб турбулентности Λ [6,7], который дает представление о пространственной структуре турбулентных возмущений. Указанные выше численные методы моделирования турбулентных течений позволяют рассчитать величину Λ (в ряде случаев – достаточно точно), однако такие расчеты требуют значительных затрат машинного времени. В то же время, для многих практических задач гидро- и газодинамики нет необходимости в расчете величин \bar{u} и u' с последующим вычислением Λ , а требуется лишь приблизительная оценка масштаба турбулентности, произведенная без существенных затрат компьютерных ресурсов. Такой подход