

**Луговський О. Ф., Мовчанюк А. В.,
Берник І. М., Шулґа А. В., Гришко І. А.**

**АПАРАТНЕ ЗАБЕЗПЕЧЕННЯ УЛЬТРАЗВУКОВИХ
КАВІТАЦІЙНИХ ТЕХНОЛОГІЙ**

Київ, 2021

УДК 621.647.23

Л83

*Рекомендовано до видання вченою радою
Національного технічного університету України «Київський
політехнічний інститут ім. Ігоря Сікорського
(протокол № 6 від 29.06.2021 р.);*

Рецензенти:

"*О'*". д. т. н., проф., завідувач кафедри машин та обладнання технологічних процесів ФАІТ Київського національного університету будівництва і архітектури.

"*О*". д. т. н., проф., завідувач кафедри обладнання харчових технологій Тернопільського національного технічного університету імені Івана Пулюя.

"*О' О*" д. т. н., проф., професор кафедри прикладної гідроаеромеханіки і мехатроніки Київського національного університету України «Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського».

**Луговський О. Ф., Мовчанюк А. В., Берник І. М., Шульга А. В.,
Гришко І. А.**

Л83 Апаратне забезпечення ультразвукових кавітаційних технологій: монографія / О. Ф. Луговський, А. В. Мовчанюк, І. М. Берник, А. В. Шульга, І. А. Гришко – К: КПІ ім. Ігоря Сікорського. Видавець ФОП Кушнір Ю.В., 2021. – 216 с.

ISBN 978-617-7721-47-4

Монографія присвячена вирішенню актуальної науково-технічної проблеми підвищення ефективності ультразвукового кавітаційного обладнання для технологічних процесів в машинобудування, хімічній та харчовій промисловості, сільському господарстві, медицині та у виробництві електронної апаратури.

Рекомендується для науковців, фахівців, аспірантів та студентів вищих навчальних закладів.

УДК 621.647.23

© О.Ф. Луговський, А. В. Мовчанюк,
І. М. Берник, А. В. Шульга, І. А. Гришко
© КПІ ім. Ігоря Сікорського, 2021

ЗМІСТ

ВСТУП.....	7
РОЗДІЛ 1. ОСОБЛИВОСТІ ВИНИКНЕННЯ УЛЬТРАЗВУКОВОЇ КАВІТАЦІЇ.....	10
1.1. Теоретичне дослідження ультразвукової кавітації.....	16
1.2. Експериментальне дослідження ультразвукової кавітації.....	33
РОЗДІЛ 2. МЕТОДИКА РОЗРАХУНКУ УЛЬТРАЗВУКОВИХ КАВІТАЦІЙНИХ КАМЕР.....	46
2.1. Класифікація ультразвукових кавітаторів та кавітаційних камер	46
2.1.1 Класифікація кавітаторів.....	46
2.1.2 Класифікація ультразвукових кавітаційних камер.....	49
2.2. Математична модель форми кавітаційної області.....	53
2.2.1. Зв'язок амплітуди тиску та числа кавітації	53
2.2.2. Потенціал швидкості та характеристики акустичного поля	54
2.2.3. Хвильове рівняння та граничні умови	55
2.2.4. Рішення хвильового рівняння для циліндричних камер..	56
2.2.5. Рішення хвильового рівняння для прямокутних камер...	59
2.2.6. Рішення хвильового рівняння для одновимірних циліндричних кавітаційних камер.....	64
2.2.7. Рішення хвильового рівняння для одновимірних циліндричних кавітаційних камер складної конфігурації.	68
2.2.7.1. Кавітаційна камера у вигляді ступінчастого трансформатора тиску.....	68
2.3. Математичне моделювання форми кавітаційної області.....	74
2.3.1. Математичне моделювання форми кавітаційної області в циліндричних кавітаційних камерах.....	75

2.3.1.1.	Математичне моделювання форми кавітаційної області для радіальних коливань стінок циліндричної кавітаційної камери.....	75
2.3.1.2.	Моделювання форми кавітаційної області в конічних трансформаторах тиску.....	82
2.3.2.	Математичне моделювання форми кавітаційної області в прямокутних кавітаційних камерах.....	91
2.3.3.	Математичне моделювання форми кавітаційної області в трансформаторах тиску.....	94
2.3.3.1.	Моделювання форми кавітаційної області в ступінчастих трансформаторах тиску.....	95
2.3.3.2	Моделювання форми кавітаційної області в конічних трансформаторах тиску.....	100
2.4.	Методики розрахунку геометрії кавітаційних камер.....	105
2.4.1.	Методика розрахунку геометрії трубчастої кавітаційної камери з радіальними коливаннями стінок.....	105
2.4.2.	Методика розрахунку геометрії кавітаційної камери у вигляді конічного трансформатора тиску.....	107
2.4.3.	Методика розрахунку геометрії прямокутної кавітаційної камери.....	110
2.4.4.	Методика розрахунку геометрії кавітаційної камери у вигляді трансформатора тиску.....	113
2.4.4.1.	Методика розрахунку геометрії кавітаційної камери у вигляді ступінчатого трансформатора тиску.....	113
2.4.4.2.	Методика розрахунку геометрії кавітаційної камери у вигляді конічного трансформатора тиску.....	114

2.5	Рекомендації по вибору кавітаційних камер.....	115
РОЗДІЛ 3. МЕТОДИКА РОЗРАХУНКУ УЛЬТРАЗВУКОВИХ РЕЗОНАНСНИХ ПРИВОДІВ ПОЗДОВЖНІХ ПЕРЕМІЩЕНЬ ДЛЯ ТЕХНОЛОГІЧНИХ ПРОЦЕСІВ.....		117
3.1.	Рохрахунок 1- хвильового ультразвукового резонансного вібраційного привода поздовжніх переміщень.....	120
3.2.	Розрахунок 3/4 - хвильового ультразвукового резонансного вібраційного привода поздовжніх переміщень.....	129
3.3.	Розрахунок 1/2 - хвильового ультразвукового резонансного вібраційного привода поздовжніх переміщень.....	132
РОЗДІЛ 4. ПРИКЛАДИ РЕАЛІЗАЦІЇ УЛЬТРАЗВУКОВОГО КАВІТАЦІЙНОГО ТЕХНОЛОГІЧНОГО ОБЛАДНАННЯ.....		139
4.1.	Обладнання для ультразвукової кавітаційної обробки рідини в технологічному процесі з переробки відходів деревини та сільського господарства.....	139
4.2.	Ультразвукове кавітаційне обладнання для обробки пластової води в технологічному процесі видобування нафти.....	142
4.3.	Багатоточкова система ультразвукового розпилення рідини в парогенераторі потужністю 1 МВт.....	144
4.4.	Ультразвукова система підготовки паливно-повітряної суміші до двигунів внутрішнього згоряння.....	147
4.5.	Апарати для ультразвукової кавітаційної обробки рідкого палива.....	154
4.6.	Апарат для ультразвукової технології боротьби з котловим накипом та іншими кристалічними відкладеннями.....	156
4.7.	Ультразвукова система створення та підтримки штучного мікроклімату на промисловому підприємстві.....	160

4.8.	Ультразвукова зволожувальна система в харчовій промисловості.....	162
4.9.	Апаратні засоби ультразвукового кавітаційного очищення твердих поверхонь деталей.....	164
4.10.	Ультразвукове кавітаційне обладнання для очищення еластичних поверхонь.....	167
4.11.	Система зволоження для теплиць в сільському господарстві	170
4.12.	Ультразвукові диспергатори до мехатронних систем зволоження сільськогосподарських угідь.....	172
4.13.	Ультразвуковий диспергатор для технологічних процесів отримання сухих порошків та знесолення води.....	176
4.14.	Ультразвуковий диспергатор для технологічного процесу отримання дрібнодисперсних металевих порошків.....	177
4.15.	Ультразвукове кавітаційне обладнання для технологічних процесів обробки рідин в потоці.....	178
4.16.	Ручне ультразвукове кавітаційне обладнання для очищення поверхонь та кавітаційного впливу на рідинні суміші.....	186
4.17.	Ультразвукове технологічне обладнання для впливу на газові середовища.....	187
4.18.	Ультразвукове кавітаційне обладнання для польових шпиталів	189
4.19.	Ультразвуковий кавітаційний прилад факоемульсіфікатор для проведення офтальмологічних операцій.....	190
4.20.	Прилади ультразвукового розпилення для застосування в пульмонології.....	192
4.21.	Ультразвукові кавітаційні технології в терапії та косметології	194
	ПІДСУМКИ.....	196
	СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ.....	198

ВСТУП

Сучасний інтенсивний розвиток багатьох галузей промислового виробництва пред'являє різноманітні і все більш жорсткі вимоги до рівня технологій, що в них використовуються.

Важко знайти виробництво, у якому б не використовувалися гідромеханічні, масообмінні, теплові або хімічні процеси і, відповідно, апаратні засоби, що забезпечують їх реалізацію.

Одним з найбільш ефективних способів енергетичного впливу на рідинні технологічні процеси є використання акустичних коливань. При цьому вплив здійснюється як через ефекти першого порядку (частота, інтенсивність та швидкість коливань), так і через ефекти другого порядку (кавітація, акустичні течії, пульсації парогазових бульбашок і т. ін.) [1]. Акустичні коливання в хіміко-технологічних процесах залежно від їх інтенсивності можуть здійснювати стимулюючий, активуючий або руйнівний вплив [2-14]. Розроблені та впроваджені в промисловість акустичні диспергатори для розпилення в тонкому шарі та у фонтані, кавітаційні апарати для знезараження, змішування та активації рідин, екстрагування, очистки виробів, апарати для фільтрування рідин, що не засмічуються, апарати для сушіння та коагуляції аерозолів і багато інших.

При роботі з рідинним середовищем, як правило, використовують ультразвуковий діапазон акустичних коливань. Значні досягнення за останні роки в галузі створення сучасних високоефективних п'єзокерамічних матеріалів [15-18] дозволили відмовитись від громіздких та малоефективних магнітострикційних джерел ультразвукових коливань і стали поштовхом до подальшого вдосконалення і створення принципово нових кавітаційних апаратних

засобів, які забезпечують ефективне введення в рідину акустичних коливань необхідної інтенсивності. Так, впровадження сучасних п'єзоелектричних перетворювачів, які мають більш ніж в 2 рази більший ККД за рахунок більш високої добротності, дозволило відмовитися від систем рідинного охолодження та зменшити масо-габаритні параметри в декілька разів. Значно розширився і частотний діапазон роботи перетворювачів.

Недостатня вивченість фізичних процесів, що відбуваються в рідинному середовищі під впливом ультразвукових коливань великої інтенсивності, (таких як поведінка тонкого шару рідини на вібруючій поверхні та утворення кавітаційних зон в ультразвуковому полі заданої конфігурації), а також відсутність математичних моделей для аналітичних досліджень та інженерних методик розрахунку ультразвукових кавітаційних камер різноманітної конфігурації, а також п'єзоелектричних приводів для збудження ультразвукової кавітації, які б поєднували в собі резонансні властивості електромеханічних коливальних систем з реологічними властивостями рідинного середовища, не дозволяє створити високоефективні апаратні засоби та довести багато рідинних технологічних процесів до високого рівня вимог сучасних виробництв.

Великий внесок у розвиток вибраного напрямку зробили такі відомі вітчизняні та закордонні вчені, як Кнепп Р., Флінн Г., Розенберг Л.Д., Пернік О.Д., Рой М.О., Екнадіосянц О.К., Сіротюк М.Г., Келлер О.К., Федоткін І.М., Яхно О.М., Нігматулін Р.І., Булгаков Б.Б., Савченко Ю.О., Приходько М.А., Новицький Б.Г., Кратиш Г.С., Агранат Б.А., Башкіров В.І., Кітайгородський Ю.І., Тявловський М.Д., Хавський М.М., Гершгал Д.А., Фрідман В.М., Голяміна І.П., Кувшинов Г.І., Акулічев В.О., Зарембо Л.К., Лейко О.Г., Ткаченко О.Н., Ohl C.D.,

Philipp A., Lauterborn W., Lindau O., Mettin R., Luther S., Koch P., Lang R, Shirley C. Tsai, Luu P., Childs P., Chen S. Tsai.

Метою цієї монографії є створення основ розрахунку, моделювання, проектування та експериментальне дослідження ультразвукового кавітаційного обладнання для технологічних процесів із використанням рідини.

РОЗДІЛ 1. ОСОБЛИВОСТІ ВИНИКНЕННЯ УЛЬТРАЗВУКОВОЇ КАВІТАЦІЇ

Уперше явище кавітації було виявлено петербурзьким академіком Леонардом Ейлером [19]. Він теоретично обґрунтував можливість утворення в рідині розривів внаслідок локального пониження тиску з наступним схлопуванням виниклих пустот. У подальшому численними експериментальними та теоретичними дослідженнями [20-27] було встановлено, що утворення в рідині кавітаційних бульбашок-каверн відбувається при локальному падінні тиску нижче деякого критичного значення, яке відповідає порогу виникнення кавітації. Зазвичай критичному значенню відповідає тиск трохи менший тиску насиченої пари при даній температурі. Заповнені парю, газом або їх сумішшю кавітаційні бульбашки, потрапляючи в область підвищеного тиску, різко схлопуються, що супроводжується виникненням ударних імпульсів тиску, які досягають 10^3 МПа, підвищенням температури до 1000°C та електричними розрядами [3,7].

Залежно від способу зниження тиску в рідині розрізняють гідродинамічну кавітацію, що виникає внаслідок великих місцевих швидкостей у потоці крапельної рідини, та ультразвукову кавітацію, що виникає внаслідок проходження звукової хвилі великої інтенсивності [7,9,28].

При гідродинамічній кавітації розрізняють декілька форм її протікання. Біля тіл з плавними обводами за умови малих градієнтів тиску в потоці, що обтікає, зазвичай має місце бульбочкова форма кавітації. При наявності в потоці ділянок різкого зниження тиску виникає, так звана, пов'язана з тілом каверна, яка заповнена

кавітаційними бульбашками і може трансформуватися у відривну або, як інакше її називають, плівкову форму. Місце розташування каверни відносно профілю, що обтікається, характер її поведінки та форма визначаються рівнем статичного тиску, швидкістю потоку рідини, що набігає, якістю обтікання профілю, а також наявністю умов виникнення вільних вихорів [28].

В інтенсивній звуковій хвилі утворення кавітаційних бульбашок відбувається в напівперіодах розрідження, а їх схлопування в напівперіодах стиснення. При цьому кавітаційна бульбашка, яка виникає в напівперіоді розрідження внаслідок інерційності рідини може не встигнути схлопнутися у напівперіоді стиснення. Тому вона тільки трохи зменшує свій радіус і, здійснюючи таким чином пульсуючий рух, може пропустити один або декілька напівперіодів стиснення. Відбувається, свого роду, накопичення енергії в бульбашці з наступним швидким її визволенням при схлопуванні. Таким чином, миттєва потужність, що звільняється, значно перевищує середню потужність, яку ультразвуковий випромінювач уводить в рідину. У роботі [29] показано, що середня щільність енергії та питома потужність, які відповідають моменту схлопування кавітаційної бульбашки у воді під дією звукових коливань відповідно в 10^5 та 10^3 разів перевищують параметри хвилі збудження.

Ідеальні рідини слабо піддаються розриву суцільності навіть при досить високих напруженнях, що розтягують. Наприклад, теоретичне значення критичного тиску для води складає – $1,5 \cdot 10^8 \text{ Па}$ [3]. У реальних рідинах кавітаційні процеси спостерігаються при тисках трохи нижчих тиску насиченої пари.

Основною гіпотезою, що пояснює цей факт, є припущення про наявність в рідині незмочуваних твердих частинок, нерозчинених газів,

мікророзтинів на незмочуваних твердих граничних з рідиною поверхнях, а також парогазових бульбашок, що ініційовані космічними частинками високих енергій. Найбільший вплив на міцність рідини надають парогазові бульбашки, які самостійно існують, або парогазові бульбашки, які знаходяться в мікророзтинах твердих нерозчинних поверхонь. Можливість довгострокового існування в рідині самостійних парогазових бульбашок пояснюється іонною теорією [30, 31], згідно якої стабільне існування бульбашки відбувається завдяки рівномірному розміщенню на її поверхні однойменних зарядів. Однойменні заряди, відштовхуючись, не дозволяють бульбашці зімкнутися [32, 33]. Означені домішки, потрапляючи в зону пониженого тиску, виступають в якості зародків кавітації [22, 28, 34, 35-37].

Ефект виникнення кавітації є наслідком втрати зародками стійкості під впливом пониженого тиску в звуковій хвилі. Зростання розмірів бульбашки відбувається за рахунок внутрішнього тиску парогазової суміші, який в напівперіоді розрідження перевищує зовнішній тиск рідини, за рахунок дифузії газу в бульбашку із рідини, а також за рахунок випаровування рідини з внутрішньої поверхні бульбашки і збільшення маси пари в бульбашці [3]. Переважання того чи іншого механізму зростання розмірів бульбашки залежить від частоти хвилі, тиску та від газонасиченості рідини.

При великих частотах коливань в рідині з малою насиченістю газом в зоні температур, що далекі від точки кипіння, основним фактором зростання бульбашки є періодичне перевищення внутрішнього тиску бульбашки над зовнішнім.

Механізм дифузії є головним в зоні низьких частот коливань, коли має місце мала швидкість зміни тиску в рідині зі значною газонасиченістю. При зменшенні концентрації газу в бульбашці

внаслідок поступового збільшення її розмірів газ дифундує із рідини в бульбашку. У напівперіоді підвищення тиску розміри бульбашки зменшуються і відбувається дифузія газу із бульбашки в рідину. Оскільки кількість газу, що дифундує, пропорційна площі поверхні бульбашки, яка є більшою в фазі росту бульбашки, то в цілому за період коливань внаслідок процесу випрямленої дифузії має місце зростання маси газу в бульбашці і відповідне поступове зростання її розмірів [38].

Якщо звукова хвиля випромінюється в рідину, температура якої близька до точки кипіння, то головним чинником зростання розмірів бульбашки є випаровування рідини. У напівперіоді розрідження внаслідок перепаду тисків і відповідного вимушеного зростання розмірів бульбашки відбувається випаровування рідини з внутрішньої поверхні бульбашки. Випаровування приводить до охолодження поверхні бульбашки та парогазової суміші в ній. Перепад температур, що виникає, забезпечує приплив теплової енергії до поверхні бульбашки, чим забезпечується підтримка процесу випаровування. Зростання кількості пари викликає збільшення розмірів бульбашки. У напівперіоді стиснення пара починає конденсуватися і температура на поверхні бульбашки зростає. Тепловий потік тепер буде спрямований від бульбашки до рідини. Неповна компенсація теплових потоків в напівперіодах розрідження та стиснення приводить до ефекту випрямленої теплопередачі, який в цілому за період коливань звукової хвилі забезпечує зростання розмірів бульбашки.

Наведений механізм випаровування є головним чинником зростання достатньо малих за розмірами зародків кавітації. Якщо ж радіус бульбашки перевищує 10^{-7} м, то зростання розмірів бульбашки пов'язано головним чином з неадіабатичністю процесу зміни стану речовини в бульбашці. Наслідком цього є виділення в бульбашці

додаткової енергії, яка викликає нагрів і відповідне випаровування рідини в бульбашку.

Ініціювати ультразвукову кавітацію можуть лише зародки певного інтервалу розмірів.

Нижня границя вказаного інтервалу обмежена розміром бульбашки, який визначається залежністю [28]

$$R_{кр} = \sqrt{3}R_0 \left[\frac{R_0}{2\sigma} \left(p_0 + \frac{2\sigma}{R_0} \right) \right]^{1/2},$$

де σ – коефіцієнт поверхневого натягнення; R_0 – початковий радіус бульбашки; p_0 – гідростатичний тиск.

Наведений вираз справедливий за умови, коли тиск насиченої пари зневажливо малий порівняно з амплітудним звуковим тиском.

Верхня границя обмежена розмірами зародків, власна частота яких дорівнює частоті збуджуючої звукової хвилі. Резонансний розмір зародка та частота коливань пов'язані залежністю [28, 37]

$$(2\pi f)^2 = \frac{3\gamma_a}{\rho_p R_{рез}^2} \left(p_a + \frac{2\sigma}{R_{рез}} \right),$$

де f – частота ультразвукових коливань; $R_{рез}$ – резонансний розмір зародка; γ_a – показник адіабати; ρ_p – щільність незбуреної рідини; p_a – звуковий тиск, що створюється звуковим полем.

З ростом частоти коливань при незмінних інших умовах зменшується величина $R_{рез}$, що свідчить про зниження вірогідності виникнення кавітації на великих частотах внаслідок звуження інтервалу потрібних розмірів зародків. Тому при частотах коливань, що дорівнюють десяткам МГц, ультразвукова кавітація і пов'язані з нею фізико-хімічні ефекти не спостерігаються.

У стоячій ультразвуковій хвилі зародки кавітації, які мають розміри менші $R_{рез}$, пульсують у фазі з коливаннями тиску та зміщуються до пучностей тиску, а при розмірах, що перевищують $R_{рез}$, переміщуються до вузлів тиску. Швидкість таких переміщень визначається залежністю [3]

$$v_{пер} = \frac{R_0^2}{10\mu \left(p_0 + \frac{4\sigma}{3R_0} \right)} p_a \frac{\partial p_a}{\partial x},$$

де μ – коефіцієнт в'язкості рідини; x – просторова координата.

Трансляційний рух бульбашок до вузлів стоячої ультразвукової хвилі призводить до коагуляції в них бульбашок, збільшення їх розмірів і утворення кавітаційних каверн, розміри яких суттєво менші, ніж при гідродинамічній кавітації. При створенні стоячої хвилі деформації максимальна інтенсивність звуку і відповідно зона максимально розвиненої кавітації знаходиться на поверхні ультразвукового випромінювача. У цьому випадку в процесі виникнення кавітації беруть участь усі зародки, що знаходяться як на поверхні випромінювача, так і в самій рідині.

У випадку ультразвукової хвилі, що біжить, кавітаційні бульбашки переміщуються в напрямку розповсюдження хвилі. Тобто має місце так зване звукове повітря, під впливом якого бульбашки відносяться від ділянки інтенсивного звуку, що знаходиться на вібруючій поверхні випромінювача. Якщо ультразвукові хвилі, які біжать, від декількох випромінювачів фокусуються, то в фокальній плямі має місце концентрація ультразвукової енергії і виникнення ділянки розвиненої кавітації, яка живиться постійно підлітаючими до неї зародками. У цьому випадку кавітаційні зародки, що знаходяться на поверхні

випромінювачів або корпусу кавітаційної камери, у кавітаційному процесі участі не беруть.

Із ділянки розвиненої кавітації, яка виникла у фокальній плямі або на поверхні плоского випромінювача в камері з хвилею деформації, що встановилася, постійно виринаються джгути або тяжі кавітаційних бульбашок.

Адіабатичне стиснення парогазової суміші у кавітаційній бульбашці приводить до значного локального підвищення температури, наслідком чого є іонізація газу і поява світіння бульбашок, яке називають звуколюмінісценцією.

1.1. Теоретичне дослідження ультразвукової кавітації

Для опису динаміки розвитку кавітаційних бульбашок під впливом ультразвукових коливань у першому наближенні застосовують сферичну модель, основи якої були закладені Релеєм [39], який запропонував рівняння сферично симетричної деформації пустої сферичної бульбашки, що знаходиться в безмежній ідеальній нестисливій рідині [40]

$$R \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 + \frac{p_\infty - p(R)}{\rho_p} = 0, \quad (1.1)$$

де $R = R(t)$ – радіус кавітаційної бульбашки; $p(R)$ – тиск на поверхні бульбашки; p_∞ – тиск на безмежній відстані від бульбашки; t – час.

Якщо вважати, що тиск на безмежній відстані від бульбашки дорівнює гідростатичному тиску, а тиск усередині бульбашки зневажливо малий або дорівнює нулю, з рівняння (1.1) при початкових умовах

$$R = R_0; \quad \frac{dR}{dt} = 0 \quad \text{при } t = 0$$

можна отримати вираз для швидкості схлопування бульбашки [28, 41]:

$$\frac{dR}{dt} = \sqrt{\frac{2p_0}{3\rho_p} \left(\frac{R_0^3}{R^3} - 1 \right)}. \quad (1.2)$$

Якщо бульбашка сферично розширюється, а її порожнина заповнена парою під постійним тиском, що дорівнює тиску насиченої пари, то при тих самих початкових умовах з рівняння (1.1) після інтегрування можна отримати вираз [28]

$$\frac{dR}{dt} = \sqrt{\frac{2(p_0 + p_n)}{3\rho_p} \left(1 - \frac{R_0^3}{R^3} \right)}. \quad (1.3)$$

Аналіз рівняння (1.3) показує, що швидкість розширення бульбашки різко зростає в початковий момент розширення і уповільнюється на завершенні процесу.

Відповідно з рівнянь (1.2) та (1.3) можна отримати прискорення при схлопуванні та розширенні у вигляді

$$\frac{d^2R}{dt^2} = -\frac{p_0}{\rho_p} \frac{R_0^3}{R^4} \quad (1.4)$$

та

$$\frac{d^2R}{dt^2} = \frac{p_0 - p_n}{\rho_p} \frac{R_0^3}{R^4}. \quad (1.5)$$

З рівняння (1.2) за допомогою Г-функцій можна отримати час повного змикання бульбашки [28, 29]:

$$t = 0,915R_0 \sqrt{\frac{\rho_p}{p_0}}.$$

Рівняння (1.2) та (1.4) дозволяють отримати зв'язок між радіусом R бульбашки і тиском рідини, що її оточує:

$$\frac{p - p_0}{p_0} = \frac{1}{3} \frac{R}{r} \left\{ \left(\frac{R_0}{R} \right)^3 \left[1 - \left(\frac{R}{r} \right)^3 \right] - \left[4 - \left(\frac{R}{r} \right)^3 \right] \right\}, \quad (1.6)$$

де r – сферична координата.

Аналіз рівняння (1.6) показує, що в момент зникнення бульбашки, коли $\frac{R_0}{R} \approx \infty$, тиск в рідині короткочасно необмежено зростає.

Дослідження екстремуму функції (1.6) дозволяє знайти критичне значення радіусу бульбашки, при якому тиск досягає найбільшого значення:

$$\frac{R}{r_{кр}} = \sqrt[3]{\frac{\left(\frac{R_0}{R}\right)^3 - 4}{4\left[\left(\frac{R_0}{R}\right)^3 - 1\right]}}$$

Нолтінгк та Непіррас [40, 42, 43] доповнили рівняння (1.1) доданками, що враховують тиск парогазової суміші в бульбашці, поверхневий натяг рідини та наявність ультразвукової хвилі деформації в рідині:

$$R \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 + \frac{1}{\rho_p} \left[p_0 - p_n - p_a \sin \omega t + \frac{2\sigma}{R} - \left(p_0 + \frac{2\sigma}{R_0} \right) \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3\gamma} \right] = 0, \quad (1.7)$$

де p_n – тиск пари; $\omega = 2\pi f$ – колова частота ультразвукових коливань; γ – показник політропи.

Рівняння (1.7) отримано за умови, що

$$p_\infty = p_0 - p_a \sin \omega t,$$

а на поверхні кавітаційної бульбашки справедливе співвідношення

$$\left(p_0 + \frac{2\sigma}{R_0} \right) \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3\gamma} + p_n = p(R) + \frac{2\sigma}{R}.$$

Стисливість рідини за умови першого наближення ($\frac{v_{\delta}}{c_p} \ll 1$) була

доповнена у рівняння (1.1) Херрінгом [22, 25]:

$$R \left(1 - \frac{2v_{\delta}}{c_p} \right) \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(1 - \frac{4v_{\delta}}{3c_p} \right) \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 + \frac{p_{\infty} - p(R)}{\rho_p} + \frac{Rv_{\delta}}{\rho_p c_p} \left(1 - \frac{v_{\delta}}{c_p} \right) \frac{dp(R)}{dR} = 0, \quad (1.8)$$

де $v_{\delta} = \frac{dR}{dt}$ – швидкість схлопування бульбашки; c_p – швидкість

звуку в незбуреній рідині.

Флінн [25] ввів у рівняння (1.8) в'язкість рідини μ у вигляді доданка $\frac{4\mu v_{\delta}}{R}$.

Остаточно рівняння Херрінга-Флінна, що описує пульсацію кавітаційної бульбашки під впливом ультразвукової хвилі деформації, можна представити у вигляді

$$R \left(1 - \frac{2v_{\delta}}{c_p} \right) \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(1 - \frac{4v_{\delta}}{3c_p} \right) \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 + \frac{1}{\rho_p} \left[p_0 - p_n - p_a \sin \omega t + \frac{2\sigma}{R} + \frac{4\mu v_{\delta}}{R} - \left(p_0 + \frac{2\sigma}{R_0} \right) \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3\gamma} \right] + \frac{Rv_{\delta}}{\rho_p c_p} \left(1 - \frac{v_{\delta}}{c_p} \right) \frac{dp(R)}{dR} = 0. \quad (1.9)$$

У загальному випадку стисливість рідини була врахована Кірквудом та Бете [44, 45], внаслідок чого рівняння (1.9) набуло вигляду

$$R \left(1 - \frac{v_{\delta}}{c} \right) \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(1 - \frac{v_{\delta}}{3c} \right) \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 + \left(1 + \frac{v_{\delta}}{c} \right) H -$$

$$-\frac{v_{\delta}}{c} \left(1 - \frac{v_{\delta}}{c}\right) R \frac{dH}{dR} = 0, \quad (1.10)$$

де

$$H = \int_{p_{\infty}}^{p(R)} \frac{dp}{\rho_p} = DA^{\frac{1}{D}} \left\{ \left[\left(p_0 + \frac{2\sigma}{R_0} \right) \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3\gamma} - \frac{2\sigma}{R} + B \right]^{\frac{D-1}{D}} - \left[p_0 - p_a \sin \omega t + B \right]^{\frac{D-1}{D}} \right\} \times$$

$\times \frac{1}{(D-1)\rho_p}$ – вільна ентальпія на поверхні бульбашки; A, B, D –

константи; $c = \left[c_p^2 + (D-1)H \right]^{\frac{1}{2}}$ – локальна швидкість звуку в рідині;

У роботі [29] показано, що при $\frac{R}{R_{\max}} = 0,01$ розрахунки швидкості схлопування кавітаційної бульбашки без врахування стисливості рідини, тобто згідно рівняння (1.7), порівняно з рівнянням (1.10) дають завищення у 3 рази.

Подальший розвиток сферичної моделі було зроблено завдяки врахуванню теплопровідності, процесу дифузії газу із рідини в бульбашку та в зворотному напрямку, а також випаровування рідини та конденсації пару на стінках бульбашки [46-54].

Наведена сферична модель не враховує вплив на динаміку кавітаційної бульбашки сусідніх бульбашок і “твердих” та “м’яких” поверхонь кавітаційної камери. Тому вона мало придатна для поглибленого вивчення кавітаційних ефектів другого порядку і створення високоефективних кавітаційних апаратів для технологічних процесів.

Часткове розширення можливостей сферичної моделі за рахунок додаткового врахування нових доданків в рівнянні (1.9) зроблено в роботах Гілмора [22] та Келлера-Міксиса [55]. Для врахування взаємовпливу кавітаційних бульбашок у моделі Келлера-Міксиса була

введена вторична сила Бьєркнесса [56-59]. Наступним кроком в розвитку теоретичного дослідження кавітації можна вважати створення несферичних моделей розвитку кавітаційної бульбашки поблизу “твердої” стінки [60] та в зазорі, що утворений двома “твердими” стінками [29,61]. Вказані моделі використовують сферичну систему координат. Кавітаційна бульбашка в них представлена як гідродинамічне джерело, а “тверда” стінка – як стік. Внаслідок того, що кінцеві рівняння моделей представлені у вигляді поліномів Лежандра або нескінчених рядів, проведення за їх допомогою дослідження впливу на динаміку бульбашки окремих факторів дуже ускладнено.

Подальший розвиток несферичної моделі було зроблено завдяки значним досягненням в експериментальному дослідженні розвитку кавітаційної бульбашки за допомогою новітньої швидкісної реєструючої апаратури. Вдалося зареєструвати деформацію сферичної форми кавітаційної бульбашки при схлопуванні біля поверхонь [62,63] (рис. 1.1).

Експериментально підтверджена (рис. 1.1 та рис. 1.2) симетричність відносно осі процесу схлопування бульбашки дозволила для написання рівнянь моделі обрати циліндричну систему координат та перейти в подальшому від трьохмірної розрахункової схеми до двомірної (рис.1.3). Кутова координата в подальшому не використовується.

Запропонована несферична модель базується на відомому виразі Релея [28] для потенціалу швидкості при схлопуванні сферичної бульбашки:

$$\phi = \frac{dR}{dt} R^2 \cdot r \quad (1.11)$$

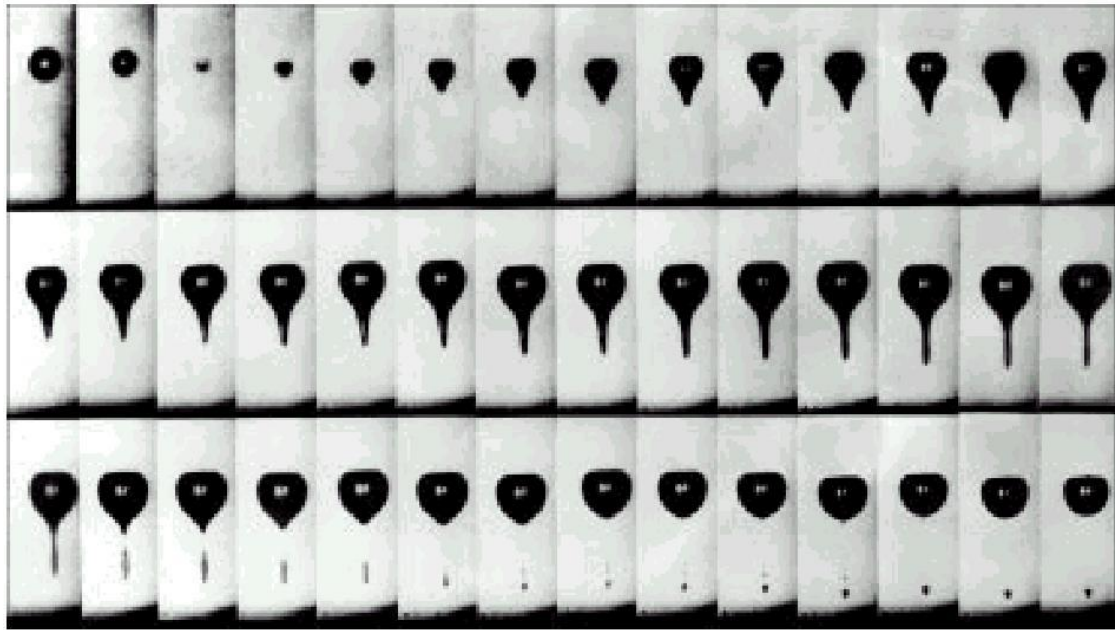


Рисунок 1.1 – Кадри швидкісної відеозйомки схлопування кавітаційної бульбашки біля “твердої” стінки. Швидкість 300000 кадрів за секунду, розмір кадру 6,7x2,7 мм



Рисунок 1.2 – Симетричний характер зміни сферичності форми кавітаційної бульбашки при схлопуванні поблизу “твердої” стінки

Чисельник виразу (1.11) представляє собою швидкість зміни об’єму бульбашки.

Радіальний рух рідини навколо кавітаційної бульбашки представлено в моделі як комбінацію гідродинамічних джерел або

стоків, що розподілені в об'ємі бульбашки і мають витрату, пропорційну відносній швидкості зміни об'єму в кожній точці всередині бульбашки [64, 65].

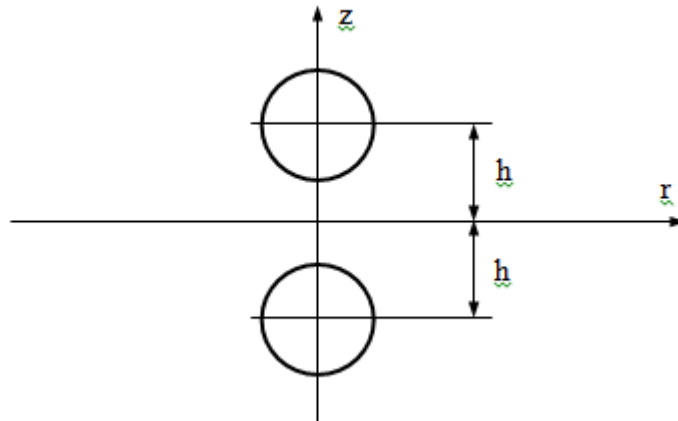


Рисунок 1.3 – Розрахункова схема несферичної моделі

Граничні умови визначають миттєвий розподіл потенціалів швидкостей. Найбільш відомим і важливим на практиці видом граничних умов є “тверда” стінка.

Спираючись на висновки експериментальних досліджень, у роботі [64] було запропоновано перехід від обмеженого простору до безмежного зробити заміною “твердої” стінки дзеркально відображеною, що синфазно схлопується. У цьому випадку миттєвий розподіл потенціалів швидкостей у просторі буде визначатися лише положенням та швидкостями двох симетричних бульбашок тепер вже в безмежній рідині.

За аналогією з електричними потенційними полями потенціал швидкості від двох бульбашок з урахуванням несферичності бульбашок та неоднорідності щільності газів, що їх наповнюють, у запропонованій моделі записано як

$$\phi = \iiint_1 k \frac{1}{l_V} dV_\delta + \iiint_2 k \frac{1}{l_V} dV_\delta, \quad (1.12)$$

де k – відносна швидкість зміни елементарного об'єму газу dV_δ в точці всередині бульбашки на відстані l_V від точки з координатами (r, z) .

Враховуючи, що більшу частину часу свого існування бульбашка залишається сферичною (рис. 1.1 та рис. 1.2), припустимим можна вважати обмеження в першому наближенні лише центрами мас основної та дзеркально відображеної бульбашки. У такому випадку, скориставшись відомим рішенням подібних інтегралів, вираз (1.12) для потенціалу та вирази для проекцій швидкостей представлено як [64]:

$$\begin{aligned} \phi(r, z, t) &= k(t)V_\delta(t) \left[\frac{1}{\sqrt{r^2(t) + (z(t) - h(t))^2}} + \frac{1}{\sqrt{r^2(t) + (z(t) + h(t))^2}} \right]; \\ v_r(r, z, t) &= -k(t)V_\delta(t)r(t) \left\{ \frac{1}{\left[\sqrt{r^2(t) + (z(t) - h(t))^2} \right]^3} + \frac{1}{\left[\sqrt{r^2(t) + (z(t) + h(t))^2} \right]^3} \right\}; \\ v_z(r, z, t) &= -k(t)V_\delta(t) \times \\ &\times \left\{ \frac{z(t) - h(t)}{\left[\sqrt{r^2(t) + (z(t) - h(t))^2} \right]^3} + \frac{z(t) + h(t)}{\left[\sqrt{r^2(t) + (z(t) + h(t))^2} \right]^3} \right\}, \quad (1.13) \end{aligned}$$

де v_r та v_z – відповідно горизонтальна та вертикальна проекції швидкості рідини в точці з координатами (r, z) ; $V_\delta(t)$ – об'єм бульбашки; $h(t)$ – відстань від «твердої» стінки до центра мас бульбашки.

Поділивши вираз для потенціалу (1.13) на добуток $k(t)V_o(t)$ та враховуючи, що швидкість у кожній точці можна представити як $v = grad\phi$, є можливість виконати моделювання поля відносних швидкостей мікропотоків рідини навколо бульбашки, яка знаходиться біля “твердої” стінки (рис. 1.4), “твердого” кута (рис. 1.5), “м’якої” стінки (рис. 1.6) або в зазорі між двома “твердими” стінками (рис. 1.7) [65], що відображає обмеженість об’єму рідини.

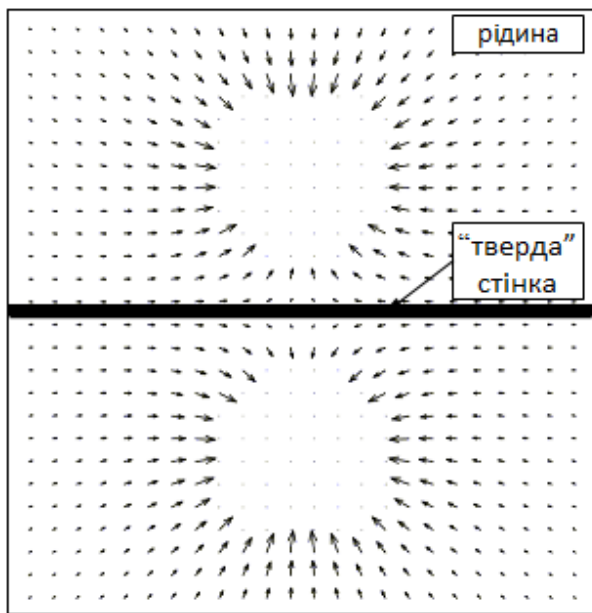


Рисунок 1.4 – Поле швидкостей рідини при схлопуванні бульбашки біля “твердої” стінки. Безрозмірна відстань $\zeta=1,5$

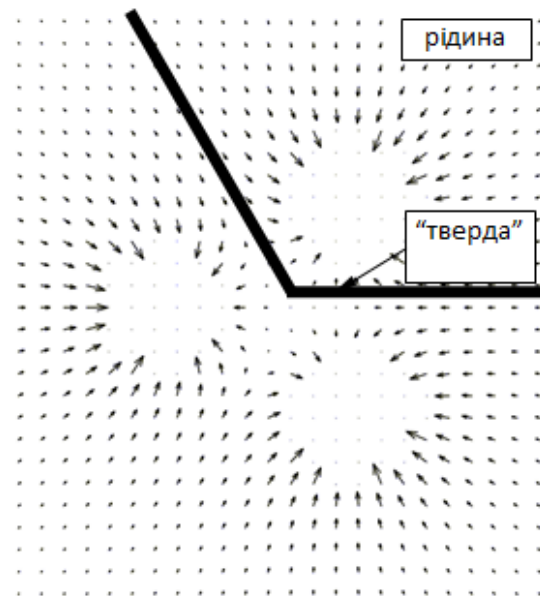


Рисунок 1.5 – Поле швидкостей рідини для моделювання схлопування бульбашки біля “твердого” кута 120°

Відстань ζ до граничної поверхні приведена до безрозмірного вигляду шляхом ділення на максимальний радіус початково сферичної бульбашки.

Наведений підхід дозволяє розглянути практично всі випадки реальних обмежень об’єму рідини, що визначають граничні умови при трьохмірному моделюванні динаміки кавітаційної бульбашки.

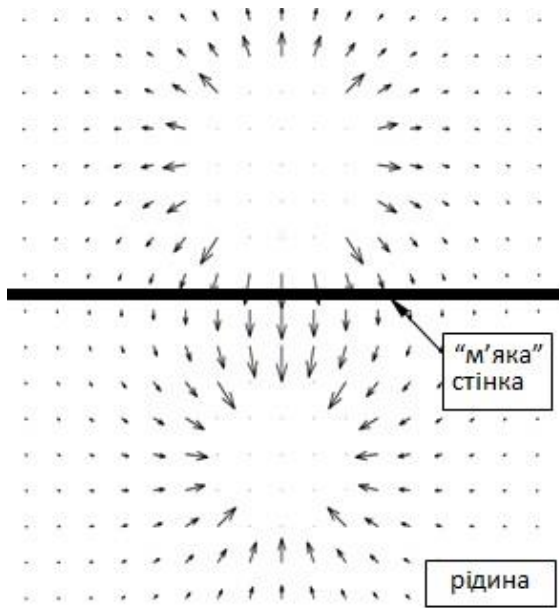


Рисунок 1.6 – Поле швидкостей при схлопуванні кавітаційної бульбашки біля м'якої стінки. Безрозмірна відстань $\zeta=1,5$

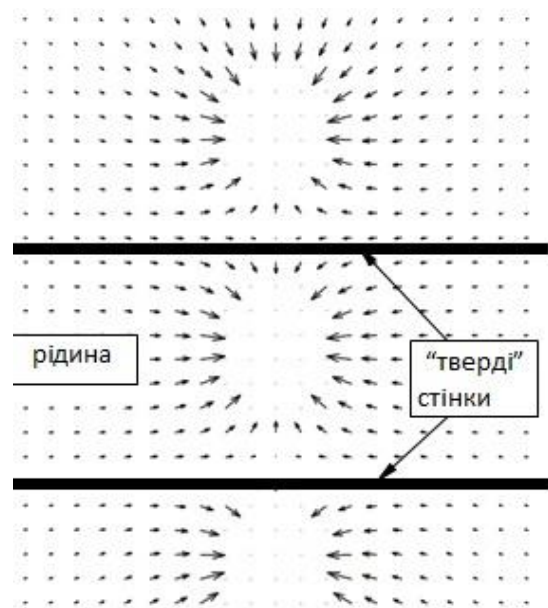


Рисунок 1.7 – Поле швидкостей при схлопуванні бульбашки, що розміщена симетрично в зазорі між “твердими” стінками

Приймаючи завдяки великим швидкостям процесу схлопування кавітаційної бульбашки адіабатичний закон стиснення газу в бульбашці, закон стану газу в бульбашці можна записати як

$$(p_{g_0})^{\frac{1}{\gamma_a}} V_0 = \oint\!\!\!\oint (p_g(t))^{\frac{1}{\gamma_a}} dV_0, \quad (1.14)$$

де $p_g(t)$ – тиск газу в бульбашці; p_{g_0} та V_0 – відповідно початковий тиск та початковий об'єм бульбашки.

З урахуванням (1.13) рівняння (1.14) можна представити у вигляді

$$p_{g_0} (V_0)^{\gamma_a} = \sum_m \left\{ p_\infty + p_n(m) - \rho_p \left[\frac{v_r^2(m) + v_z^2(m)}{2} + \frac{\partial \phi(m)}{\partial t} \right] \right\} (V_m)^{\gamma_a}, \quad (1.15)$$

де $m \in (0, M)$; M – кількість точок рівномірного розбиття контуру, що утворюється при обертанні навколо вертикальної осі і представляє форму бульбашки.

Після виконання ряду перетворень рівняння (1.15) кінцево отримано у вигляді [64]:

$$p_{g_0} (V_0)^{\gamma_a} = \sum_m \left(A_m + \frac{\partial k}{\partial t} B_m \right) (V_m)^{\gamma_a},$$

де

$$A_m = p_\infty + p_n(m) - \rho_p \left\{ \frac{v_r^2(m) + v_z^2(m)}{2} + k \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{V_m}{\sqrt{r_m^2 + (z_m - h)^2}} + \frac{V_m}{\sqrt{r_m^2 + (z_m + h)^2}} \right] \right\};$$

$$B_m = -\rho_p \left[\frac{V_m}{\sqrt{r_m^2 + (z_m - h)^2}} + \frac{V_m}{\sqrt{r_m^2 + (z_m + h)^2}} \right].$$

Звідки

$$\frac{\partial k}{\partial t} = \frac{p_0 (V_0)^{\gamma_a} - \sum_m A_m (V_m)^{\gamma_a}}{\sum_m B_m (V_m)^{\gamma_a}}.$$

Отриманий вираз дозволяє провести чисельне інтегрування процесу схлопування кавітаційної бульбашки під впливом змінного тиску в рідині з урахуванням реальних умов її розташування в обмеженому об'ємі.

Якісне співставлення результатів чисельного інтегрування форми кавітаційної бульбашки за допомогою наведеної моделі з експериментально отриманими кадрами процесу схлопування бульбашки, що розміщені на сайті Третього фізичного інституту університету Георга-Августа в Геттінгені, наведене на рис. 1.8 [64].

Оскільки модель враховує вплив на динаміку бульбашки факторів, що обмежують об'єм рідини, тобто геометрію та пружність стінок кавітаційної камери, відстань бульбашки до поверхонь та до сусідніх бульбашок, є можливість теоретично розрахувати величини ударних тисків, що діють на “тверді” поверхні, і відповідно підвищити якість

розрахунку ультразвукових апаратів для очисних кавітаційних технологій, пов'язаних з використанням ефекту кавітаційної ерозії.

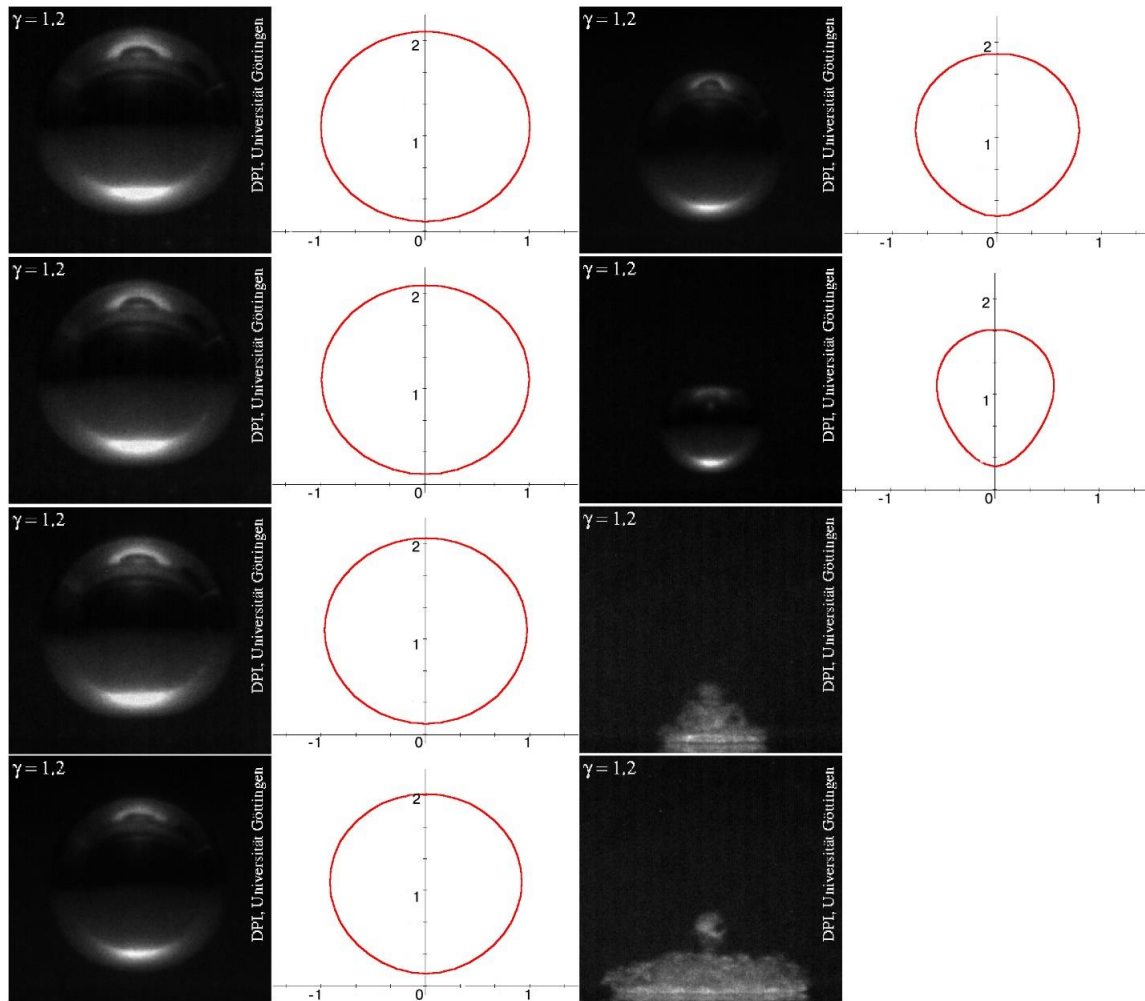


Рисунок 1.8 – Якісне співставлення розрахункової та експериментально отриманої форм кавітаційної бульбашки

Для бульбашки, що знаходиться поблизу “твердої” поверхні, за умови, що швидкість рідини направлена паралельно поверхні, внутрішній тиск можна за допомогою інтегралу Ейлера –Лагранжа виразити у вигляді

$$\frac{p_t(r, z, t) - p_\infty}{\rho_p} + \frac{v_r^2(r, z, t)}{2} + \frac{\partial \phi(r, z, t)}{\partial t} = 0,$$

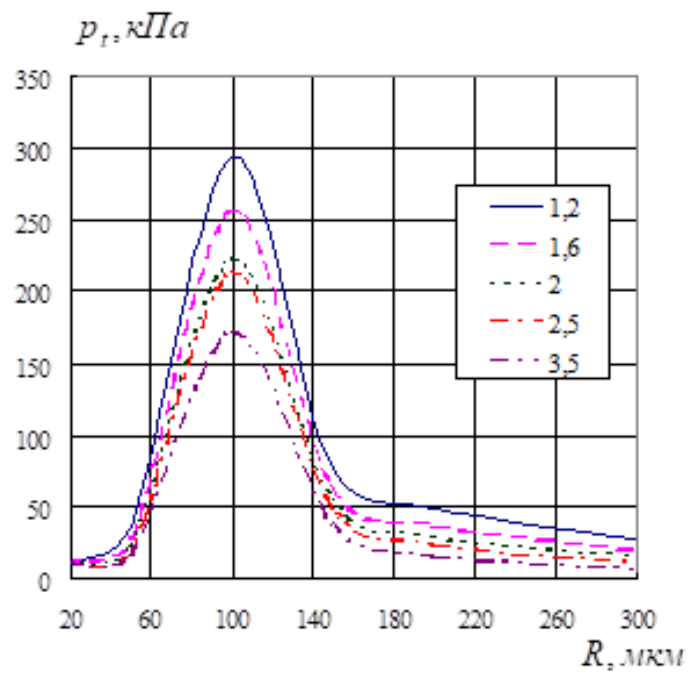
де $p_t(r, z, t)$ – тиск на “твердій” поверхні в точці з координатами (r, z, t) .

Звідки вираз для розрахунку тиску на “твердій” поверхні можна представити як

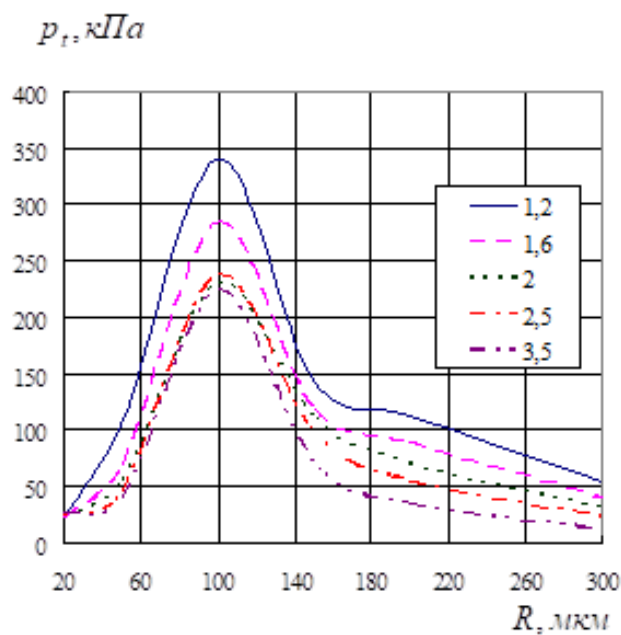
$$p_t(r, z, t) = p_\infty - \rho_p \left(\frac{v_r^2(r, z, t)}{2} + \frac{\partial \phi(r, z, t)}{\partial t} \right).$$

Аналітично досліджено [66], що в ультразвуковому полі найбільшу активність слід очікувати від бульбашок, частота власних коливань яких дорівнює або кратна частоті збуджуючих коливань. У роботі [66] за допомогою моделювання показано, що, наприклад, у воді, яка знаходиться під статичним тиском 100 кПа в ультразвуковому полі з амплітудою звукового тиску 10 кПа при частоті коливань 35 кГц, максимальна активність спостерігається у бульбашок розміром біля 100 мкм (рис. 1.9а). Висновок підтверджується для різних значень безрозмірної відстані ζ до “твердої” стінки. Підвищення звукового тиску в 2 рази приводить до 20% зростання ударного тиску на “тверду” поверхню від схлопування бульбашок резонансного розміру і до 100% зростання ударного тиску від бульбашок нерезонансного розміру (рис. 1.9б).

При зростанні в 2 рази статичного тиску спостерігається підвищення кавітаційної активності бульбашок розміром біля 150 мкм (рис. 1.10). Ударний тиск при цьому зріс майже в 1,5 рази. Схлопування кавітаційних бульбашок у зазорі між двома “твердими” стінками приводить до підвищення ударного тиску майже в 1,5 рази (рис. 1.11), що, безперечно, треба враховувати при розміщенні деталей з крихкими поверхнями в очисних кавітаційних ваннах.



а)



б)

Рисунок 1.9 – Залежність ударного тиску на “тверду” поверхню від розмірів бульбашки при схлопуванні в воді при різних значеннях безрозмірної відстані ζ до поверхні. Статичний тиск – 100 кПа. Частота коливань – 35 кГц. (а – звуковий тиск – 10 кПа; б – звуковий тиск – 20 кПа)

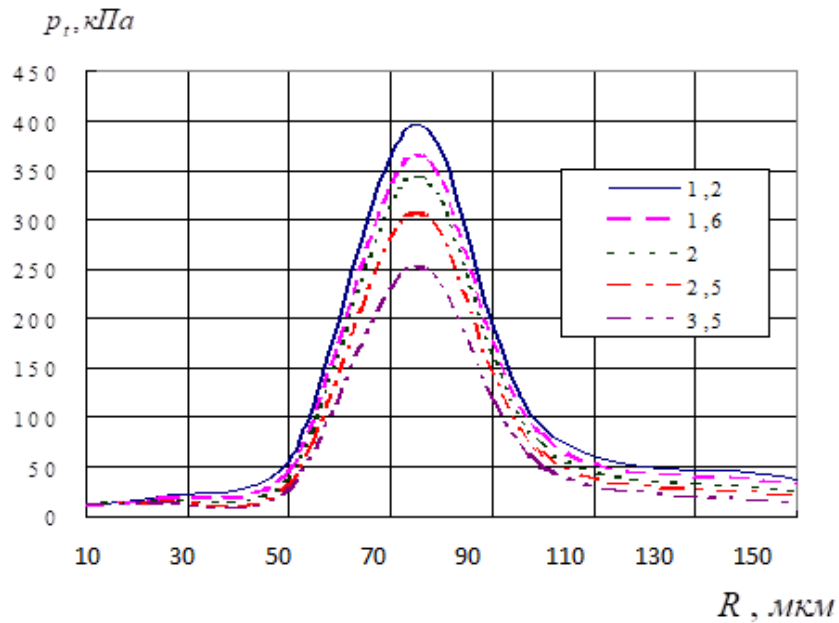


Рисунок 1.10 – Залежність ударного тиску на “тверду” поверхню від розмірів бульбашки при схлопуванні у воді при різних значеннях безрозмірної відстані ζ до поверхні. Звуковий тиск – 10 кПа. Частота коливань – 35 кГц. Статичний тиск – 200 кПа

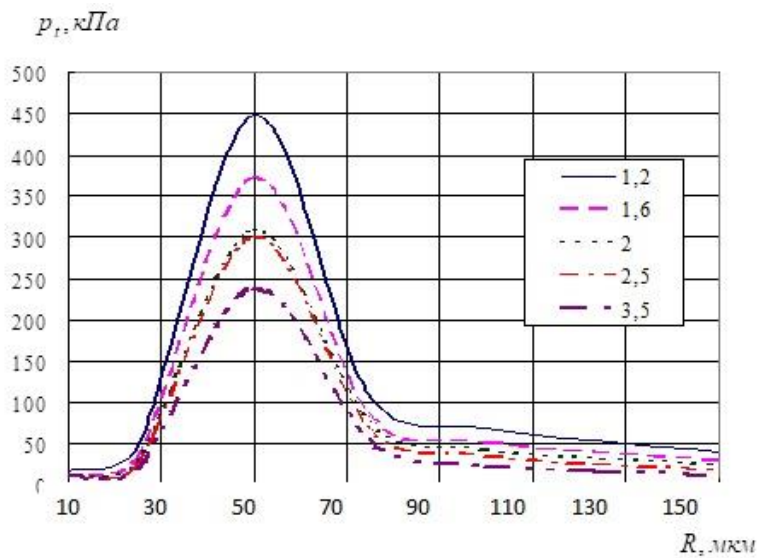


Рисунок 1.11 – Залежність ударного тиску на “тверді” поверхні зазору від розмірів симетрично розташованої бульбашки при різних значеннях безрозмірної відстані ζ до поверхонь. Статичний тиск - 100 кПа. Звуковий тиск – 10 кПа. Частота коливань – 35 кГц

Отримані результати моделювання дають можливість зробити висновок, що при розгляді технологічних процесів ультразвукової кавітаційної очистки слід враховувати лише бульбашки резонансного розміру, які знаходяться на відстані не більше 4...5 радіусів від поверхні, що очищується. Крім того, досліджений механізм впливу різних факторів на активність кавітаційних бульбашок дозволяє розробникам підвищити ефективність ультразвукового технологічного обладнання для кавітаційного очищення шляхом підбору необхідного резонансного розміру бульбашок з урахуванням резонансних характеристик самих деталей, що очищуються. Наприклад, при очищенні хрупких деталей складної форми безпечніше буде не використовувати ультразвукові поля високої інтенсивності, що може призвести до виникнення небажаних резонансних явищ при збігу частоти ультразвукового поля з власними частотами деталей, а досягти необхідної ефективності регулюванням статичного тиску.

При достатній потужності обчислювальної техніки розглянута несферична модель дозволяє розрахувати достатньо складні форми бульбашки на останніх стадіях її існування. Однак похибки при цьому досягають 30...40% [67], і для їх зменшення необхідно враховувати додаткові фактори впливу. Так в роботі [67] запропоновано на останніх стадіях схлопування бульбашки при моделюванні форми ударного струменя доповнювати розрахункову схему додатковою компенсуючою бульбашкою, об'єм якої дорівнює об'єму струменя.

Наведений аналіз аналітичних моделей дає можливість зробити висновок, що існуючий математичний апарат дослідження окремої кавітаційної бульбашки дозволяє відповісти на основні запитання щодо впливу на динаміку та енергетичні можливості бульбашки реальних обмежень кавітаційних апаратів. Нез'ясованими залишаються багато

питань щодо моделювання макрокавітаційних явищ в ультразвукових полях кавітаційних камер, розміри яких можуть коливатися від декількох довжин хвиль до тонкого шару.

1.2. Експериментальне дослідження ультразвукової кавітації

Швидкий розвиток галузей промисловості, які використовують у своїх технологіях вторинні кавітаційні ефекти, вимагає все більшої достовірності і надійності теоретичних розрахунків, моделей та уявлень, що покладаються в основу інженерних розробок.

Накопичений багатий досвід експериментальних досліджень ультразвукової кавітації [25, 28, 29, 68, 69] дав можливість затвердити основні теоретичні положення, покладені в основу теорії поведінки рідини під впливом потужних ультразвукових коливань.

Перш за все ретельно досліджено міцності властивості рідини, пов'язані з проходженням звукової хвилі пружної деформації [21, 33, 70 – 72]. Було з'ясовано основні фактори, що обумовлюють зниження розривної міцності рідини. Експериментально підтверджено, що зародками кавітації реально можуть виступати лише парогазові бульбашки, що стабільно існують в рідині або в розтинах та впадинах твердих поверхонь. Експериментально отримані [70, 73-75] дані кавітаційної міцності води при різних частотах ультразвукових коливань дозволили підтвердити відомі [28, 37] залежності щодо резонансних розмірів зародків кавітації.

Початкові експериментальні дослідження ультразвукової кавітації, що відбулися після створення концентруючих звукову енергію засобів [74, 75], були пов'язані з вивченням властивостей кавітаційної області в цілому. Була досліджена форма кавітаційної області залежно від рівня

електричної напруги, що підводиться до ультразвукового випромінювача [71, 74].

Для з'ясування розмірів кавітаційної ділянки або кількості кавітаційних бульбашок максимального розміру розроблено методику вимірювання, що базується на вимірюванні зміни об'єму замкненої порожнини кавітаційної камери при введенні в неї ультразвукової енергії [74, 76].

Поява швидкісних кінокамер типу ШФР, у яких для можливості фіксації швидкодіючих процесів використовують систему дзеркал, що обертається всередині кільця нерухомої кіноплівки, дозволила провести кінозйомку зі швидкістю 300.000 кадрів за секунду. Це дало можливість зафіксувати процес появи та розвитку кавітаційної ділянки. Було встановлено, що швидкість розвитку кавітаційної ділянки складає $3 \cdot 10^{-5}$ с, що в 10 разів перевищує швидкість встановлення пружних коливань в ультразвуковому трансформаторі швидкості [70].

Якісний стрибок в експериментальному дослідженні ультразвукової кавітації було зроблено, коли за допомогою електронних засобів вдалося синхронізувати початок кавітаційного процесу з моментом вмикання кінокамери та імпульсного освітлення.

На рис. 1.12 представлена схема експериментальної установки [29], яка за рахунок синхронізації вмикання швидкісної кінокамери 6, імпульсного освітлювача 4 та ультразвукового випромінювача 1 дозволила дослідити динаміку розвитку кавітаційної бульбашки у світлі, що проходить.

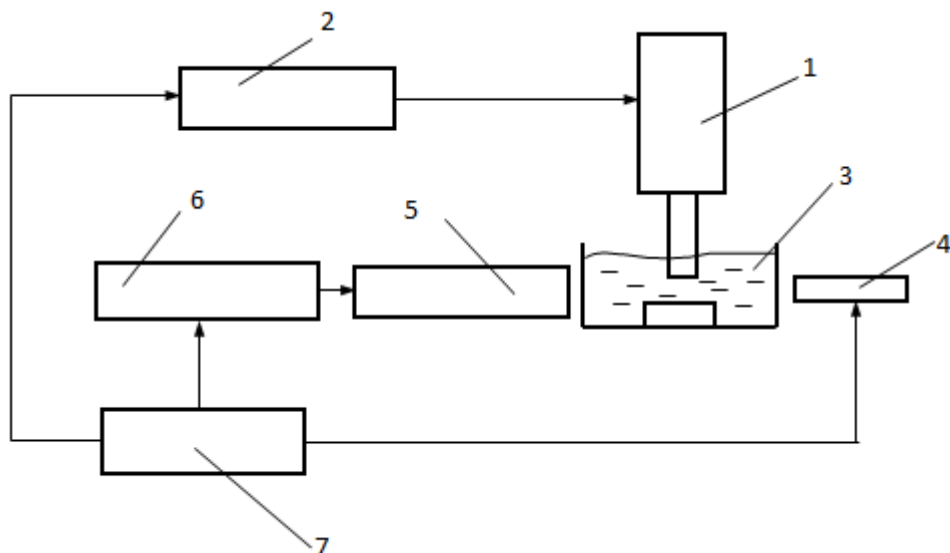


Рисунок 1.12 – Схема експериментальної установки для швидкісної кінозйомки кавітаційного процесу (1 – ультразвуковий випромінювач; 2 – ультразвуковий генератор; 3 – скляна прозора кювета з рідиною; 4 – імпульсний освітлювач; 5 – мікроскоп; 6 – швидкісна кінокамера; 7 – система управління)

Установка дозволила зафіксувати стадії зміни форми кавітаційної бульбашки в зазорі між двома “твердими” стінками та біля одної “твердої” стінки. Була зафіксована деформація форми бульбашки з появою кумулятивного струменя, спрямованого в бік “твердої” поверхні. Аналогічний кумулятивний струмінь при схлопуванні бульбашки біля “твердої” поверхні спостерігався в роботах [77-79].

Вдалося [29] також встановити появу при вторинному зростанні бульбашки парогазового струменя, спрямованого від “твердої” стінки. Швидкість такого струменя може сягати 25 м/с.

Експериментальне дослідження за допомогою наведеної установки (рис. 1.12) показало [29], що при схлопуванні кавітаційної бульбашки в зазорі між “твердими” стінками за умови, що величина зазору близька до діаметра бульбашки, призводить до утворення кумулятивних

струменів, які спрямовані паралельно “твердим” поверхням. Цей результат треба, безперечно, враховувати при проектуванні технологічного обладнання для ультразвукової очистки деталей.

Розширити можливості експериментального дослідження ультразвукової кавітації та значно підвищити якість фотографічного матеріалу вдалося завдяки впровадженню нових електронних швидкісних відеокамер з частотою зйомки 20.800.000 кадрів за секунду. При цьому для генерації кавітаційних бульбашок були використані імпульсні лазери, що забезпечило високу точність позиціонування кавітаційної бульбашки у фокусі відеокамери та забезпечило довгострокове стабільне її існування [80-85]. Генерація кавітаційних бульбашок відбувається за рахунок оптичного пробою рідини. Для цього випромінювання імпульсного лазера фокусується з малими абераціями в строго фіксованій точці скляної прозорої кювети. Світлові імпульси мають протяжність близько 8 нс й енергію 40 МДж при довжині хвилі 1064 нм. При досягненні критичного рівня інтенсивності випромінювання у фокальній точці оптичної системи відбувається випаровування рідини та формування бульбашки з низьким змістом газу. Завдяки вибуховому розширенню бульбашки внаслідок сил інерції бульбашка розширюється до розміру, що перевищує розмір термодинамічної рівноваги. Після схлопування бульбашки, яка досягла максимального розміру, до тиску газу, що її наповнює, відбувається повторне коливання. Електронна швидкісна відеокамера за один цикл розширення-стиснення дозволяє зафіксувати 8...10 зображень бульбашки з інтервалом близько 50 нс [84].

Нове експериментальне обладнання дало, перш за все, можливість зафіксувати динаміку зростання бульбашки в безмежній рідині без впливу на неї сторонніх перешкод (рис. 1.13) [84, 85]. Незважаючи на

несферичну форму створеної лазером кавітаційної бульбашки, на знімках чітко зафіксована тільки одна сферична ударна хвиля, що свідчить про відсутність у бульбашки внутрішніх та зовнішніх струминних утворень.

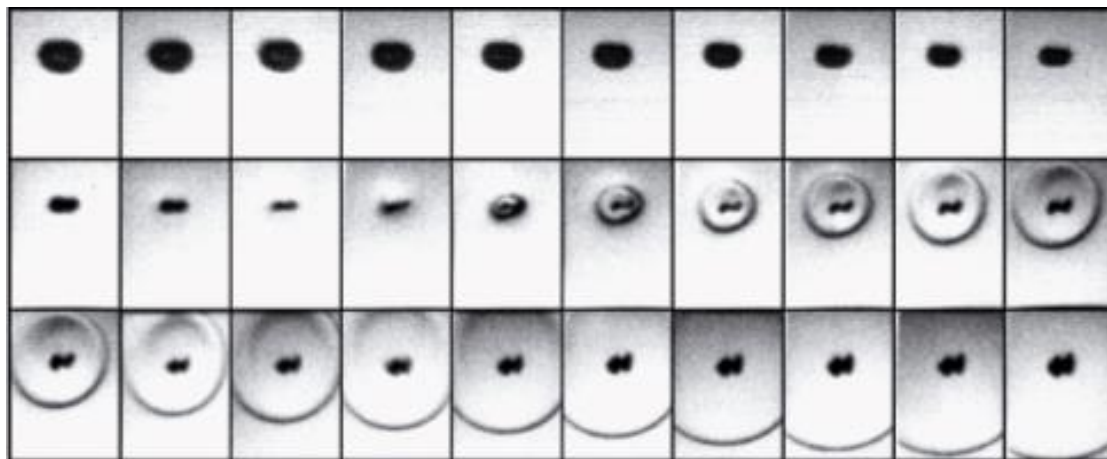


Рисунок 1.13 – Динаміка схлопування в безмежній рідині кавітаційної бульбашки, що утворена лазерним імпульсом. Швидкість зйомки 20 млн. кадрів за секунду при $R_{max}=1.92$ мм. Розмір кадру 1.6 x 2.0 мм

Отримані експериментальні дані (рис. 1.13) дозволили підтвердити адекватність моделі Гілмора (рис. 1.14) [84]. При виконанні чисельних розрахунків дійсні еліпсоїдні бульбашки з мінімальним та максимальним розмірами осей замінювалися кульковидними бульбашками того ж об'єму.

Методом імпульсного лазерного генерування бульбашок вдалося створити дві близько розташовані бульбашки і забезпечити їх синфазне коливання. Це дозволило з'ясувати особливості багатобульбашкової кавітації і відповісти на запитання про взаємний вплив бульбашок. Зйомка зі швидкістю 58000 кадрів за секунду дозволила зафіксувати появу струменів, що спрямовані зустрічно (рис. 1.15) [63].

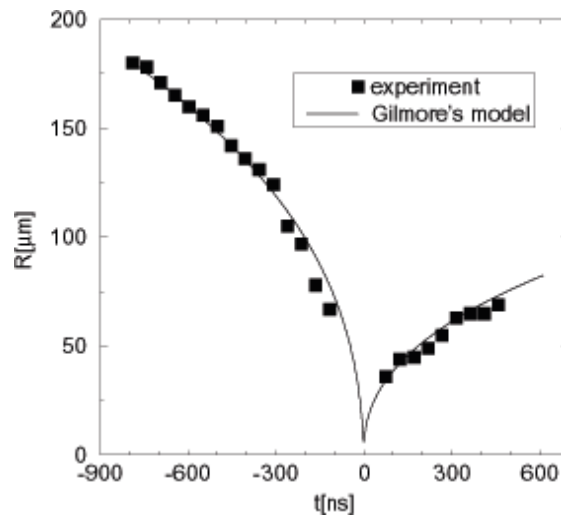


Рисунок 1.14 – Перевірка адекватності сферичної моделі Гілмора

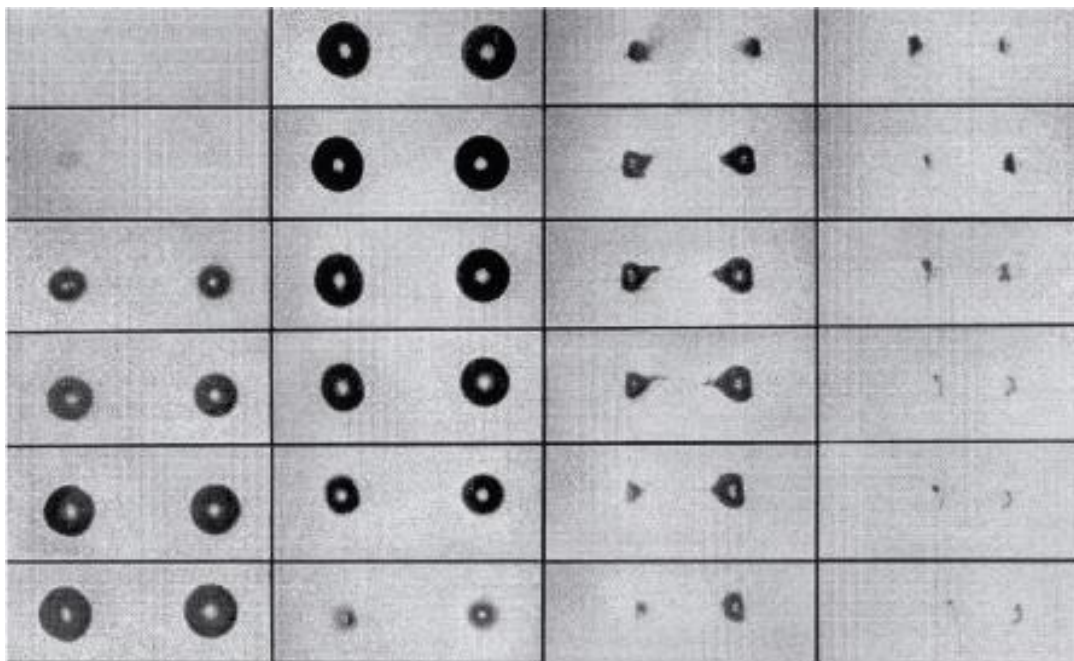


Рисунок 1.15 – Взаємодія двох кавітаційних бульбашок в безмежній рідині з утворенням зустрічних струменів

Описане дослідницьке обладнання поступово було доведене до можливостей зйомки зі швидкістю 100 млн. кадрів за секунду [86], що дозволило отримати багато експериментального відеоматеріалу відповідно поведінці кавітаційної бульбашки біля “твердої” стінки, у якості якої можуть виступати як стінки кавітаційної камери, так і

поверхні тіл, що знаходяться під впливом кавітації. Вдалося підтвердити, що наявність “твердої” стінки приводить до несферичного характеру схлопування бульбашки, утворення струменя, спрямованого в бік “твердої” стінки, а також наявність зворотного струменя [87-92].

Аналіз отриманого експериментального матеріалу (рис. 1.16) показує [92], що внаслідок наявності більшого гідравлічного опору з боку “твердої” стінки центр тяжіння бульбашки зміщується в бік “твердої” стінки.

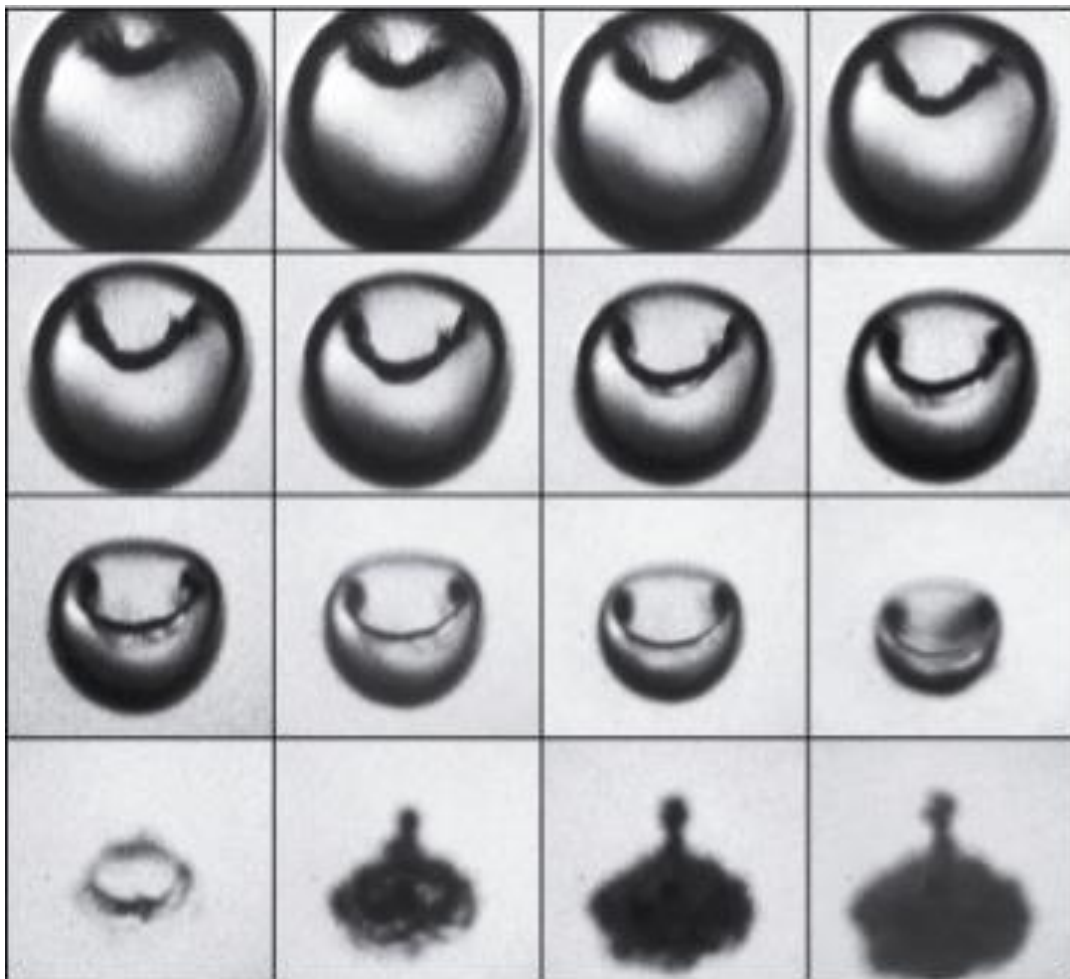


Рисунок 1.16 – Утворення прямого та зворотного струменів при схлопуванні бульбашки біля “твердої” стінки. Зйомку зроблено під кутом 45° до “твердої” стінки [92]. Проміжок між кадрами 1мкс. Час експозиції 200 нс. $R_{max} = 1$ мм, $\zeta = 2,6$. Розмір кадра 1.2 x 1.1 мм

Різниця швидкостей між ближньою та дальньою відносно “твердої” стінки точками бульбашки спричиняє прогин поверхні бульбашки з утворенням струменю. Струмінь досягає протилежної поверхні бульбашки і прогинає її в бік “твердої” стінки. Бульбашка стає тороїдальною і розпадається. При цьому спостерігається утворення зворотного струменя.

Дослідження показали, що вплив “твердої” стінки на динаміку схлопування кавітаційної бульбашки стає відчутним лише при $\zeta < 4$. При більших відстанях до стінки схлопування кавітаційної бульбашки проходить симетрично з утворенням однієї ударної хвилі (рис. 1.13). Несиметричне схлопування кавітаційної бульбашки спричиняє декілька ударних хвиль (рис. 1.17 та рис. 1.18) [89, 93].

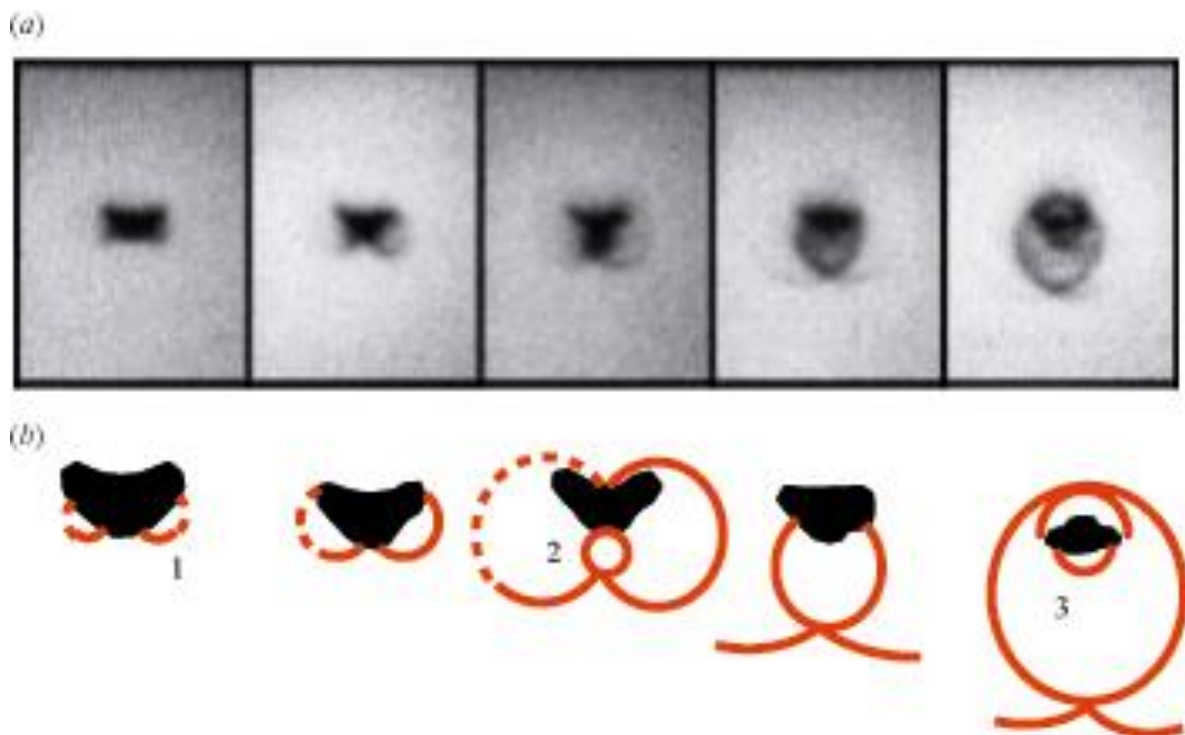


Рисунок 1.17 – Несферичне захлопування кавітаційної бульбашки біля “твердої” стінки. Ширина кадру 1.4 мм. Знизу схематично показано утворення трьох ударних хвиль [93]

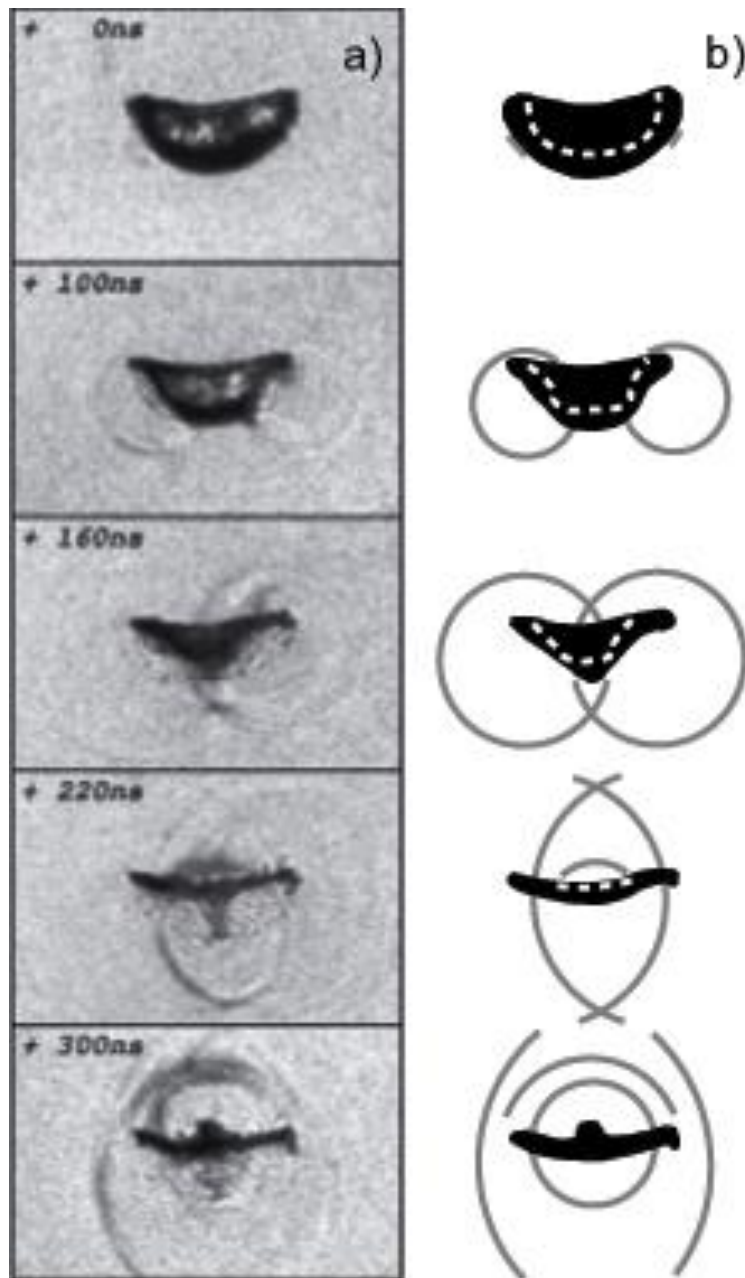


Рисунок 1.18 – Схлопування кавітаційної бульбашки при $\zeta = 2,6$. Розмір кадру 1.3×0.8 мм. $R_{max} = 1.5$ мм [89]. Праворуч схематично показано утворення ударних хвиль

Аналіз динаміки схлопування кавітаційної бульбашки поблизу “твердої” стінки дає можливість пояснити дуже важливий механізм кавітаційної ерозії. Проведені експериментальні дослідження [63, 87, 88, 94] показали, що, незважаючи на достатньо велику швидкість струменя

(до 150 м/с), що виникає в кавітаційній бульбашці, значних руйнувань “твердої” стінки від його дії не спостерігається. У той же час отримані експериментальні підтвердження того, що вигляд руйнованої кавітаційною ерозією “твердої” поверхні відповідає тороїдальній формі бульбашки на останніх стадіях її існування (рис. 1.19) [63].



Рисунок 1.19 – Вид зверху на останні стадії існування бульбашки. Спостерігається утворення ударних хвиль та наслідки кавітаційної ерозії. Швидкість зйомки 1 млн. кадрів за секунду.

Розмір кадру 4.2 x 4.2 мм

На першому кадрі (рис. 1.19) наведено тороїдальний вигляд бульбашки при погляді зверху. На другому кадрі – ударні хвилі в момент руйнування бульбашки. На третьому – наслідки руйнування.

Наслідки кавітаційної ерозії від ста бульбашок, що схлопуються біля алюмінієвої фольги, наведено на рис. 1.20 [63]. Алюмінієву фольгу в експериментах часто використовують для швидкої оцінки ефективності ультразвукової кавітації.

Також експериментально було досліджено важливий для реалізації технологічного процесу ультразвукового очищення деталей випадок захоплення кавітаційної бульбашки в зазорі між “твердими” стінками, товщина якого співставна з діаметром бульбашки. Дані експериментальних досліджень [29, 61] свідчать, що при симетричному відносно стінок розташуванні кавітаційної бульбашки (рис. 1.21)

спостерігається ділення її на дві однакові без утворення струменів, спрямованих до стінок.



Рисунок 1.20 – Тіньова фотографія кавітаційної ерозії алюмінієвої фольги при схлопуванні ста бульбашок

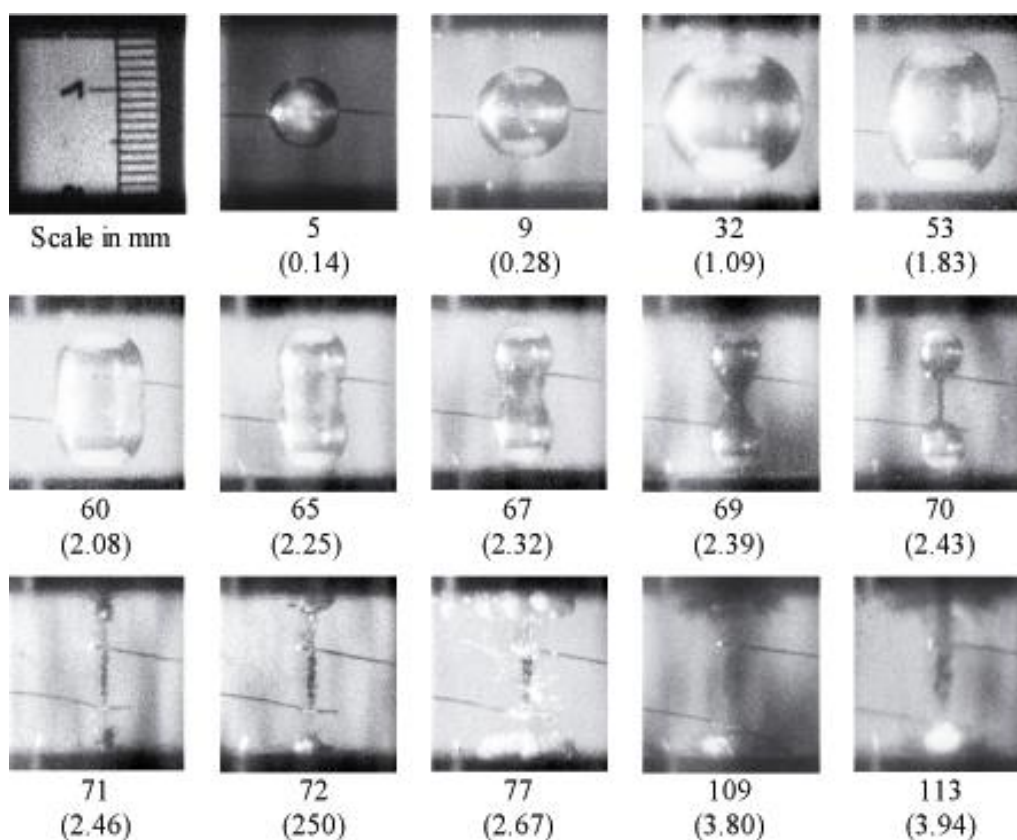


Рисунок 1.21 – Процес схлопування симетрично розташованої в зазорі бульбашки [61]. Ширина зазору 15 мм. $R_{max} = 6,93$ мм. Швидкість зйомки 41000 кадрів за секунду. Знизу наведено номери кадрів та відносний час

Показано, що при такому діленні виникає радіальний кільцевий мікропотік, спрямований паралельно “твердим” поверхням. При несиметричному розташуванні бульбашки ділення відбувається на дві неоднакові бульбашки (рис. 1.22) і вплив буде спостерігатися в основному на ближню стінку.

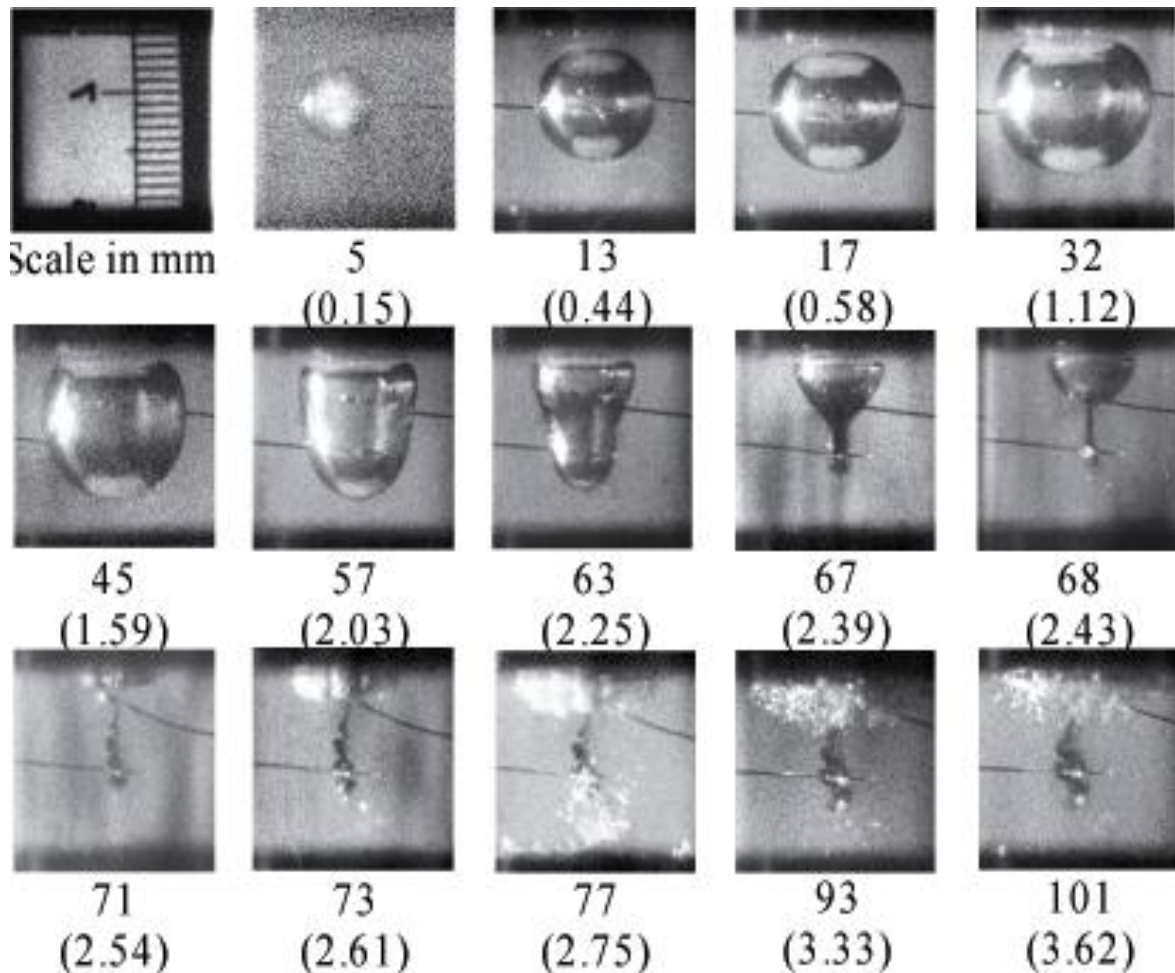


Рисунок 1.22 – Процес схлопування несиметрично розташованої в зазорі бульбашки [61]. Ширина зазору 15 мм. $R_{max} = 6,93$ мм. Швидкість зйомки 41000 кадрів за секунду. Знизу наведено номери кадрів та відносний час

Наведені результати експериментальних досліджень свідчать про достатньо високий рівень обізнаності в питаннях динаміки розвитку кавітаційної бульбашки в реальних умовах технологічних процесів.

Урахування цих відомостей дозволить скоригувати існуючі методики розрахунків, створити нові більш досконалі та забезпечити високу ефективність апаратних засобів для реалізації ультразвукових кавітаційних технологій.

РОЗДІЛ 2. МЕТОДИКА РОЗРАХУНКУ УЛЬТРАЗВУКОВИХ КАВІТАЦІЙНИХ КАМЕР

2.1. Класифікація ультразвукових кавітаторів та кавітаційних камер

Для створення кавітаційної області в технологічному об'ємі використовується прилад – кавітатор. Під ультразвуковим кавітатором ми будемо розуміти сукупність двох складових: пристрій, який служить джерелом енергії, та кавітаційна камера, у якій безпосередньо утворюються і схлопуються кавітаційні бульбашки. Слід відзначити, що вибір типу кавітатора є достатньо складним завданням. Кавітатори мають різні енергетичні характеристики та продуктивність.

2.1.1. Класифікація кавітаторів

Кавітатори можна розділити на дві великі групи, які розділені за способом збудження кавітації (рис.2.1). Перша група – це гідродинамічні кавітатори. У них кавітація виникає за рахунок перепаду тиску, що виникає внаслідок наявності великої різниці відносних швидкостей руху рідини і поверхні перешкоди, яку обтікає рідина, або під час руху об'єкта з великою швидкістю в рідині. У якості приводів при цьому використовуються насоси і т.п. Друга група – це акустичні, зокрема, ультразвукові кавітатори. У них джерелом виникнення кавітації служить зміна в часі тиску в акустичному полі. Поняття «ультразвукові» підкреслює, що акустичне поле змінюється в часі з ультразвуковою частотою, тобто частотою, яка перевищує 18 кГц.

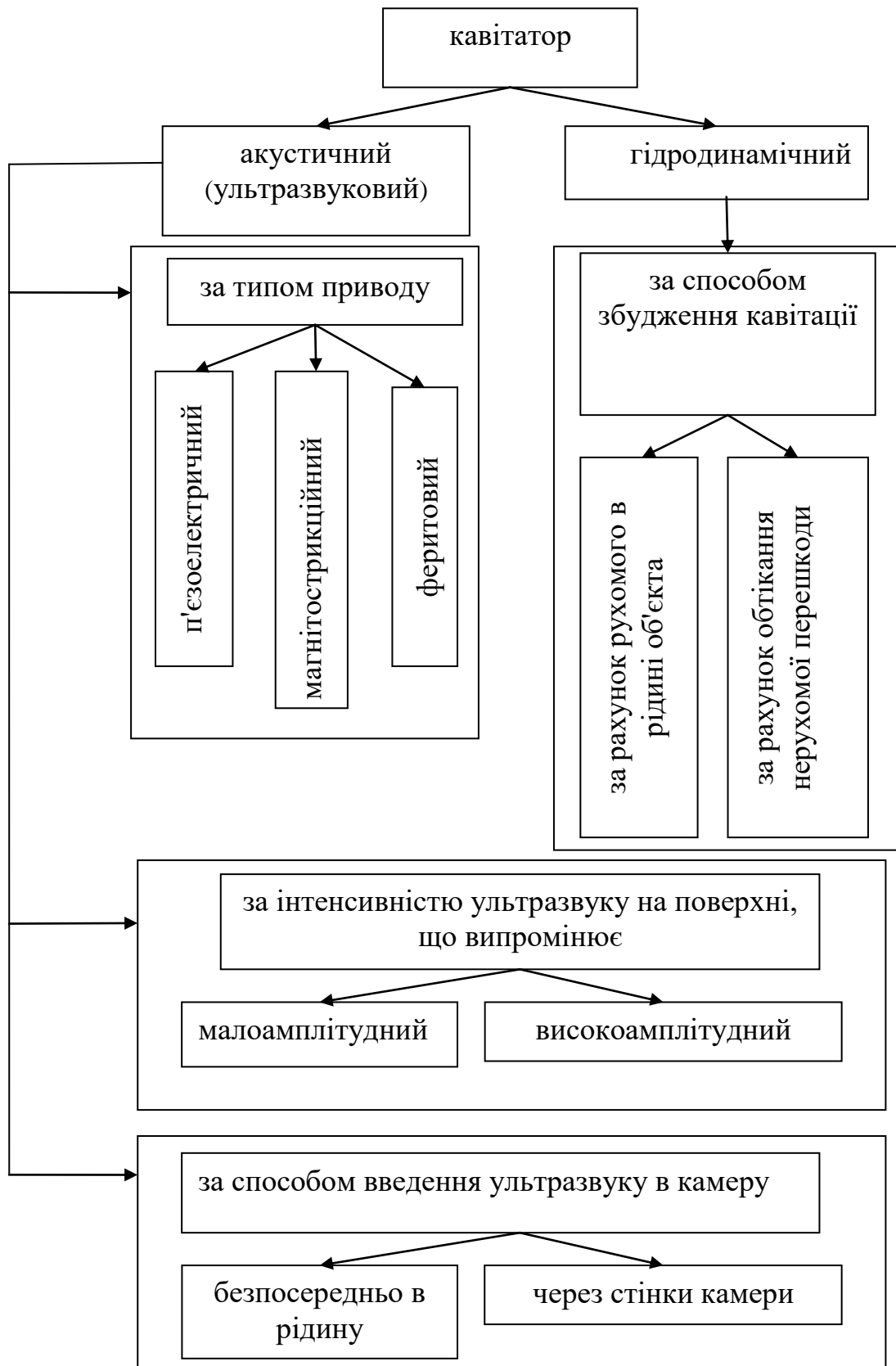


Рисунок 2.1 – Класифікація кавітаторів

Слід зазначити, що існують й інші джерела виникнення кавітації. Наприклад, збудження кавітації за допомогою енергії лазерного променя. Однак, кавітація, яка утворюється цим способом, не може бути віднесена до розвиненої, а отже, практично не має технологічного застосування. Тому всі кавітатори, крім ультразвукових, у цій книзі розглядатися не будуть.

Розглянемо більш детально ультразвукові кавітатори. За кількістю використовуваних приводів кавітатори можна розділити на однопривідні та багатопривідні. За способом перетворення енергії промислової електричної мережі в енергію механічних, а потім акустичних коливань, приводи кавітаторів можна розділити на магнітострикційні, феритові та п'єзокерамічні. Сьогодні п'єзокерамічні приводи практично витіснили феритові, оскільки останні мають низьку механічну міцність, та магнітострикційні, які характеризуються низьким електроакустичним ККД.

За інтенсивністю ультразвуку на випромінюючій робочій поверхні приводу кавітатори можна розділити на кавітатори з малою інтенсивністю ультразвуку (до 5 Вт/см^2), кавітатори із середньою інтенсивністю ультразвуку (від 5 до 20 Вт/см^2) та великою інтенсивністю ультразвуку (понад 20 Вт/см^2). Ультразвук великої і середньої інтенсивності отримують за допомогою акустичних лінз або трансформаторів коливальної швидкості.

Найбільш поширене технологічне застосування мають два перших типи кавітаторів. Тому кавітатори доцільно розділити на дві категорії: високоамплітудні та малоамплітудні. При цьому під високоамплітудними ми будемо розуміти кавітатори, у яких в якості приводів використовуються приводи з трансформаторами коливальної швидкості.

За способом передачі ультразвукових коливань робочої поверхні приводу в технологічний об'єм кавітаційної камери, кавітатори можна розділити на кавітатори з безпосереднім введенням ультразвуку і кавітатори з введенням ультразвуку через стінку кавітаційної камери. При безпосередньому введенні ультразвуку випромінююча поверхня приводу занурюється в рідину.

При введенні ультразвуку через стінку привід закріплюється на зовнішній поверхні стінки кавітаційної камери. До цього ж типу кавітаторів можна віднести кавітатори, у яких стінка є складовою ультразвукового збуджувального приводу, наприклад, трубчасті резонансні кавітатори.

2.1.2. Класифікація ультразвукових кавітаційних камер

Безпосередній вплив ультразвукової кавітації на технологічне середовище відбувається в межах обмеженого об'єму. У випадку, якщо такий об'єм обмежений, наприклад, стінками, то його прийнято називати кавітаційною камерою. Кавітаційна камера є невід'ємною складовою частиною ультразвукового кавітатора.

Вибір конструкції та розмірів кавітаційної камери може визначатися вимогами технологічного процесу, діапазоном робочих частот, властивостями оброблюваної рідини, конструкцією ультразвукового приводу і т.п. Однак, конструкції ультразвукових кавітаційних камер можна класифікувати (рис.2.2), що значно полегшить вибір конструкції під вимоги конкретної технологічної задачі.

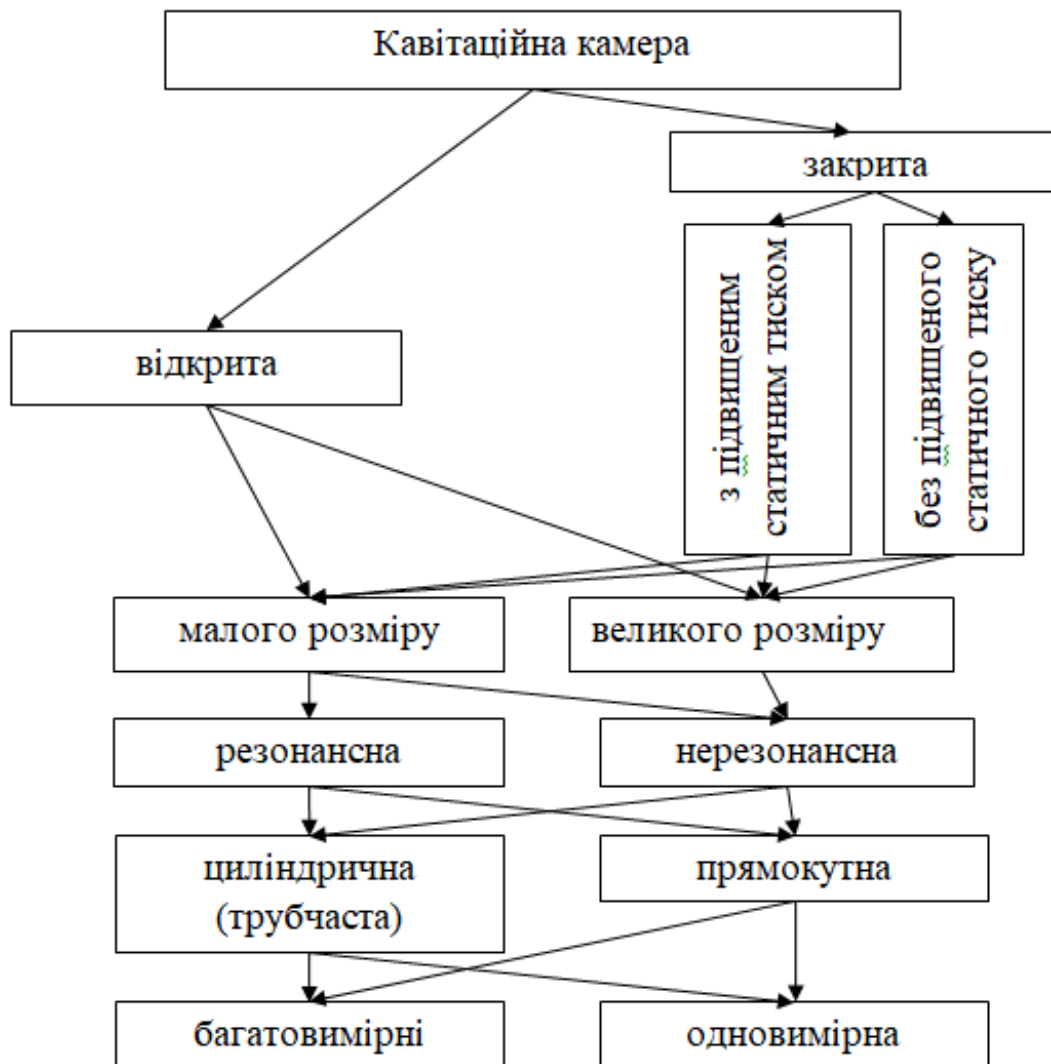


Рисунок 2.2 – Класифікація кавітаційних камер

За співвідношенням геометричних розмірів кавітаційної камери та довжини ультразвукової хвилі в рідині кавітаційні камери можна розділити на камери великого і малого розміру. Під камерою малого розміру слід розуміти камери, розміри яких набагато менші чверті довжини хвилі в рідині, що заповнює внутрішній об'єм камери. У камерах великого розміру хоча б один з геометричних розмірів дорівнює або більший чверті довжини хвилі в рідині. Можна зазначити, що в камерах малого розміру хвильовими процесами можна нехтувати, на відміну від камер великого розміру.

До типових представників ультразвукових пристроїв з кавітаційними камерами малого розміру можна віднести кавітатори для обробки рідини в пробірках та інше обладнання, що призначене для обробки рідин з високою та надвисокою інтенсивністю ультразвуку. Прикладом типових представників камер великого розміру є ультразвукові ванни для чищення деталей різного об'єму (рис.2.3 – рис.2.4).



Рисунок 2.3 – Малогабаритна ультразвукова ванна об'ємом 1 літр

Якщо в об'ємі кавітаційної камери за рахунок підбору геометрії при заданій частоті створені умови для формування стоячої хвилі з пучностями тиску, що забезпечує збільшення інтенсивності кавітаційних явищ, то такі кавітаційні камери можна класифікувати як резонансні. В іншому випадку камера нерезонансна. Типовими

представниками резонансних камер є трубчасті кавітатори. До нерезонансних камер можна віднести ванни для очищення з похилою поверхнею камери або випромінювача. Таким чином, нерезонансні кавітатори використовують для отримання дифузного ультразвукового поля середньої інтенсивності з рівномірно перемішаними вузлами і пучностями акустичного поля, що дозволяє забезпечити рівномірність кавітаційної обробки.



Рисунок 2.4 – Ультразвукова ванна для очищення великогабаритних деталей об'ємом 6 літрів

Резонансні кавітаційні камери можна розділити по геометрії на прямокутні, циліндричні, сферичні і т.п. Відзначимо, що сферичні камери в промисловості не використовуються. Їх основне призначення – отримання ультразвуку надвисокої інтенсивності в дослідницьких цілях. Тому цей вид камер з класифікації був виключений і надалі розглядатися не буде. У свою чергу циліндричні камери можуть бути розділені на одновимірні і багатовимірні залежно від числа ступенів

свободи при коливаннях елементарних об'ємів рідини при ультразвукових коливаннях.

2.2. Математична модель форми кавітаційної області

В ультразвукових кавітаторах джерелом виникнення кавітації є змінний акустичний тиск. Якщо тиск опускається нижче тиску насиченої пари в рідині при даній температурі в фазі розрідження, то в рідині виникає парогазова кавітаційна бульбашка. У фазі стиснення після одного або декількох коливань відбувається її схлопування. У першому наближенні можна вважати, що форма кавітаційної області буде пов'язана з розподілом акустичного тиску у внутрішньому об'ємі кавітаційної камери. Тому задача моделювання форми кавітаційної області буде зводитися до знаходження розподілу звукового тиску у кавітаційній камері.

2.2.1. Зв'язок амплітуди тиску та числа кавітації

Інтенсивність кавітаційних явищ можна охарактеризувати числом кавітації [95]:

$$\chi = \frac{p_0 - p_H}{p_a},$$

де p_0 – статичний тиск, p_H – тиск насиченої пари, p_a – амплітуда звукового тиску в рідині (амплітуда зниження тиску в рідині).

Для ультразвукової кавітації вводиться поняття критичного числа кавітації χ_K , якому відповідає критичний тиск p_K . При цих значеннях настає кавітація.

У випадку гідродинамічної кавітації є більш широке трактування кавітаційного числа і його зв'язку з інтенсивністю кавітаційних явищ [96]. При $\chi \geq 1$ кавітація в рідині відсутня. Величина $\chi \approx 1$ відповідає

кавітаційному режиму роботи. При $\chi \ll 1$ настає режим «суперкавітації».

2.2.2. Потенціал швидкості та характеристики акустичного поля

При моделюванні акустичних полів використовують поняття коливальної швидкості частинок рідини та звукового тиску в рідині. При цьому звуковий тиск є скалярною величиною, а коливальна швидкість – векторною. Значно зручніше користуватися іншою скалярною величиною – потенціалом швидкості Φ . Потенціал швидкості пов'язаний з амплітудою звукового тиску p :

$$p = \rho_0 \frac{\partial \Phi}{\partial t} + const,$$

де ρ_0 – густина рідини, t – час.

Через потенціал швидкості можуть бути знайдені складові вектору коливальної швидкості часток \mathbf{V} :

$$V_x = -\frac{\partial \Phi}{\partial x}, \quad V_y = -\frac{\partial \Phi}{\partial y}, \quad V_z = -\frac{\partial \Phi}{\partial z}.$$

Або

$$\mathbf{V} = -grad\Phi.$$

У випадку гармонійних коливань потенціал швидкості може бути представлений у формі

$$\Phi_\omega = \Phi e^{j\omega t}.$$

де ω – кругова частота.

У такому випадку

$$p = \rho_0 j\omega \Phi_\omega;$$

$$\mathbf{V} = -grad\Phi_\omega.$$

Як бачимо, поняття потенціалу швидкості дозволяє нам вирішувати тільки одне рівняння – для потенціалу швидкості. Відзначимо, що

потенціал швидкості та звуковий тиск прямо пропорційні. Надалі мова буде йти про гармонійні коливання в рідині, тому знак тильда над змінними ми будемо опускати.

2.2.3. Хвильове рівняння та граничні умови

Акустичне поле у внутрішньому об'ємі прямокутної кавітаційної камери може бути описано за допомогою хвильового рівняння для потенціалу швидкості в декартових координатах [97]

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2}, \quad (2.1)$$

де c – швидкість звуку в рідині.

Для циліндричних кавітаційних камер хвильове рівняння зручно записувати в циліндричних координатах (r, φ, z) [97]:

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2}. \quad (2.2)$$

Розглянемо граничні умови при знаходженні акустичного поля у внутрішньому об'ємі кавітатора. Ми будемо вважати, що має місце один з двох ідеалізованих випадків – абсолютно м'яких стінок або абсолютно жорстких стінок.

У випадку абсолютно м'якої стінки амплітуда звукового тиску дорівнює нулю, а отже, дорівнює нулю і потенціал швидкості

$$\Phi = 0. \quad (2.3)$$

У випадку абсолютно жорсткої стінки дорівнює нулю амплітуда коливальної швидкості частинок, а отже, дорівнює нулю похідна потенціалу швидкості за відповідною координатою

$$\frac{\partial \Phi}{\partial x} = 0, \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial y} = 0, \quad (2.5)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} = 0, \quad (2.6)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial r} = 0. \quad (2.7)$$

Такі граничні умови дозволяють знайти часткове рішення хвильового рівняння при заданих граничних умовах, геометричних розмірах кавітаційної камери та реологічних властивостях рідини.

2.2.4. Рішення хвильового рівняння для циліндричних камер

Задачу про акустичне поле в циліндричній кавітаційній камері найзручніше шукати в циліндричних координатах (рис.2.5), вирішуючи рівняння (2.2). Рішення рівняння найзручніше шукати методом Фур'є - розділення змінних. Уявімо потенціал швидкості в такій формі [98]:

$$\Phi(r, \varphi, z, t) = R(r) \cdot \Psi(\varphi) \cdot Z(z) \cdot T(t), \quad (2.8)$$

де $R(r)$ – функція залежить тільки від r , $\Psi(\varphi)$ – функція залежить тільки від φ , $Z(z)$ – функція залежить тільки від z , $T(t)$ – функція залежить тільки від t .

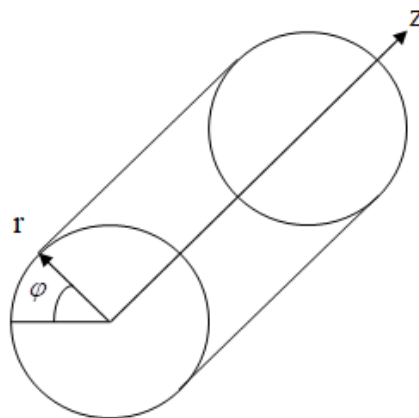


Рисунок 2.5 – Циліндрична кавітаційна камера в циліндричних координатах

Підставивши вираз (2.8) в (2.2) та згрупувавши члени, отримаємо:

$$\left(\frac{1}{R} \frac{\partial^2 R}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{1}{R} \frac{\partial R}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{1}{\Psi} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \varphi^2} \right) + \left(\frac{1}{Z} \frac{\partial^2 Z}{\partial z^2} \right) = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 T}{\partial t^2} \quad (2.9)$$

Дане рівняння буде мати рішення, якщо кожне з доданків, які стоять в дужках, дорівнюватимуть константі:

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 T}{\partial t^2} = -k^2, \quad (2.10)$$

$$\frac{1}{Z} \frac{\partial^2 Z}{\partial z^2} = -k_z^2, \quad (2.11)$$

$$\frac{1}{R} \frac{\partial^2 R}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{1}{R} \frac{\partial R}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{1}{\Psi} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \varphi^2} = -k_r^2. \quad (2.12)$$

Константу k не залежно від індексу часто називають постійною поширення. Підставивши вирази (2.10) – (2.12) в (2.9), отримаємо вираз, який зв'яже між собою постійні поширення по різних координатах:

$$k_z^2 = k^2 - k_r^2 \quad (2.13)$$

Отриманий вираз показує, що постійні поширення по різних координатах взаємопов'язані. Відзначимо, у зв'язку з тим, що постійна поширення пропорційна довжині хвилі, можна сказати, що довжина хвилі в циліндричному кавітаторі завжди менше довжини хвилі порівняно з поширенням звуку у вільному просторі.

Розіб'ємо рівняння (2.12) на два доданки, які стоять у дужках

$$\left(\frac{r^2}{R} \frac{\partial^2 R}{\partial r^2} + \frac{r}{R} \frac{\partial R}{\partial r} - k_r^2 r^2 \right) + \left(\frac{1}{\Psi} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \varphi^2} \right) = 0.$$

За аналогією, прийнявши, що кожний доданок дорівнює константі, отримуємо

$$\frac{1}{\Psi} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \varphi^2} = -m^2, \quad (2.14)$$

$$\frac{1}{R} \left(\frac{\partial^2 R}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial R}{\partial r} \right) - k_r^2 - \frac{m^2}{r^2} = 0. \quad (2.15)$$

Рівняння (2.15) є рівнянням Бесселя, рішення якого має вигляд

$$R(r) = AJ_m(k_r r) + A'N_m(k_r r),$$

де A, A' – константи, J_m – функція Бесселя порядку m , N_m – функція Неймана порядку m .

Функцію Неймана з рішення потрібно виключити, оскільки при нульовому значенні аргументу вона прагне до $-\infty$, що суперечить фізичному змісту. Виходячи з цього, рішення рівняння (2.15) має вигляд

$$R(r) = AJ_m(k_r r). \quad (2.16)$$

Рішенням рівняння (2.14) є комбінація гармонійних функцій. У разі, якщо стінки кавітаційної камери роблять радіальні коливання, задача стає симетричною і не залежить від φ . Виходячи з цього, можна записати рішення рівняння (2.14) у вигляді

$$\Psi(\varphi) = \cos(m\varphi). \quad (2.17)$$

Рішенням рівняння (2.11) є комбінація експоненціальних функцій, кожна з яких відповідає прямій і відбитій хвилі:

$$Z(z) = Be^{jk_z z} + Ce^{-jk_z z}, \quad (2.18)$$

де B, C – постійні.

Підставивши (2.16), (2.17), (2.18) в (2.8) й опустивши множник, який відповідає за час, отримуємо

$$\Phi(r, \varphi, z) = A_m J_m(k_r r) \cos(m\varphi) (Be^{jk_z z} + Ce^{-jk_z z}).$$

Співвідношення між постійними поширення будемо шукати з граничних умов. Якщо прийняти, що стінки кавітаційної камери є абсолютно жорсткими, то похідна потенціалу швидкості на стінці кавітаційної камери радіуса a дорівнює 0 виходячи з (2.7):

$$\frac{\partial}{\partial r} J_m(k_r r) = 0, \quad \text{якщо } r = a.$$

Скориставшись співвідношенням, можна записати:

$$\frac{\partial}{\partial r} J_m(k_r r) = \frac{1}{2} J_{m-1}(k_r r) - \frac{1}{2} J_{m+1}(k_r r). \quad (2.19)$$

П'ять коренів, знайдених за виразом (2.19), наведені в таблиці 2.1.

Таблиця 2.1 – Нулі похідної функції Бесселя

Порядок функції, m	Номер рішення, i				
	1	2	3	4	5
0	0	3,8317	7,0156	10,1735	13,3237
1	1,8412	5,3314	8,5363	11,7060	14,8636
2	3,0542	6,7061	9,9695	13,1704	16,3475
3	4,2012	8,0152	11,3459	14,5858	17,7887
4	5,3175	9,2824	12,6819	15,9641	19,1960
5	6,4156	10,5199	13,9872	17,3128	20,5755
6	7,5013	11,7349	15,2682	18,6374	21,9317
7	8,5778	12,9324	16,5293	19,9419	23,2681
8	9,6474	14,1155	17,774	21,229	24,5872

2.2.5. Рішення хвильового рівняння для прямокутних камер

Рішення хвильового рівняння (2.7) для прямокутних камер будемо шукати в декартових координатах (рис.2.6) методом Фур'є. Нехай потенціал швидкості є добутком функцій, кожна з яких залежить тільки від однієї координати:

$$\Phi(x, y, z, t) = X(x)Y(y)Z(z)T(t), \quad (2.20)$$

де $X(x)$ – залежить тільки від x , $Y(y)$ – залежить тільки від y , $Z(z)$ – залежить тільки від z , $T(t)$ – залежить тільки від t .

Підставивши (2.20) в (2.1), отримуємо:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 X(x)}{\partial x^2} Y(y) Z(z) T(t) + \frac{\partial^2 Y(y)}{\partial y^2} X(x) Z(z) T(t) + \frac{\partial^2 Z(z)}{\partial z^2} X(x) Y(y) T(t) = \\ = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 T(t)}{\partial t^2} X(x) Y(y) Z(z). \end{aligned}$$

Розділивши отриманий вираз на (2.20) отримуємо

$$\frac{1}{X(x)} \frac{\partial^2 X(x)}{\partial x^2} + \frac{1}{Y(y)} \frac{\partial^2 Y(y)}{\partial y^2} + \frac{1}{Z(z)} \frac{\partial^2 Z(z)}{\partial z^2} = \frac{1}{c^2} \frac{1}{T(t)} \frac{\partial^2 T(t)}{\partial t^2}.$$

Рівняння матиме рішення, якщо кожен з доданків дорівнюватиме константі:

$$\frac{1}{X(x)} \frac{\partial^2 X(x)}{\partial x^2} = -k_x^2; \quad (2.21)$$

$$\frac{1}{Y(y)} \frac{\partial^2 Y(y)}{\partial y^2} = -k_y^2; \quad (2.22)$$

$$\frac{1}{Z(z)} \frac{\partial^2 Z(z)}{\partial z^2} = -k_z^2; \quad (2.23)$$

$$\frac{1}{c^2} \frac{1}{T(t)} \frac{\partial^2 T(t)}{\partial t^2} = -k^2. \quad (2.24)$$

У результаті постійні поширення будуть пов'язані рівнянням

$$k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = k^2. \quad (2.25)$$

Відзначимо, що постійні поширення по кожній з координат будуть менші (еквівалентно: довжина хвилі за відповідною координатою більша) порівняно з випадком поширення хвилі у вільному просторі.

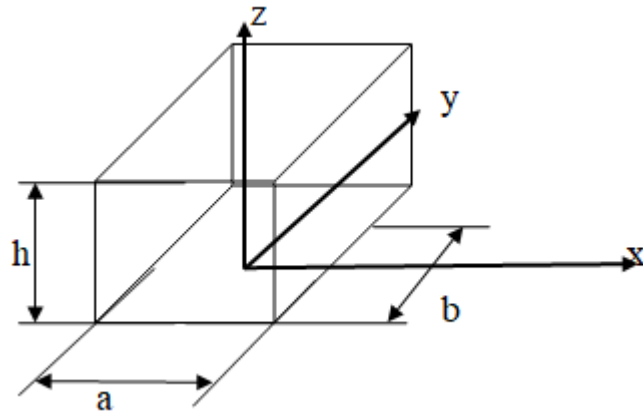


Рисунок 2.6 – Прямокутна кавітаційна камера в декартових координатах

Рішення для кожної з функцій (2.21) – (2.23) будемо шукати у вигляді:

$$X(x) = A_x \sin(k_x x) + B_x \cos(k_x x); \quad (2.26)$$

$$Y(y) = A_y \sin(k_y y) + B_y \cos(k_y y); \quad (2.27)$$

$$Z(z) = A_z \sin(k_z z) + B_z \cos(k_z z).$$

Рішення для (2.24) будемо шукати у вигляді:

$$T(t) = \sin(\omega t), \quad (2.28)$$

де ω – кругова частота, пов'язана з k із (2.10) як $k = \frac{\omega}{c}$.

Випадку абсолютно жорсткої стінки відповідають граничні умови (2.4) – (2.6), а випадку абсолютно м'якої стінки – (2.3). Найбільш часто на практиці зустрічається випадок, коли одна стінка прямокутної кавітаційної камери м'яка, а решта жорсткі. Найбільш типовим прикладом є ультразвукова ванна для очищення. Нехай м'якою буде верхня стінка, яка лежить в площині XOY. Тоді граничні умови набудуть вигляду:

$$\frac{\partial Z(z)}{\partial z} = 0, \quad \text{якщо } z = 0; \quad (2.29)$$

$$\frac{\partial Z(z)}{\partial z} = 0, \quad \text{якщо } z = h. \quad (2.30)$$

Підставивши (2.29) в (2.21), отримаємо

$$\frac{\partial Z(0)}{\partial z} = A_z \cos(k_z 0) - B_z \sin(k_z 0).$$

Прирівнюючи отриманий вираз 0, матимемо

$$A_z = 0 \quad (2.31)$$

Підставивши (2.30) в (2.21), з урахуванням (2.31), отримаємо

$$B_z \cos(k_z h) = 0.$$

Звідки

$$k_z = \frac{\pi}{2h} + \frac{\pi n}{2h}, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (2.32)$$

У результаті підстановки (2.32) в (2.21) з урахуванням (2.31), отримаємо:

$$Z(z) = B_z \cos\left(\left(\frac{\pi}{2h} + \frac{\pi n}{2h}\right)z\right). \quad (2.33)$$

Для стінок в площині ХОУ у випадку абсолютно жорстких стінок з граничної умови (2.4) отримаємо

$$\frac{\partial X(x)}{\partial x} = 0, \quad \text{якщо } x = -\frac{a}{2}; \quad (2.34)$$

$$\frac{\partial X(x)}{\partial x} = 0, \quad \text{якщо } x = \frac{a}{2}. \quad (2.35)$$

Підстановка (2.34) і (2.35) в (2.26) призведе до системи рівнянь:

$$\begin{cases} A_x \cos\left(k_x \frac{a}{2}\right) + B_x \sin\left(k_x \frac{a}{2}\right) = 0; \\ A_x \cos\left(k_x \frac{a}{2}\right) - B_x \sin\left(k_x \frac{a}{2}\right) = 0. \end{cases}$$

Звідки

$$B_x = 0,$$
$$A_x \cos\left(k_x \frac{a}{2}\right) = 0.$$

У результаті отримаємо

$$k_x = \frac{\pi}{a} + \frac{\pi \cdot m}{a}, \quad m = 0, 1, 2, \dots$$

У результаті підстановки отриманого виразу в (2.26) маємо

$$X(x) = A_x \cos\left(\left(\frac{\pi}{a} + \frac{\pi m}{a}\right)x\right). \quad (2.36)$$

За аналогією, у разі абсолютно жорстких стінок в площині ZOX, граничні умови (2.5) набудуть вигляду

$$\frac{\partial Y(y)}{\partial y} = 0, \quad \text{якщо} \quad y = -\frac{b}{2}; \quad (2.37)$$

$$\frac{\partial Y(y)}{\partial y} = 0, \quad \text{якщо} \quad y = \frac{b}{2}; \quad (2.38)$$

Підставивши (2.37) і (2.38) в (2.27), отримуємо систему рівнянь

$$\begin{cases} A_y \cos\left(k_y \frac{b}{2}\right) + B_y \sin\left(k_y \frac{a}{2}\right) = 0; \\ A_y \cos\left(k_y \frac{b}{2}\right) - B_y \sin\left(k_y \frac{b}{2}\right) = 0. \end{cases}$$

Вирішуючи систему, отримаємо

$$B_y = 0,$$
$$A_y \cos\left(k_y \frac{b}{2}\right) = 0.$$

У результаті

$$k_y = \frac{\pi}{b} + \frac{\pi l}{b}, \quad l = 0, 1, 2, \dots \quad (2.39)$$

Підстановка (2.39) в (2.27) дає вираз:

$$Y(y) = A_y \cos\left(\left(\frac{\pi}{b} + \frac{\pi l}{b}\right)y\right).$$

У результаті підстановки (2.28), (2.33), (2.36) й отриманого виразу в (2.20), матимемо:

$$\begin{aligned} \Phi(x, y, z, t) = & A_x A_y B_z \cos\left(\left(\frac{\pi}{a} + \frac{\pi m}{a}\right)x\right) \cos\left(\left(\frac{\pi}{b} + \frac{\pi l}{b}\right)y\right) \times \\ & \times \cos\left(\left(\frac{\pi}{2h} + \frac{\pi n}{2h}\right)z\right) \sin(\omega t). \end{aligned}$$

Підстановка (2.32), (2.35) і (2.39) в (2.25) з урахуванням того, що $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, де λ – довжина хвилі у вільному просторі, отримаємо

$$\frac{(1+m)^2}{a^2} + \frac{(1+l)^2}{b^2} + \frac{(1+n)^2}{(2h)^2} = \frac{4}{\lambda^2}. \quad (2.40)$$

Звідки для найнижчої моди власних коливань (всі цілочисельні постійні дорівнюють нулю) отримаємо:

$$\frac{1}{a^2} + \frac{1}{b^2} + \frac{1}{(2 \cdot h)^2} = \frac{4}{\lambda^2}.$$

Після перетворень отримаємо

$$\lambda = \frac{4abh}{\sqrt{a^2b^2 + b^2(2h)^2 + a^2(2h)^2}}. \quad (2.41)$$

Отриманий вираз дозволяє за відомою довжиною хвилі в рідині знайти мінімальні геометричні розміри прямокутної кавітаційної камери, яка працює в резонансному режимі.

2.2.6. Рішення хвильового рівняння для одновимірних циліндричних кавітаційних камер

Співвідношення (2.19) дозволяє знайти хвильові числа для циліндричних кавітаційних камер, у яких поздовжній і поперечний

розміри дорівнюють або перевершують довжину хвилі в рідині. При цьому хвильові числа k_r і k_z взаємопов'язані між собою.

Оцінимо мінімальний розмір внутрішнього радіусу кавітатора, який відповідає першому поперечному резонансу в кавітаторі (з найменшою частотою згідно табл. 2.1). Він відповідатиме максимально можливому радіусу, при якому в кавітаторі буде поширюватися плоска хвиля.

$$k_r a_{\max} = 1,8412. \quad (2.42)$$

Після підстановки (2.42) в (2.13) і прирівнюючи $k_z = 0$, отримуємо

$$a_{\max} = \frac{1,8412}{k}. \quad (2.43)$$

З урахуванням того, що

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi f}{c}, \quad (2.44)$$

де λ – довжина хвилі в рідині у вільному просторі, f – частота, c – швидкість звуку в рідині у вільному просторі.

Підставляючи (2.44) в (2.43), отримуємо

$$2a_{\max} = 0,586\lambda; \quad (2.45)$$

$$2a_{\max} = 0,586 \frac{c}{f}; \quad (2.46)$$

$$f = 0,293 \frac{c}{a_{\max}} = \frac{0,586c}{(2a_{\max})}. \quad (2.47)$$

Вирази (2.45) і (2.46) дозволяють розрахувати максимальний діаметр кавітатора, при якому буде мати місце плоский фронт хвилі. Або ж якщо діаметр кавітаційної камери менший максимального, то в камері будуть поширюватися хвилі тільки уздовж поздовжньої осі z і їх фронт можна вважати плоским. Вираз (2.47) дозволяє розрахувати максимальну робочу частоту кавітатора при заданому діаметрі

кавітаційної камери, коли фронт хвилі можна вважати плоским, а відповідно, будуть поширюватися хвилі тільки уздовж поздовжньої осі z .

Розглянемо рішення хвильового рівняння (2.9) для одновимірного випадку. Фронт хвилі для кавітаційної камери (рис.2.5) будемо вважати плоским, а потенціал швидкості залежать тільки від часу і координати:

$$\frac{1}{Z} \frac{\partial^2 Z}{\partial z^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 T}{\partial t^2}. \quad (2.48)$$

Рішення рівняння будемо шукати у вигляді

$$\Phi(z, t) = (A \sin(kz) + B \cos(kz)) \sin(\omega t),$$

де A, B – постійні інтегрування.

Опускаючи множник $\sin(\omega t)$, одержимо

$$\Phi(z, t) = A \sin(kz) + B \cos(kz). \quad (2.49)$$

Постійні інтегрування будемо шукати, виходячи з граничних умов (2.3) для кавітаційної камери, закритої м'якою кришкою, і (2.6) для кавітаційної камери, яка закрита жорсткою кришкою. З практичної точки зору найбільший інтерес представляє випадок, коли камера закрита двома жорсткими кришками (замкнута камера), і випадок, коли одна кришка жорстка, а друга м'яка (відкрита камера).

Розглянемо замкнуту камеру довжиною l . Граничні умови (2.6) на стінках камери набувають вигляду

$$\frac{\partial \Phi(z)}{\partial z} = 0, \quad \text{якщо } z = 0;$$

$$\frac{\partial \Phi(z)}{\partial z} = 0, \quad \text{якщо } z = l.$$

Підставляючи граничні умови в (2.49), отримаємо:

$$\begin{cases} Ak \cos(k0) - Bk \sin(k0) = 0; \\ Ak \cos(kl) - Bk \sin(kl) = 0. \end{cases}$$

Вирішуючи систему рівнянь, отримуємо:

$$A = 0;$$

$$l = \frac{\pi n}{k}, \quad n = 0, 1, 2, \dots$$

З урахуванням (2.44) можна записати:

$$l = \frac{\lambda}{2} n, \quad n = 0, 1, 2, \dots$$

Резонансна довжина кавітаційної камери повинна бути кратна цілому числу півхвиль. Рішення (2.49) набуде вигляду

$$\Phi(z) = B \cos(kz).$$

Розглянемо випадок відкритої кавітаційної камери. Нехай жорстка кришка розташована в площині з нульовими координатами. Граничні умови матимуть вигляд

$$\frac{\partial \Phi(z)}{\partial z} = 0, \quad \exists z = 0;$$

$$\Phi(z) = 0, \quad \exists z = l.$$

Підставивши граничні умови в (2.49), отримуємо систему рівнянь

$$\begin{cases} Ak \cos(k0) - Bk \sin(k0) = 0; \\ A \sin(kl) + Bk \cos(kl) = 0. \end{cases}$$

Вирішуючи систему рівнянь, отримуємо:

$$A = 0;$$

$$l = \frac{\pi(2n+1)}{2k}, \quad n = 0, 1, 2, \dots$$

З урахуванням (2.44) можна записати:

$$l = \frac{\lambda}{4} (2n+1), \quad n = 0, 1, 2, \dots$$

Резонансна довжина відкритої кавітаційної камери повинна бути кратна непарному числу чвертей довжини хвилі.

2.2.7. Рішення хвильового рівняння для одновимірних циліндричних кавітаційних камер складної конфігурації

З (2.48) видно, що одновимірна кавітаційна камера поводить себе подібно відрізку довгої лінії. Виходячи з цього, можна запропонувати конструкцію одновимірної кавітаційної камери, у якій за рахунок зміни перерізу камери уздовж осі z можна істотно впливати на значення потенціалу швидкості порівняно з одновимірними кавітаційними камерами постійного перерізу. За аналогією з ультразвуковими трансформаторами швидкості будемо називати такі конструкції трансформаторами тиску (потенціал швидкості пропорційний величині звукового тиску). З технологічної точки зору особливий інтерес представляють ступінчасті і конічні трансформатори тиску. Решта типів трансформаторів тиску, наприклад, експоненціальні, ампульні і т.п. занадто складні у виготовленні.

2.2.7.1. Кавітаційна камера у вигляді ступінчастого трансформатора тиску

Розглянемо кавітаційну камеру у вигляді ступінчастого трансформатора тиску (рис.2.7), який складається з двох циліндричних камер постійного перетину з площами S_1 і S_2 , закритих абсолютно жорсткими кришками. Нехай загальна довжина системи дорівнює l , а циліндричні камери з'єднуються в точці з координатою ml ($0 \leq m \leq 1$).

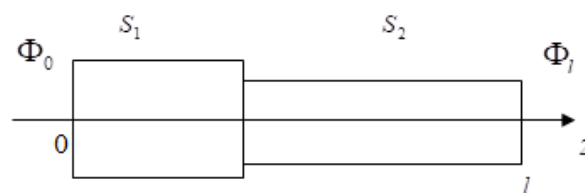


Рисунок 2.7 – Розрахункова схема складеного ступінчастого трансформатора тиску

До вже відомих граничних умов для абсолютно м'якої і абсолютно жорсткої стінок додаємо ще одну граничну умову на місці стику двох циліндричних камер різного перетину. У місці стику має виконуватися рівність тисків (потенціалів швидкості) і об'ємних швидкостей (добуток похідної по координаті потенціалу швидкості на площу поперечного перерізу циліндра):

$$\Phi(z + \varepsilon) = \Phi(z - \varepsilon), \quad (2.50)$$

$$S_1 \frac{\partial \Phi(z - \varepsilon)}{\partial z} = S_2 \frac{\partial \Phi(z - \varepsilon)}{\partial z}. \quad (2.51)$$

Для зручності запису позначимо

$$N = \frac{S_1}{S_2}.$$

Для складових частин трансформатора тиску хвильове рівняння має такий же вигляд, як і для стержня постійного перетину (2.48):

$$\frac{\partial^2 \Phi(z)}{\partial z^2} + k^2 \Phi(z) = 0.$$

Рішення рівняння будемо шукати у вигляді

$$\begin{cases} \Phi(z) = A \sin(kz) + B \cos(kz), & 0 \leq z \leq ml; \\ \Phi(z) = C \sin(kz) + D \cos(kz), & ml \leq z \leq l, \end{cases} \quad (2.52)$$

де A, B, C, D – постійні інтегрування, які визначаються з граничних умов.

У випадку ненавантаженого трансформатора тиску граничні умови мають вигляд (2.6):

$$\begin{cases} \Phi(0) = \Phi_0, \\ \Phi(l) = \Phi_l, \\ \frac{\partial \Phi(0)}{\partial z} = 0, \\ \frac{\partial \Phi(l)}{\partial z} = 0. \end{cases}$$

Знайдемо похідні для амплітуди коливань по координаті

$$\begin{cases} \frac{\partial \Phi(z)}{\partial z} = Ak \cos(kz) - Bk \sin(kz), & 0 \leq z \leq ml; \\ \frac{\partial \Phi(z)}{\partial z} = Ck \cos(kz) - Dk \sin(kz), & ml \leq z \leq l. \end{cases} \quad (2.53)$$

Підстановка граничних умов (2.51) у перше рівняння (2.52) приводить до системи

$$\begin{cases} \Phi_0 = A \sin(k0) + B \cos(k0), \\ 0 = Ak \cos(k0) - Bk \sin(k0). \end{cases}$$

Вирішуючи систему відносно постійних інтегрування, отримаємо:

$$A = 0,$$

$$B = \Phi_0.$$

Підстановка граничних умов (2.51) у друге рівняння (2.52) дає систему

$$\begin{cases} \Phi_l = C \sin(kl) + D \cos(kl), \\ 0 = Ck \cos(kl) - Dk \sin(kl). \end{cases}$$

Вирішуючи систему відносно постійних інтегрування, отримаємо:

$$C = \Phi_l \sin(kl),$$

$$D = \Phi_l \cos(kl).$$

У результаті для розподілу амплітуди уздовж осі стрижня отримаємо:

$$\begin{cases} \Phi(z) = \Phi_0 \cos(kz), & 0 \leq z \leq ml; \\ \Phi(z) = \Phi_l \sin(kl) \sin(kz) + \Phi_l \cos(kl) \cos(kz), & ml \leq z \leq l. \end{cases} \quad (2.54)$$

У результаті підстановки (2.50) і (2.51) в (2.54) і (2.53) отримуємо систему з двох рівнянь:

$$\begin{cases} \Phi_0 \cos(kml) = \Phi_l \sin(kl) \sin(kml) + \Phi_l \cos(kl) \cos(kml), \\ -\Phi_0 S_1 \sin(kml) = S_2 (\Phi_l \sin(kl) \cos(kml) - \Phi_l \cos(kl) \sin(kml)). \end{cases}$$

Після приведення подібних, отримаємо:

$$\begin{cases} \frac{\Phi_0}{\Phi_1} \cos(kml) = \sin(kl) \sin(kml) + \cos(kl) \cos(kml), \\ -\frac{\Phi_0}{\Phi_1} \frac{S_1}{S_2} \sin(kml) = \sin(kl) \cos(kml) - \cos(kl) \sin(kml). \end{cases}$$

Після перетворень, отримаємо:

$$\begin{cases} \frac{\Phi_0}{\Phi_1} \cos(kml) = \cos(kl - kml), \\ -\frac{\Phi_0}{\Phi_1} \frac{S_1}{S_2} \sin(kml) = \sin(kl - kml). \end{cases}$$

Після перетворення отримаємо вираз у вигляді:

$$\begin{cases} \frac{\Phi_0}{\Phi_1} \cos(kml) = \cos((1 - m)kl), \\ -\frac{\Phi_0}{\Phi_1} \frac{S_1}{S_2} \sin(kml) = \sin((1 - m)kl). \end{cases}$$

Розділивши друге рівняння на перше, отримаємо:

$$-\frac{S_1}{S_2} \operatorname{tg}(kml) = \operatorname{tg}((1 - m)kl).$$

Після підстановки отримаємо:

$$N = -\frac{\operatorname{tg}((1 - m)kl)}{\operatorname{tg}(kml)}. \quad (2.55)$$

Виходячи з отриманого виразу, задавшись відношенням площ N і коефіцієнтом асиметрії m , можна знайти довжину концентратора. Як бачимо, у загальному випадку l і m залежать від співвідношення N площ складових стрижнів концентратора. Однак можна знайти такі l і m , для яких виконується умова

$$\operatorname{tg}(kml) = \operatorname{tg}((1 - m)kl) = 0.$$

Дана умова виконується при $m = 0,5$ і $kl = \pi$. Така система складається з двох відрізків труб, довжина кожної з яких дорівнює

непарному числу $\lambda / 4$ (чвертей довжини хвилі). Слід зазначити, що загальна довжина трансформатора тиску буде кратна цілому числу половин довжини хвилі $\lambda / 2$.

У загальному випадку, коефіцієнт посилення концентратора дорівнює:

$$M = -N \frac{\sin(kml)}{\sin((1-m)kl)}. \quad (2.56)$$

Чітко видно, що в разі симетричного трансформатора тиску

$$M = N.$$

Можна отримати і дещо інший вираз для коефіцієнта посилення:

$$M = \frac{\cos(kml)}{\cos((1-m)kl)}. \quad (2.57)$$

2.2.7.2. Кавітаційна камера у вигляді конічного трансформатора тиску

Рівняння для конічного трансформатора тиску (рис.2.8) буде мати вигляд рівняння Вебстера

$$\frac{\partial^2 \Phi(z)}{\partial z^2} + \frac{1}{S(z)} \frac{\partial S(z)}{\partial z} \frac{\partial \Phi(z)}{\partial z} + k^2 \Phi(z) = 0. \quad (2.58)$$

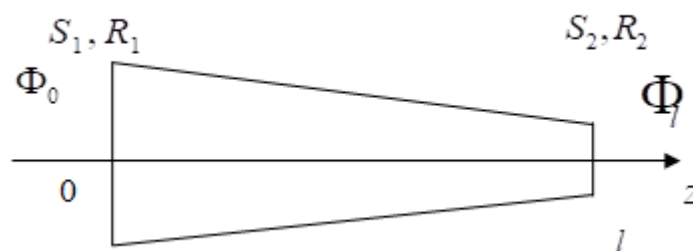


Рисунок 2.8 – Розрахункова схема конічного трансформатора тиску

У випадку, якщо трансформатор закритий абсолютно жорсткими стінками, граничні умови на його торцях матимуть вигляд (2.6):

$$\begin{aligned}\Phi(0) &= \Phi_0, \\ \Phi(l) &= \Phi_l, \\ \frac{\partial\Phi(0)}{\partial z} &= 0,\end{aligned}\tag{2.59}$$

$$\frac{\partial\Phi(l)}{\partial z} = 0.\tag{2.60}$$

Закон зміни площі поперечного перерізу кінцевого трансформатора тиску може бути записаний у вигляді

$$S(z) = S_1(1 - \alpha z)^2,\tag{2.61}$$

$$\alpha = \frac{R_1 - R_2}{R_1 l}.\tag{2.62}$$

Після підстановки (2.61) з урахуванням (2.62) в (2.58) отримуємо:

$$\frac{\partial^2\Phi(z)}{\partial z^2} + \frac{2}{z - \frac{1}{\alpha}} \frac{\partial\Phi(z)}{\partial z} + k^2\Phi(z) = 0.$$

Рішення рівняння будемо шукати у вигляді

$$\Phi(z) = \left[\frac{1}{z - \frac{1}{\alpha}} \right] (A \cos(kz) + B \sin(kz)),\tag{2.63}$$

де A, B – постійні, які знаходяться з граничних умов.

Підстановка граничних умов (2.59) і (2.60) в (2.63) приводить до співвідношень:

$$B = A \left[\frac{k(1 - \alpha k) \sin(kz) - \alpha \cos(kl)}{k(1 - \alpha k) \cos(kz) + \alpha \sin(kl)} \right],$$

$$B = -A \frac{\alpha}{k}.$$

У результаті отримуємо:

$$-\frac{\alpha}{k} = A \frac{k(1-\alpha k)\sin(kz) - \alpha \cos(kl)}{k(1-\alpha k)\cos(kz) + \alpha \sin(kl)}.$$

Увівши позначення $N = \frac{R_1}{R_2}$, після перетворень отримаємо :

$$\operatorname{tg}(kl) = \frac{kl}{\frac{(kl)^2 N}{(1-N)^2} + 1}. \quad (2.64)$$

Отриманий трансцендентний вираз дозволяє розрахувати довжину трансформатора тиску при заданій робочій частоті, швидкості звуку в рідині і радіусах торців трансформатора тиску.

Розподіл потенціалу швидкості по довжині трансформатора тиску буде описуватися виразом

$$\Phi(z) = \frac{\Phi_0}{1-\alpha z} \left(\cos(kz) - \frac{\alpha}{k} \sin(kz) \right). \quad (2.65)$$

Коефіцієнт відношення величин потенціалу швидкості на торцях трансформатора тиску (коефіцієнт збільшення тиску) може бути знайдений як

$$M = \left| \frac{\Phi_l}{\Phi_0} \right| = \left| N \left(\cos(kl) - \frac{N-1}{Nkl} \sin(kl) \right) \right|. \quad (2.66)$$

2.3. Математичне моделювання форми кавітаційної області

Як було зазначено вище, задача з моделювання форми кавітаційної області у внутрішньому об'ємі кавітатора може бути зведена до задачі моделювання розподілу звукового тиску. Можна стверджувати, що на розподіл звукового тиску буде впливати форма кавітаційної камери, робоча частота, акустичні параметри технологічної рідини та спосіб уведення в технологічну рідину збуджуючих коливань.

2.3.1. Математичне моделювання форми кавітаційної області в циліндричних кавітаційних камерах

Збудження ультразвукових коливань в технологічній рідині, яка заповнює внутрішній простір циліндричної кавітаційної камери, здійснюється безпосередньо стінками кавітаційної камери. Частота ультразвукових коливань у рідині буде збігатися з частотою коливань стінок. При цьому на перше місце виходить розділ амплітуди коливань на поверхні стінок кавітаційної камери. Ми розглянемо тільки два типи коливань – радіальні та радіально-згинні.

2.3.1.1. Математичне моделювання форми кавітаційної області для радіальних коливань стінок циліндричної кавітаційної камери

Кавітаційна камера, яка здійснює радіальні коливання, може бути представлена у вигляді еквівалентного тонкого кільця. Згідно з [99] частота власних коливань тонкостінного кільця визначається залежністю

$$f = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{E}{\rho_m a_{cp}^2}} \sqrt{1+n^2}, \quad n = 0, 1, 2, \dots, \quad (2.67)$$

де E – модуль Юнга матеріалу кільця, ρ_m – густина матеріалу кільця, a_{cp} – середній радіус кільця.

Цей вираз зручно перетворити до вигляду

$$f = \frac{c_m}{2\pi a_{cp}} \sqrt{1+n^2}, \quad (2.68)$$

де c_m – швидкість звуку для поздовжніх коливань матеріалу кільця.

Слід зазначити, що вирази (2.67) і (2.68) не враховують вплив рідини, яка заповнює кільце. У зв'язку з цим можна очікувати деяку

відмінність експериментальних і розрахункових значень резонансної частоти кільця.

Аналіз найбільш уживаних матеріалів для виготовлення трубчастих кавітаторів (табл.2.2) показує, що швидкість звуку в матеріалі кільця трубчастого кавітатора можна з достатньою інженерною точністю приймати рівною 5000 м/с.

Таблиця 2.2 – Параметри матеріалів кільця

Матеріал кільця	Модуль Юнга, Гпа (E)	Густина, кг/м ³ (ρ_m)	Швидкість звуку, м/с (c_m)
Д16Т	69	2780	4982
Титан ВТ-1	112	4505	4986
12Х18Н9Т	202,4	7960	5037
Скло кварцове	70	2210	5628

Побудовані за (2.67) залежності резонансної частоти від середнього радіуса трубчастого кавітатора (рис.2.9 – рис.2.12) показують, що для збудження радіальних коливань в стінках трубчастого кавітатора підходять практично всі найбільш вживані з технологічної точки зору труби. При цьому вони можуть бути збуджені на вищих модах для роботи в ультразвуковому діапазоні.

Розглянемо розподіл потенціалу швидкості для поперечних коливань стінок в трубчастому кавітаторі. Згідно з (2.13), необхідною умовою поперечного резонансу є рівність нулю постійної поширення уздовж осі кавітатора:

$$k^2 - k_r^2 = 0.$$

З урахуванням того, що

$$k_r = \frac{\text{root}_{m,i}}{a_{cp}},$$

де $root_{m,i}$ – i -ий розв'язок рівняння (2.26) з таблиці 2.1, отримуємо:

$$\Phi(r, \varphi) = A_m J_0(k_r r). \quad (2.69)$$

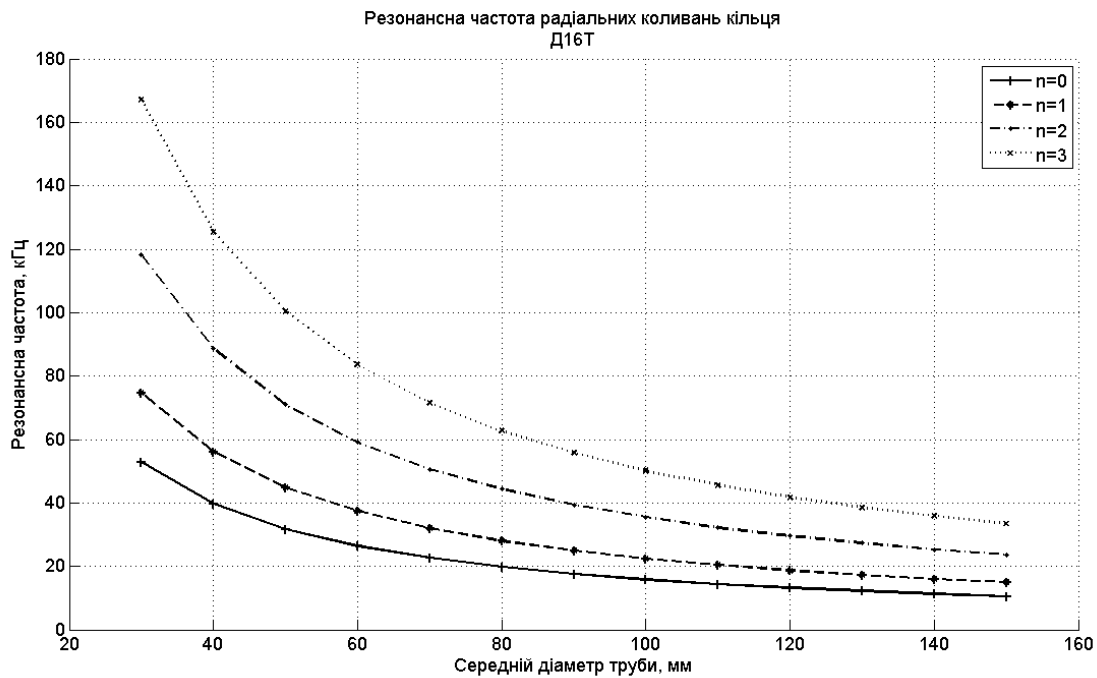


Рисунок 2.9 – Резонансна частота радіальних коливань кільця з Д16Т

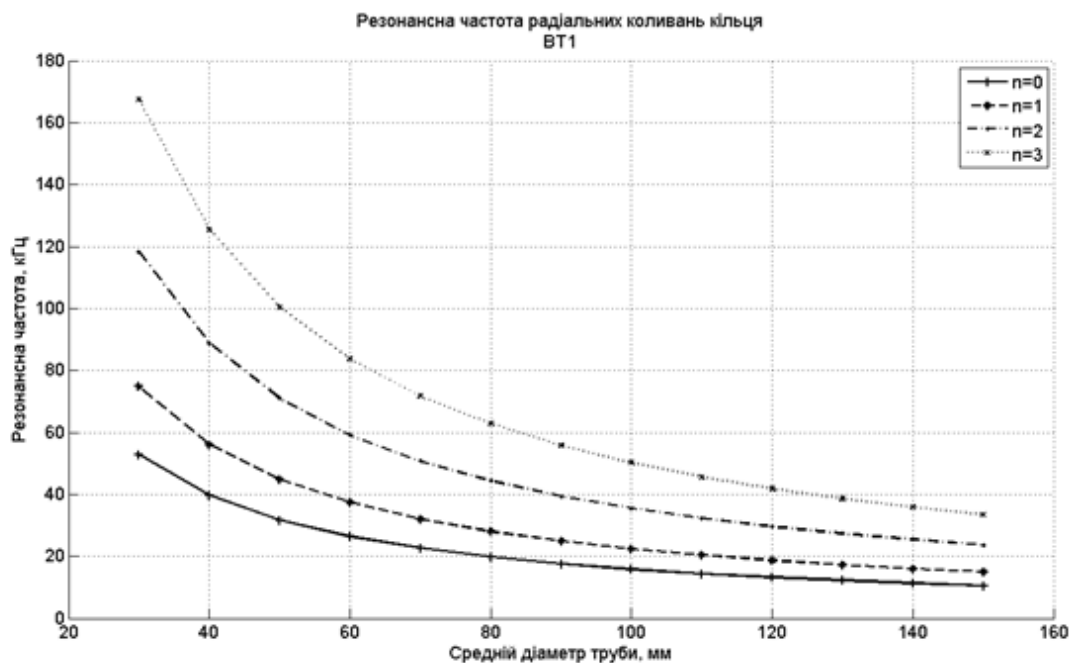
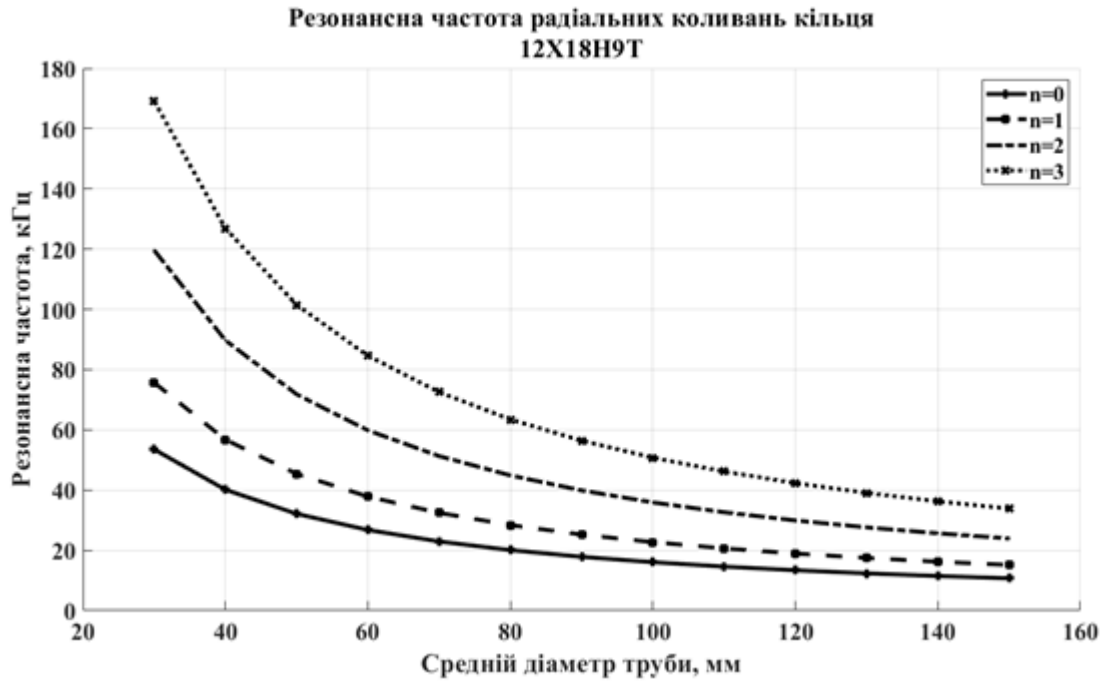
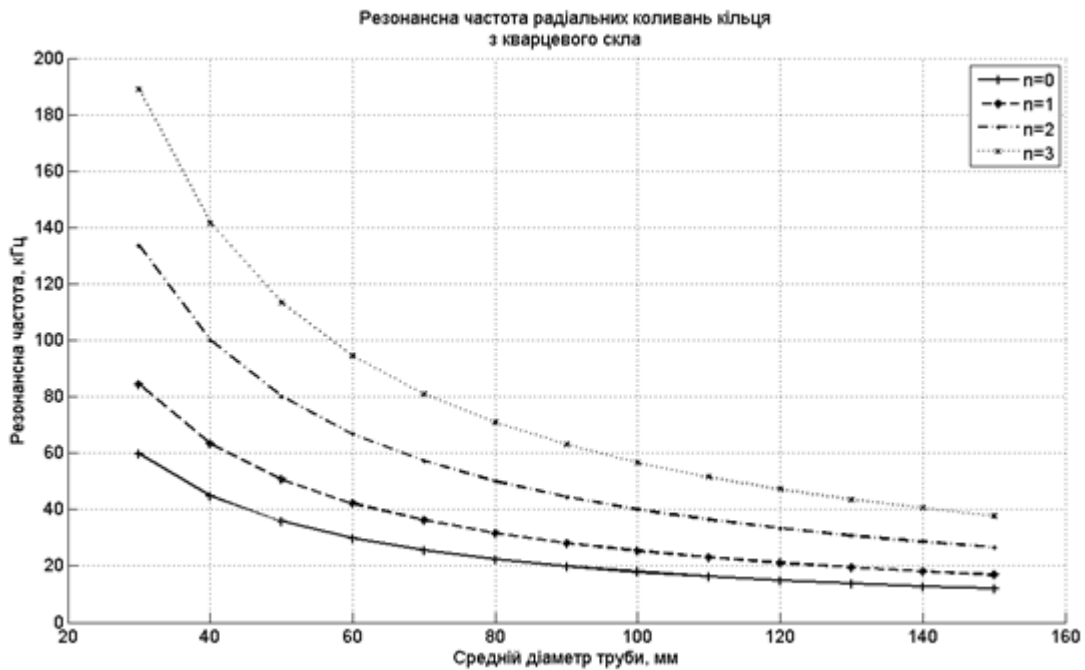


Рисунок 2.10 – Резонансна частота радіальних коливань кільця з ВТ1



*Рисунок 2.11 – Резонансна частота радіальних коливань кільця з
12X18H9T*



*Рисунок 2.12 – Резонансна частота радіальних коливань кільця з
кварцевого скла*

У результаті побудови залежностей (рис.2.13 – рис.2.16) по (2.69) видно, що, чим більше значення кореня (вище номер рішення), тим більша кількість максимумів, які знаходяться в поперечному перерізі кавітатора.

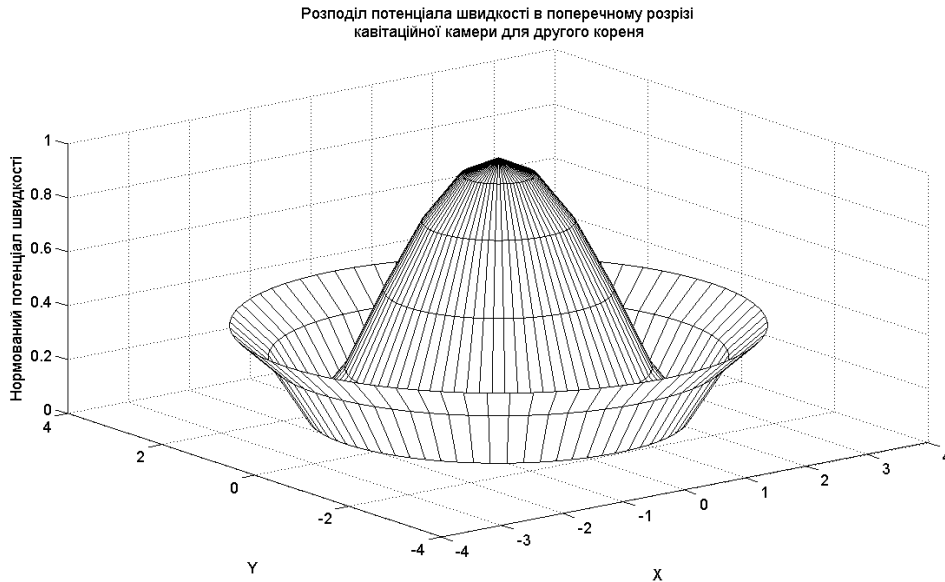


Рисунок 2.13 – Розподіл потенціалу швидкості в поперечному перерізі кавітаційної камери для $i = 2$

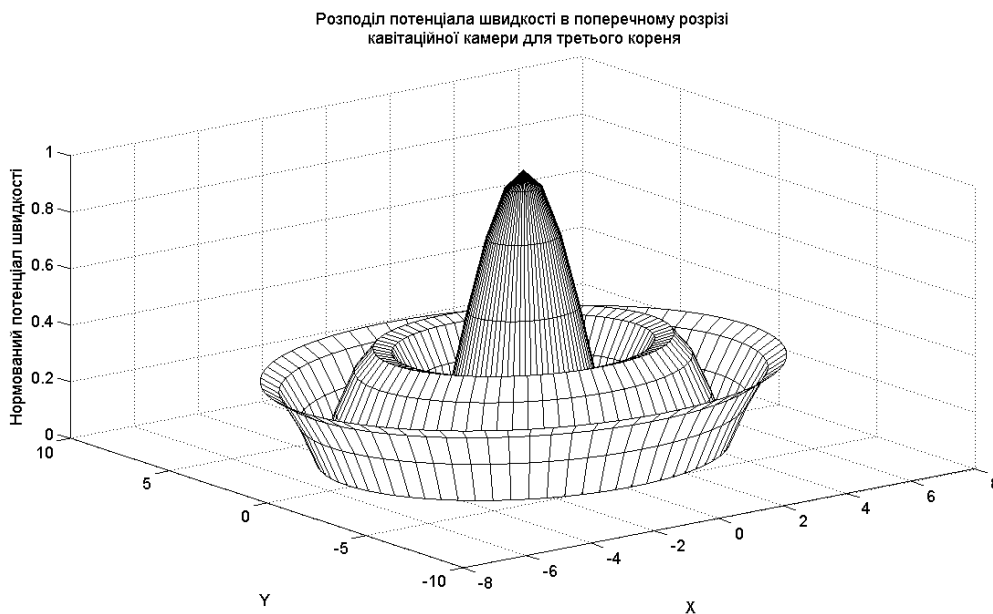
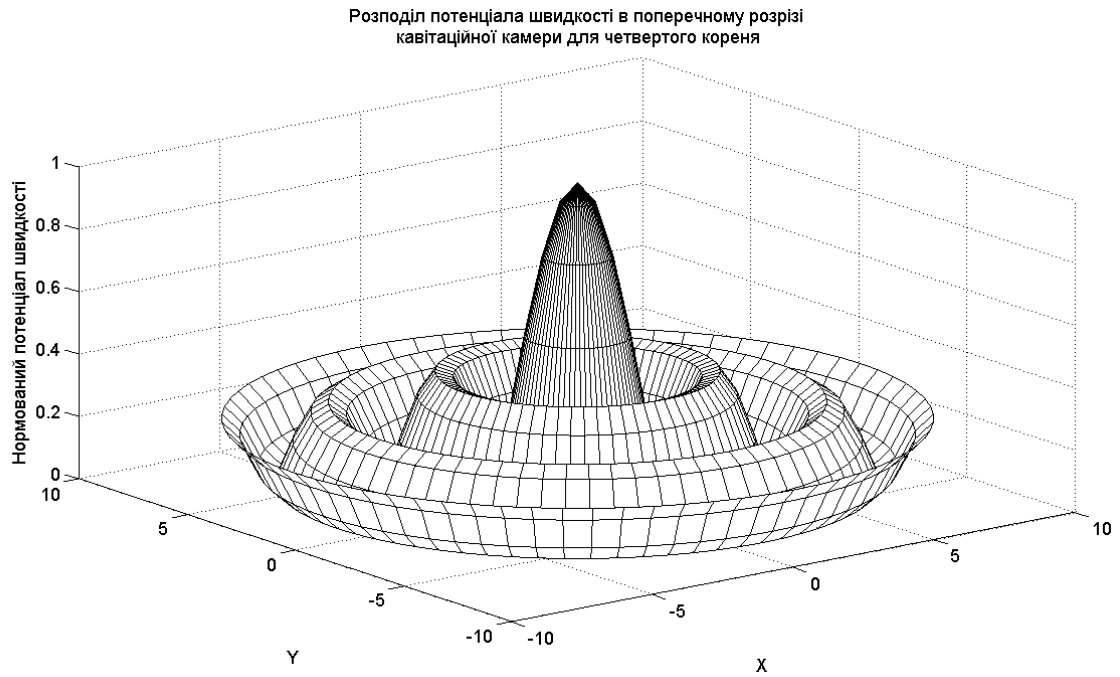
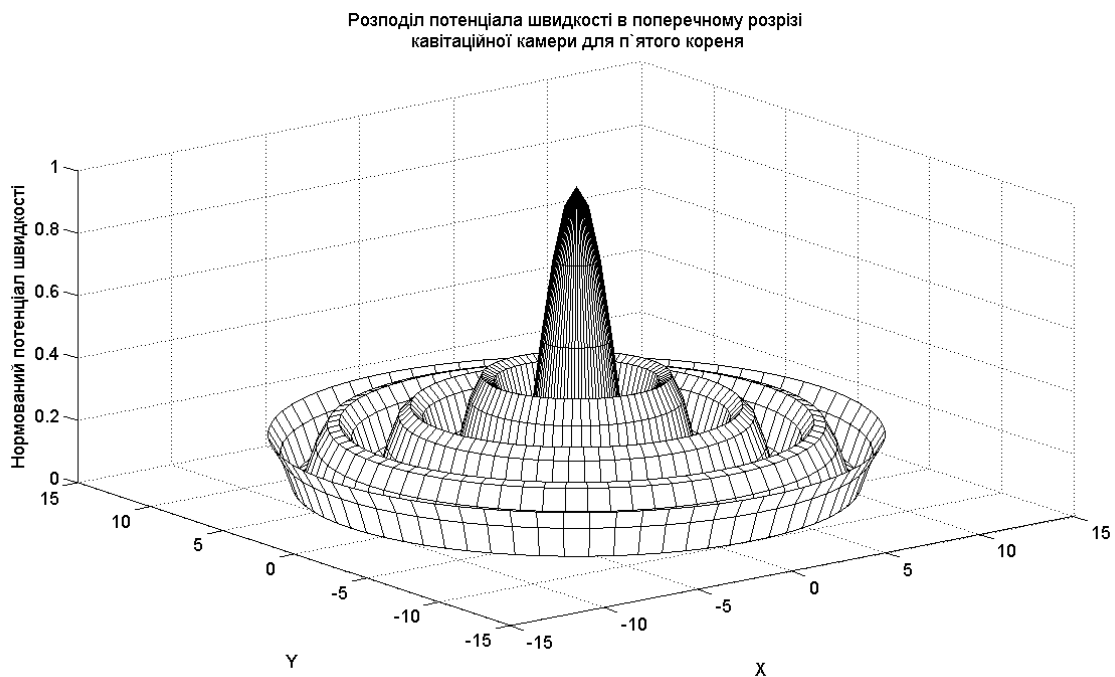


Рисунок 2.14 – Розподіл потенціалу швидкості в поперечному перерізі кавітаційної камери для $i = 3$



*Рисунок 2.15 – Розподіл потенціалу швидкості в поперечному перерізі
кавітаційної камери для $i = 4$*



*Рисунок 2.16 – Розподіл потенціалу швидкості в поперечному перерізі
кавітаційної камери для $i = 5$*

Аналіз отриманих значень показує, що на основній (радіальній) моді коливань на осі трубчастого кавітатора завжди буде знаходитися максимум потенціалу швидкості (максимум звукового тиску), а отже, максимальна інтенсивність кавітаційних явищ. Відзначимо, що зі збільшенням амплітуди коливань стінок кавітатора на них можливе виникнення кавітації, супроводжуваної кавітаційною ерозією. Це можна пояснити відмінним від нуля потенціалом швидкості на стінках кавітатора.

Рівність нулю постійної поширення уздовж осі z говорить про те, що буде відбуватися швидке загасання потенціалу швидкості уздовж поздовжньої осі.

Зі збільшенням номера кореня при тій же амплітуді коливань стінок кавітатора може бути отриманий певний виграш у величині амплітуди потенціалу швидкості при тій же амплітуді коливань стінок камери. Однак, слід очікувати нівелювання цього виграшу за рахунок інтенсивного поглинання енергії на кавітацію.

Розглянемо більш докладно вираз (2.68). Перетворимо його до вигляду

$$\left(\frac{2 \cdot \pi \cdot f}{c_{liquid}} \right)^2 = \left(\frac{root_{m,i}}{a_{cp}} \right)^2.$$

де c_{liquid} – швидкість звуку в рідині, яка оброблюється.

З урахуванням (2.68), отримуємо:

$$\left(\frac{2\pi c_m \sqrt{1+n^2}}{2\pi a_{cp} c_{liquid}} \right)^2 = \left(\frac{root_{m,i}}{a_{cp}} \right)^2.$$

У результаті приведення подібних, отримуємо:

$$\frac{c_m}{c_{liquid}} = \frac{root_{m,i}}{\sqrt{1+n^2}}.$$

Як бачимо, для резонансного режиму роботи трубчастого кавітатора необхідне дотримання співвідношення швидкостей в рідині і матеріалі, з якого виготовлені стінки кавітатора. При цьому відзначимо, що чим «краще» виконується отримана рівність, тим ближче робочий режим кавітатора буде до резонансного. У цілому режим роботи і форма кавітаційної області будуть визначатися середнім діаметром трубчастого кавітатора.

2.3.1.2. Математичне моделювання форми кавітаційної області для радіально-згинальних коливань стінок кавітаційної камери

Кавітаційна камера, що здійснює радіально-згинальні коливання, може бути представлена у вигляді еквівалентного тонкого кільця малої висоти (для виконання цієї умови можна виготовити камеру з декількох акустично розв'язаних секцій, довжина кожної з яких не повинна перевищувати половину довжини хвилі в матеріалі, з якого виготовлені окремі кільця кавітатора). Згідно з [99], частота власних коливань тонкостінного кільця, яке здійснює радіально-згинальні коливання, визначається як:

$$f = \frac{c_m h_k}{2\pi a_{cp}^2} \sqrt{\frac{1}{12} \frac{m^2 (1 - m^2)^2}{1 + m^2}}, \quad m = 1, 2, \dots, \quad (2.70)$$

де h_k – товщина стінки кільця.

У даному виразі m буде відповідати половині кількості вузлів (пучностей) коливань на поверхні циліндричної кавітаційної камери (рис.2.17) і збігатиметься з m у виразі (2.26).

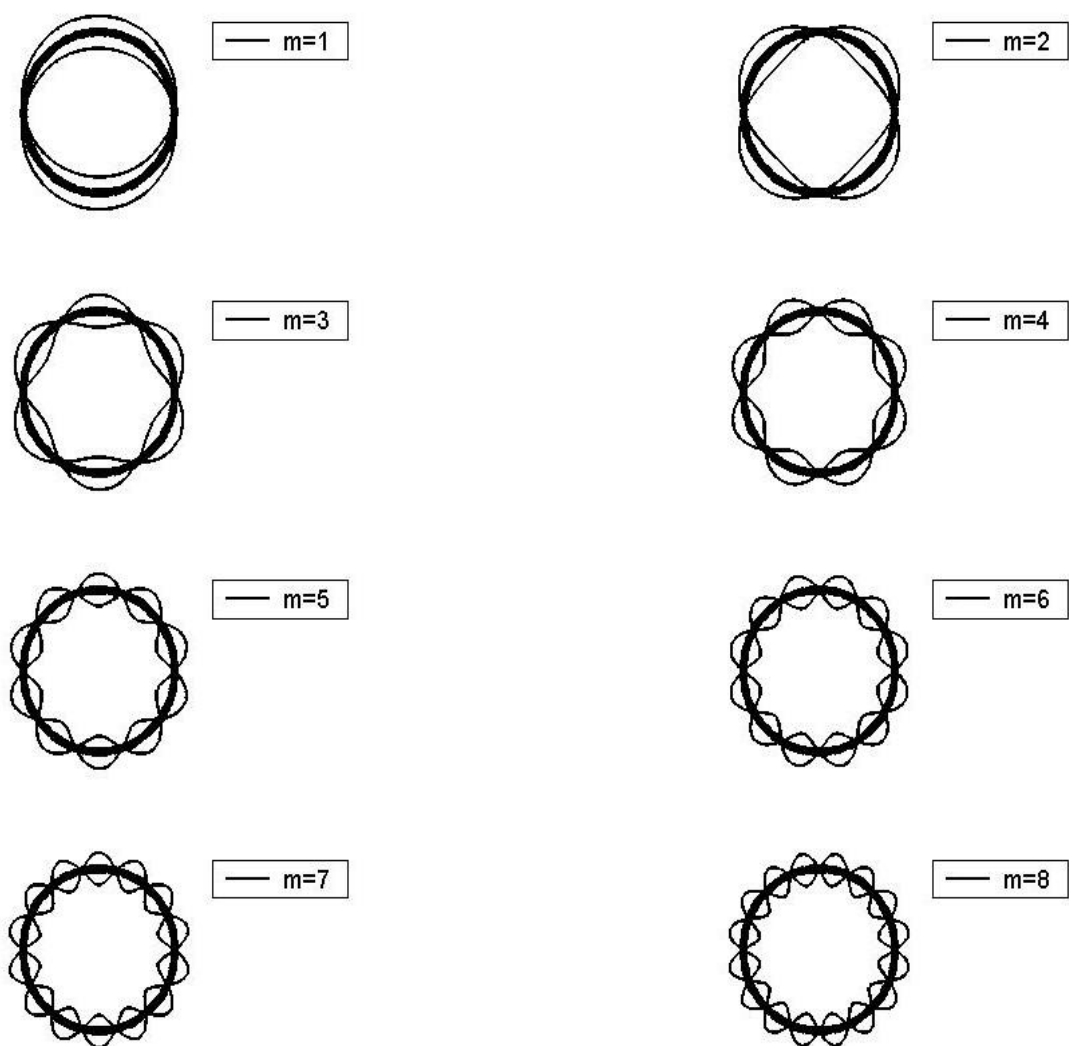


Рисунок 2.17 – Форми коливань стінок кавітаційної камери при радіально-згинальних коливаннях для різних значень m (при $m = 1$ кільце рухається як єдине ціле)

Розрахунки, проведені по (2.70), показують, що конструктивно прийнятні розміри труб для виготовлення кавітатора, можуть бути отримані тільки для $m \geq 3$ (рис.2.18 – рис.2.24).

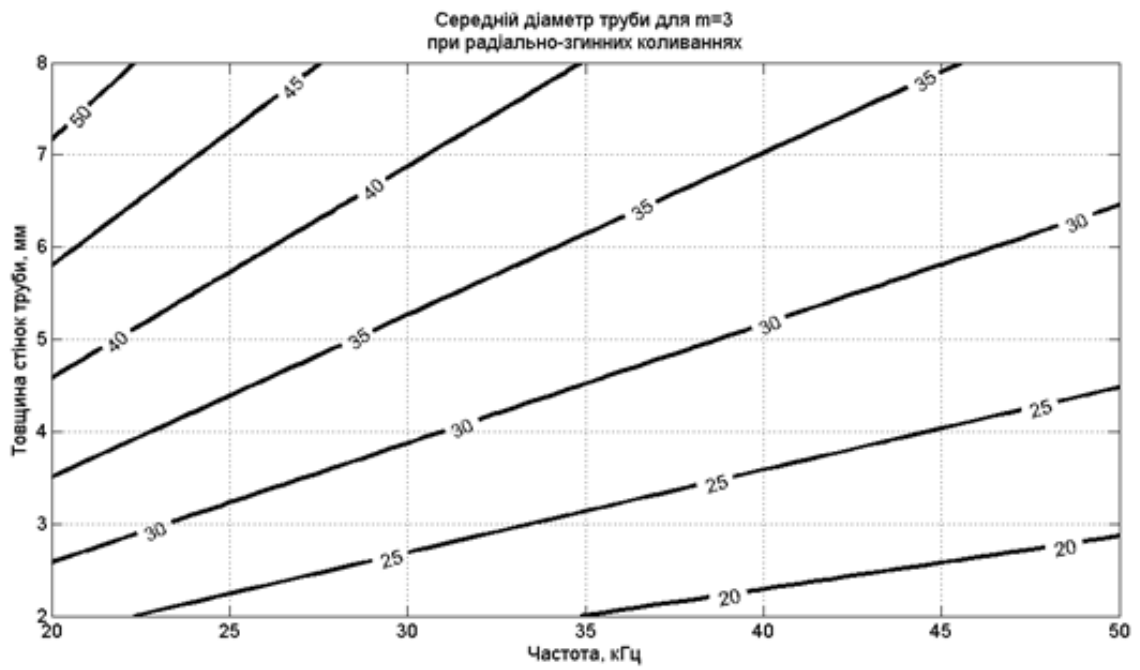


Рисунок 2.18 – Номограма для вибору діаметра труби при $m = 3$

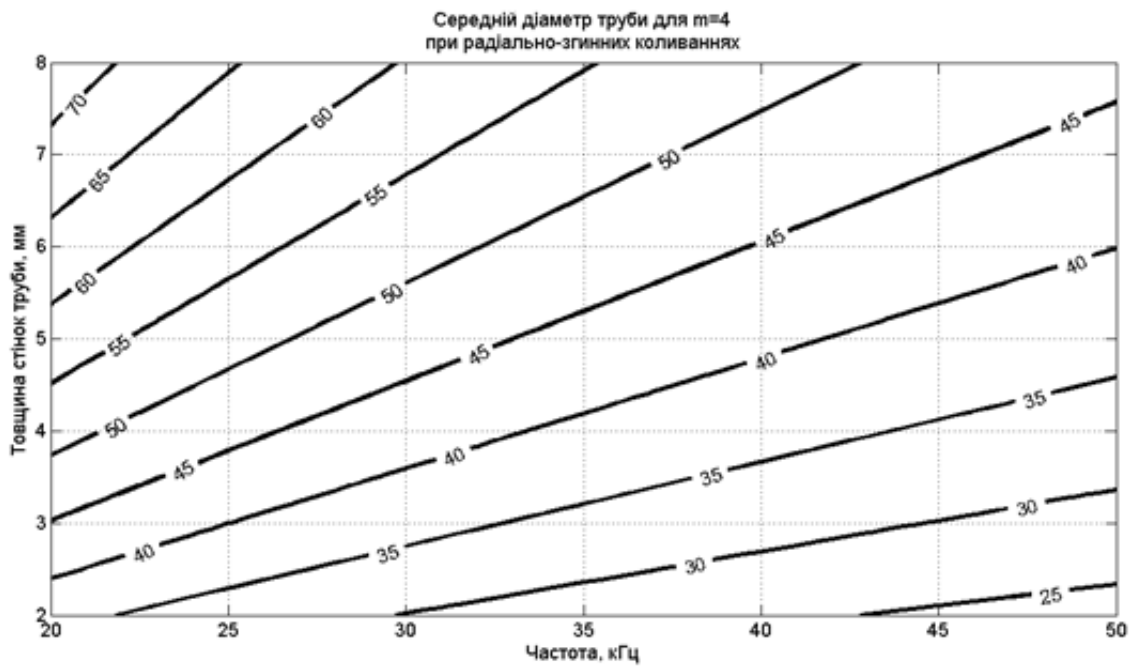


Рисунок 2.19 – Номограма для вибору діаметра труби при $m = 4$

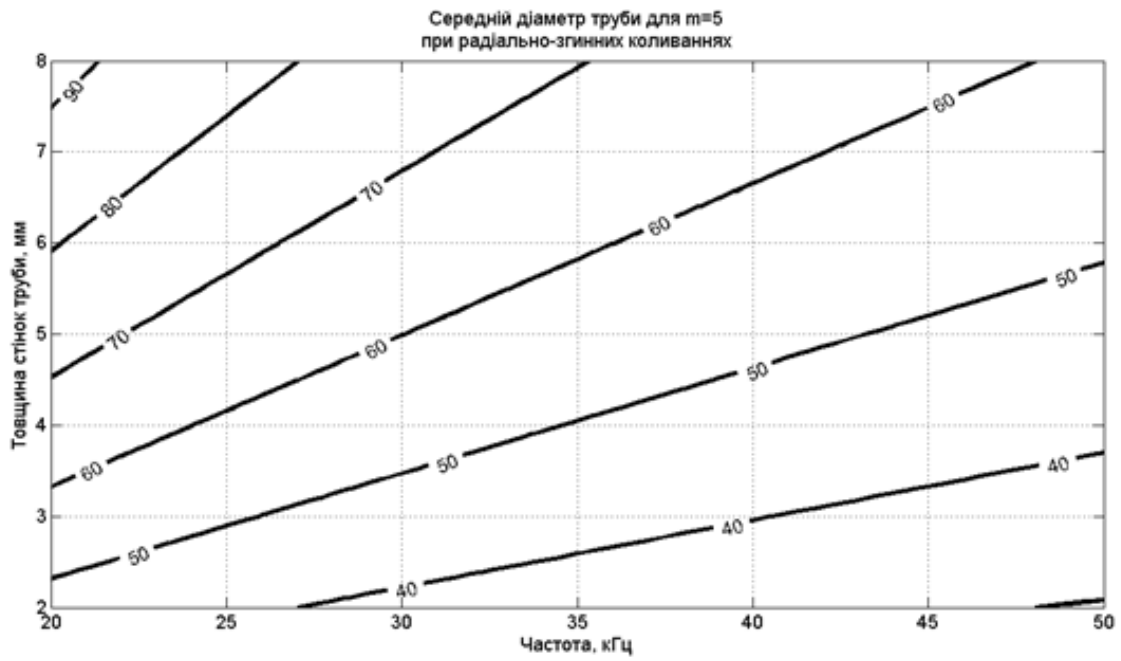


Рисунок 2.20 – Номограма для вибору діаметра труби при $m = 5$

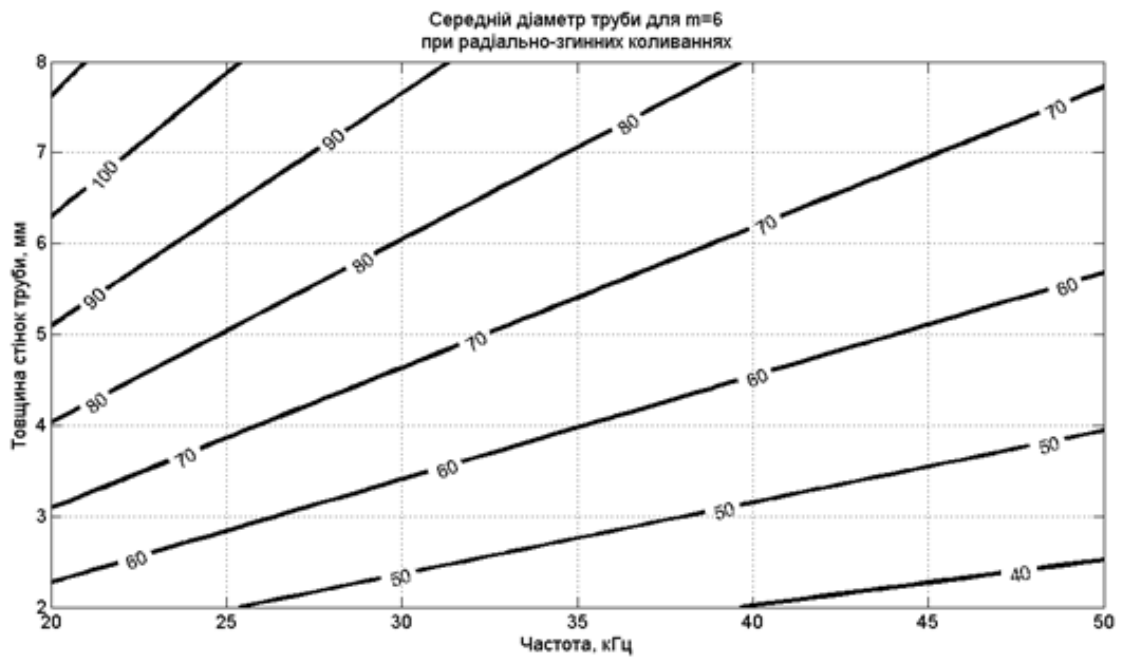


Рисунок 2.21 – Номограма для вибору діаметра труби при $m = 6$

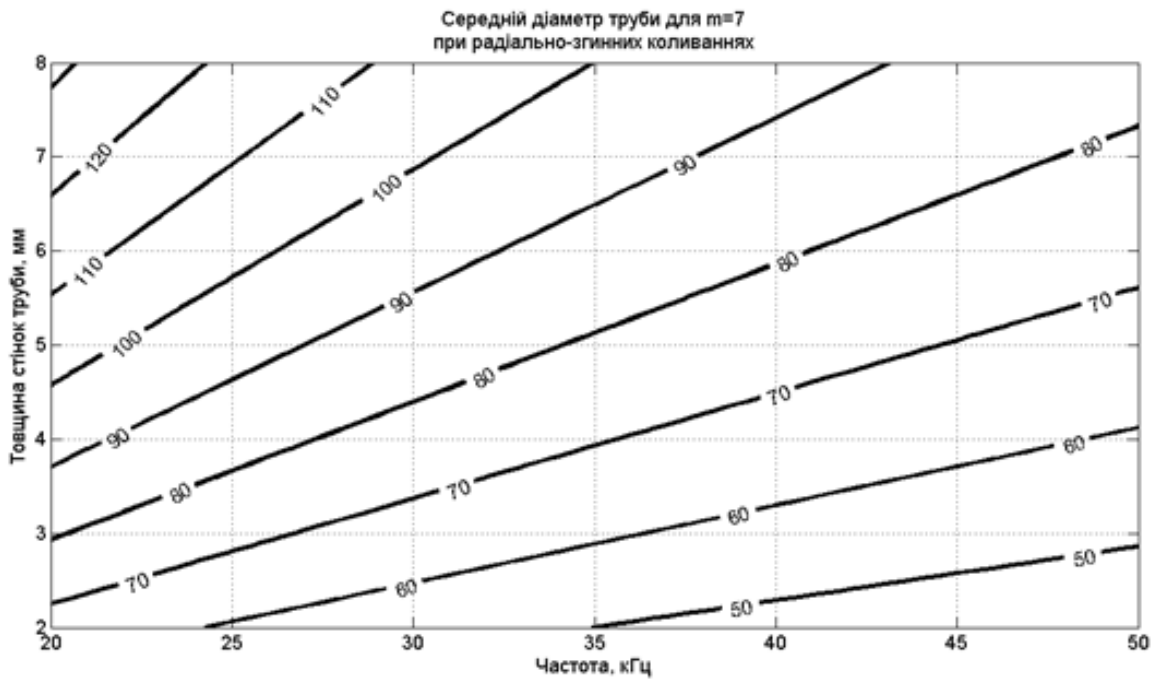


Рисунок 2.22 – Номограма для вибору діаметра труби при $m = 7$

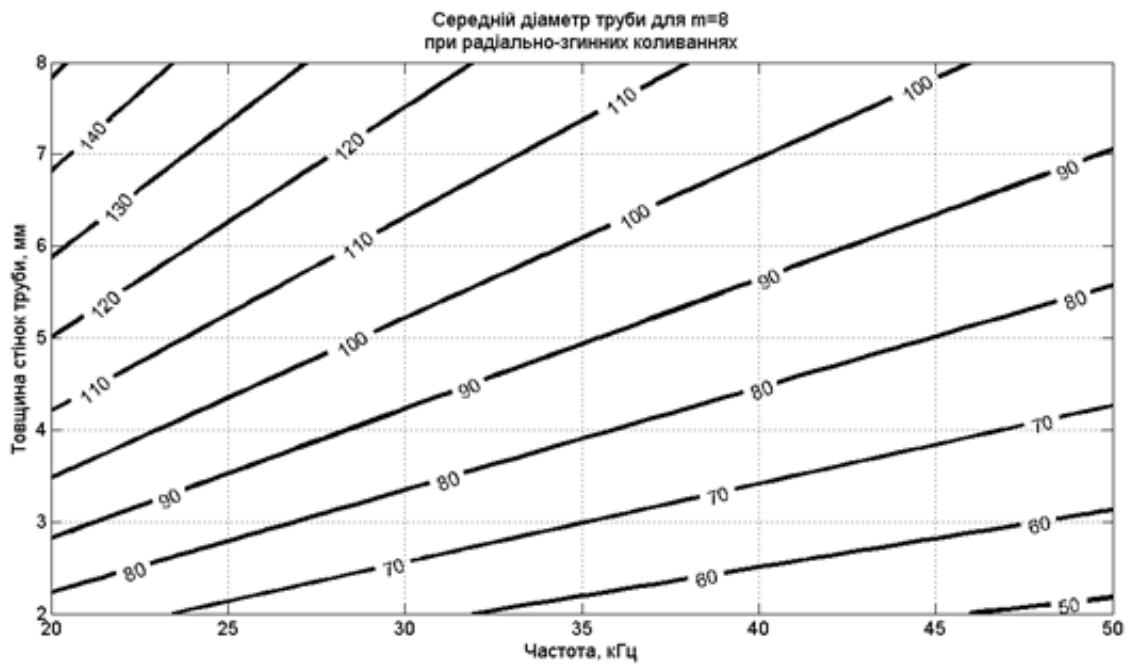


Рисунок 2.23 – Номограма для вибору діаметра труби при $m = 8$

Розглянемо можливість збігу частоти власних коливань стінок кавітаційної камери при радіально-згинальних коливаннях з частотою

власних коливань рідини в камері. Skorиставшись (2.68), з урахуванням (2.70) після перетворень отримаємо:

$$a_{cp} = \frac{c_m h_k}{c_{liquid} root_{m,i}} \sqrt{\frac{1}{12}} \sqrt{\frac{m^2 (1-m^2)^2}{1+m^2}}. \quad (2.71)$$

Відзначимо, що при отриманні виразу ми знехтували похибкою, яка вноситься товщиною стінок кавітаційної камери. У загальному випадку a_{cp} для кавітаційної камери і для рідини відрізняються на половину товщини стінки камери h_k .

Як бачимо, частоти можуть збігтися тільки при певному середньому радіусі кавітаційної камери, повною товщиною стінок і певних параметрах рідини, яка заповнює камеру. Поділивши (2.70) на (2.71), отримуємо:

$$f = \frac{c_{liquid} root_{m,i}}{2\pi a_{cp}}.$$

Аналіз отриманого виразу для води показує (табл.2.3), що збіг частот можливий для першого кореня для всіх значень m , а також першого і другого коренів при $m = 7$, $m = 8$. Діапазон робочих частот буде знаходитись вище 30 кГц. Слід зазначити, що збіг частот буде спостерігатися для великих значень товщини стінок кавітатора. Отриманий вираз з урахуванням (2.71) дозволяє розрахувати необхідну товщину стінок кавітатора

$$h_k = \frac{(c_{liquid})^2 (root_{m,i})^2}{2\pi f c_m \sqrt{\frac{1}{12}} \sqrt{\frac{m^2 (1-m^2)^2}{1+m^2}}}.$$

Таблиця 2.3 – Межі зміни середнього діаметра труби в мм

Порядок функції, m	Номер рішення, i	
	1	2
3	40...55	
4	52...75	
5	62...90	
6	72...110	
7	81...130	124...130
8	92...145	135...145

Розглянемо розподіл потенціалу швидкості при радіально-згинальних коливаннях стінок в трубчастому кавітаторі. Згідно з (2.68), (2.19) і табл.2.1:

$$\Phi(r, \varphi) = A_m J_m \left(\frac{root_{m,i}}{a_{cp}} r \right) \cos(m\varphi).$$

Аналіз отриманого виразу (рис.2.24 – рис.2.27) показав, що в центрі кавітатора завжди буде вузол (мінімум) потенціалу швидкості, а отже, мінімум звукового тиску і мінімальна інтенсивність кавітаційних явищ. При цьому m буде відповідати половині кількості вузлів (пучностей) потенціалу швидкості на поверхні циліндричної кавітаційної камери, а i – кількості пучностей в осьовому напрямку.

Добуток $2mi$ буде відповідати кількості пучностей потенціалу швидкості (звукового тиску) в поперечному перерізі кавітатора. При цьому щільність ультразвукової енергії буде залишатися незмінною. Отже, чим більший добуток $2mi$, тим більш рівномірну обробку рідини можна забезпечити в проектованому кавітаторі.

У випадку збігу власних частот коливань в рідині та стінках кавітатора, формою кавітаційної області можна керувати завдавши відповідні граничні умови для рідини уздовж осі кавітатора.

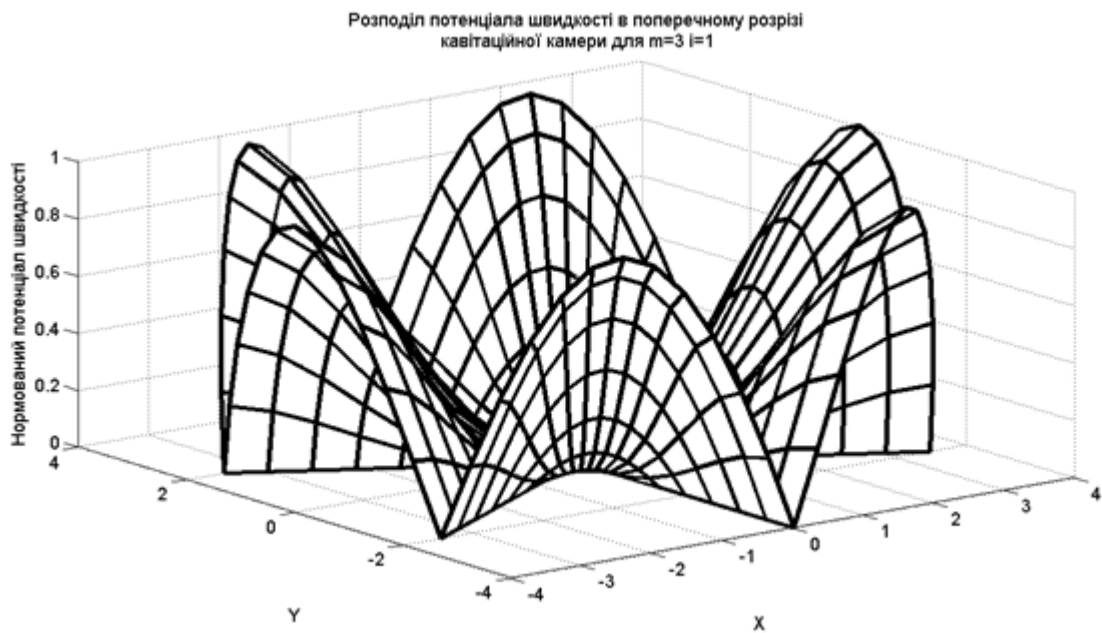


Рисунок 2.24 – Розподіл потенціалу швидкості в поперечному перерізі кавітаційної камери для $m = 3$, $i = 1$

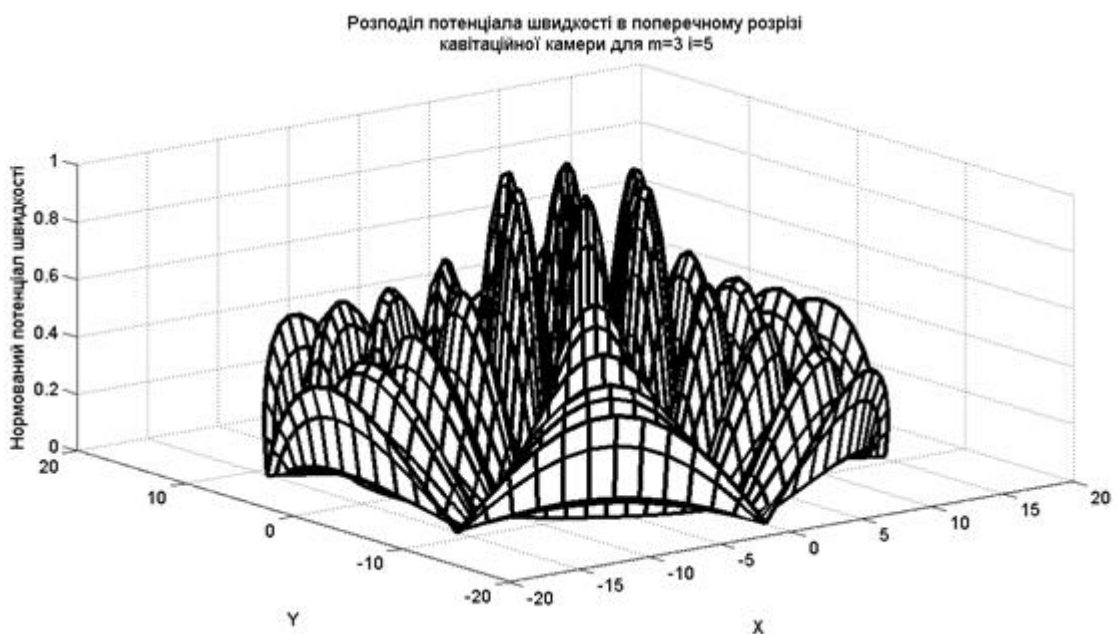
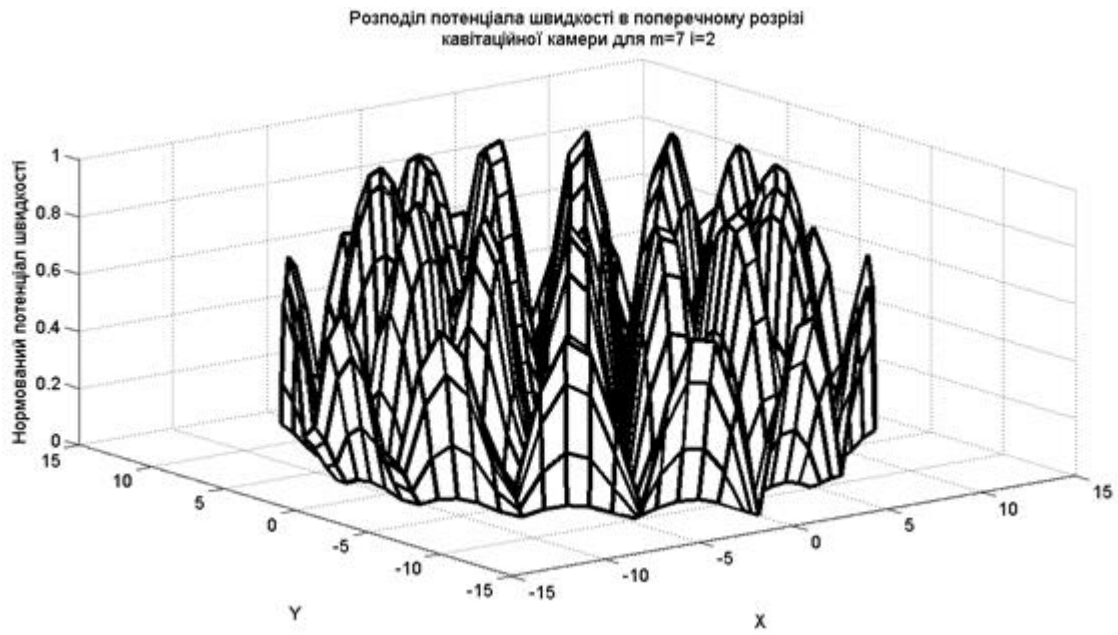
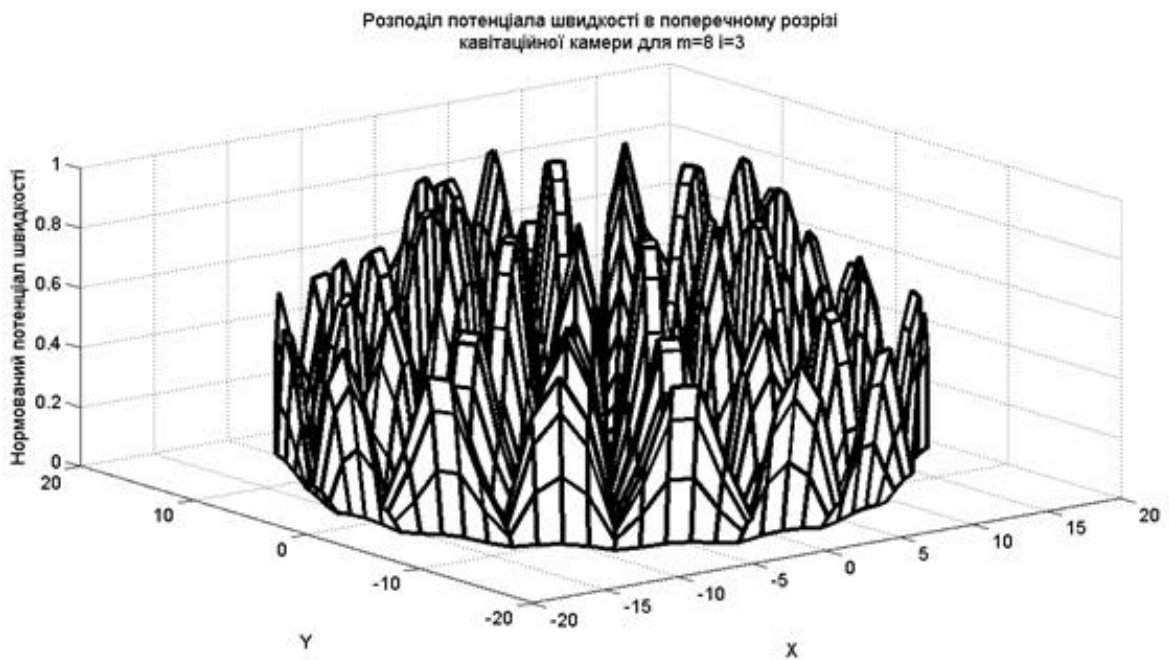


Рисунок 2.25 – Розподіл потенціалу швидкості в поперечному перерізі кавітаційної камери для $m = 3$, $i = 5$



*Рисунок 2.26 – Розподіл потенціалу швидкості в поперечному перерізі
кавітаційної камери для $m = 7, i = 2$*



*Рисунок 2.27 – Розподіл потенціалу швидкості в поперечному
перерізі кавітаційної камери для $m = 8, i = 3$*

2.3.2. Математичне моделювання форми кавітаційної області в прямокутних кавітаційних камерах

Як зазначалося вище, прямокутні кавітаційні камери найбільш часто знаходять застосування в установках ультразвукового очищення.

Перетворимо вираз (2.41) до вигляду

$$f = c_{liquid} \frac{\sqrt{a^2 b^2 + b^2 (2h)^2 + a^2 (2h)^2}}{4abh}. \quad (2.72)$$

Цей вираз дозволяє знайти найменшу власну частоту коливань рідини в об'ємі прямокутної кавітаційної камери.

Часто прямокутні кавітаційні камери характеризуються об'ємом робочої рідини:

$$V_{liquid} = abh.$$

Прийнявши, що камера має кубічну форму, перетворимо вираз (2.72) до вигляду

$$f_{0,0,0} = \frac{3c_{liquid}}{4\sqrt[3]{V_{liquid}}}.$$

Аналіз отриманого виразу для води (рис.2.28) показує, що практично всі прямокутні кавітаційні камери, які найчастіше застосовуються на практиці (обсягом понад 0,2 л), мають першу власну частоту в рідині поза областю ультразвукових частот.

Перетворимо вираз (2.40) до вигляду

$$f_{n,m,l} = c_{liquid} \frac{\sqrt{(1+n)^2 a^2 b^2 + (1+m)^2 b^2 (2h)^2 + (1+l)^2 a^2 (2h)^2}}{4abh}.$$

Вираз дозволяє знайти частоту власних коливань рідини в об'ємі резонансної камери моди з номером n, m, l .

Найбільш часто в практиці зустрічається випадок, коли за заданими розмірами a, b на робочій частоті необхідно визначити рівень робочої рідини в об'ємі прямокутної кавітаційної камери:

$$h = \frac{c_{liquid} (1+n)ab}{2\sqrt{4f_{n,m,l}^2 a^2 b^2 - (1+m)^2 b^2 c_{liquid}^2 - (1+l)^2 a^2 c_{liquid}^2}}. \quad (2.73)$$

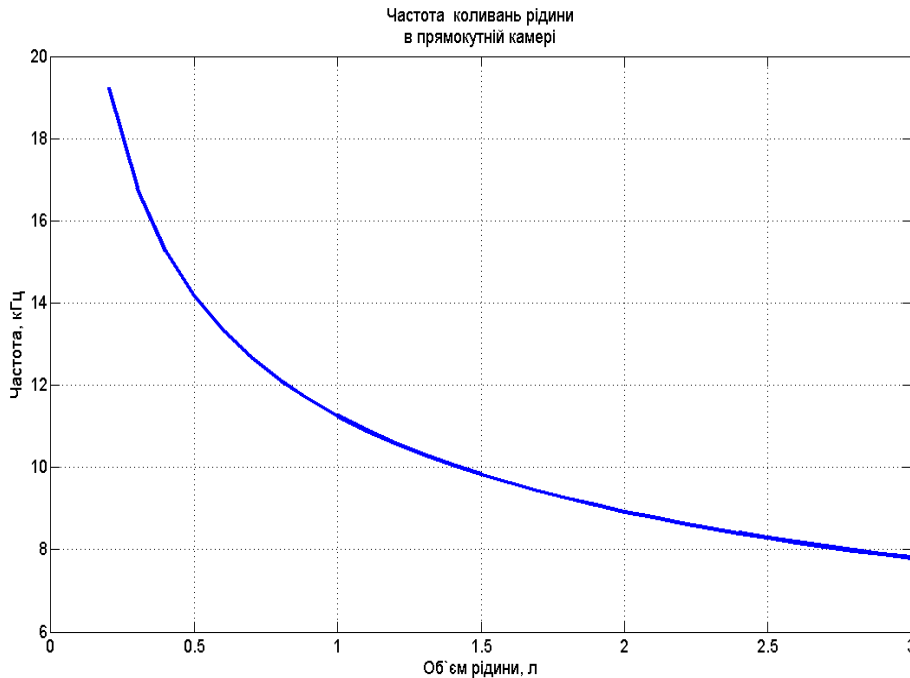


Рисунок 2.28 – Залежність власної частоти коливань рідини від об'єму в прямокутній камері кубічної форми

Аналіз отриманого виразу показує, що необхідною умовою існування моди є виконання нерівності

$$\left[4f_{n,m,l}^2 a^2 b^2 - (1+m)^2 b^2 c_{liquid}^2 - (1+l)^2 a^2 c_{liquid}^2 \right] > 0.$$

Зазвичай заданою є робоча частота $f_{n,m,l}$, яка вибирається з стандартного ряду 22 кГц, 33 кГц, 44 кГц і 66 кГц. Найбільшого поширення в ультразвуковому очищенні отримали акустичні системи з робочими частотами 22 кГц і 44 кГц.

Введемо позначення відношення відповідного розміру прямокутної кавітаційної камери до довжини хвилі в рідині ξ_x, ξ_y, ξ_z .
Перетворимо вираз до вигляду

$$\left[\frac{1+m}{\xi_x} \right]^2 + \left[\frac{1+l}{\xi_y} \right]^2 < 1. \quad (2.74)$$

Необхідною умовою існування відповідної моди є виконання нерівності (2.74) (рис.2.29). При цьому моди коливань в площині ХоУ, побудовані за виразом (2.40), будуть відрізнятися кількістю вузлів і пучностей (рис.2.30).

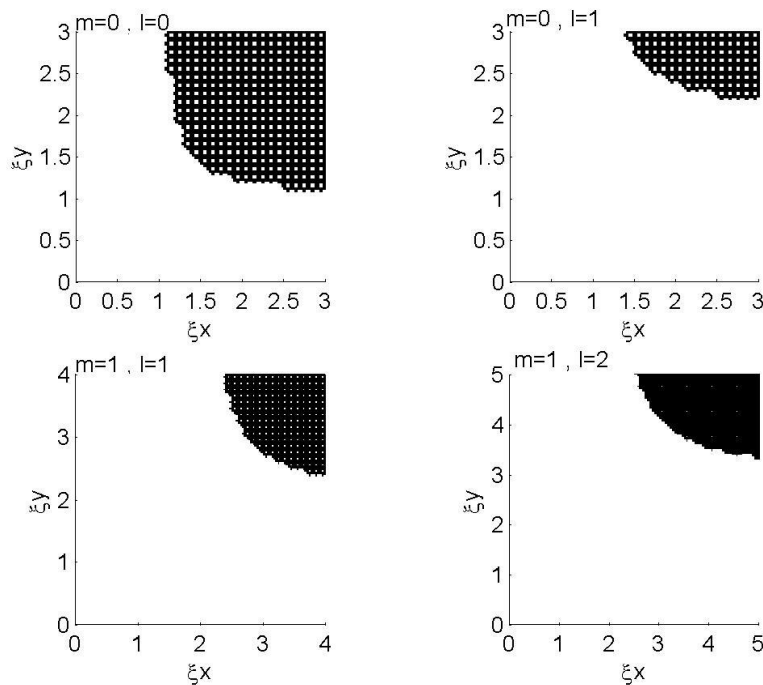


Рисунок 2.29 – Область існування різних мод (область існування заштрихована темним кольором)

Перетворимо вираз (2.73) до вигляду

$$\xi_z = \frac{0,25(1+n)}{\sqrt{1 - \left(\frac{1+m}{\xi_x} \right)^2 - \left(\frac{1+l}{\xi_y} \right)^2}}.$$

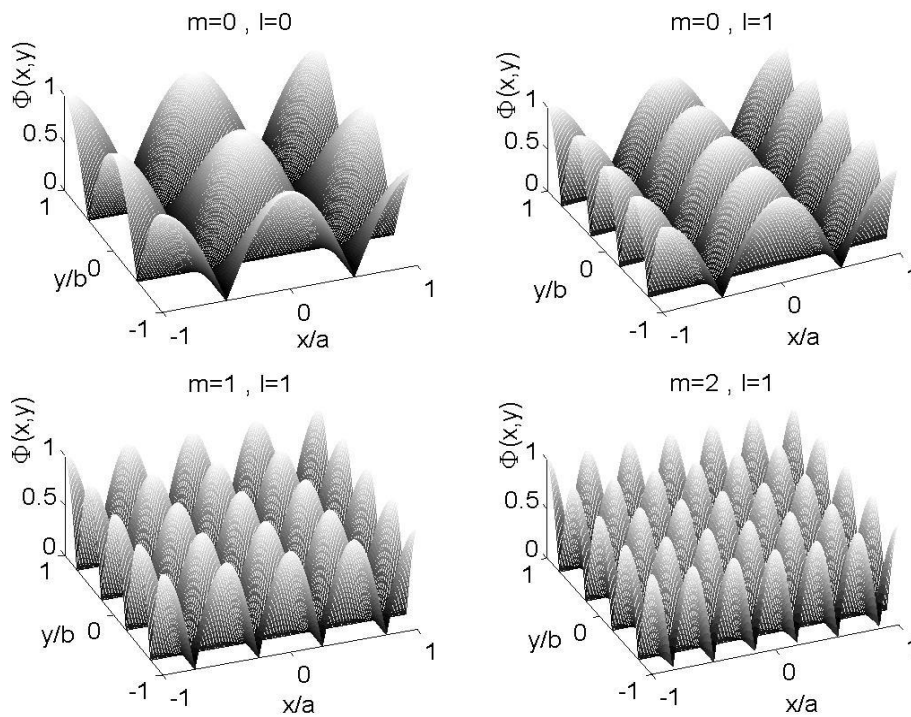


Рисунок 2.30 – Розподіл потенціалу швидкості в прямокутній кавітаційній ванні на різних модах

Отриманий вираз дозволяє знайти необхідну висоту стовпа рідини в прямокутній кавітаційній ванні при вибраних геометричних розмірах.

Аналіз розподілу потенціалу швидкості показує, що чим вищий номер моди, тим більш рівномірну обробку рідини можна отримати.

2.3.3. Математичне моделювання форми кавітаційної області в трансформаторах тиску

Кавітаційна камера увигляді трансформатора тиску треба звести задачу розподілу тиску до одномірної. При одномірній задачі можна нехтувати розподілом тиску в перерізі камери і розглядати тільки розподіл тиску по повздовжній осі камери. Збудження коливань відбувається в одному з торців камери. У такому випадку розподіл тиску та робоча частота будуть обумовлені геометрією камери та

акустичними властивостями технологічної рідини. При моделюванні розглянемо камери, які мають високу технологічність виготовлення – циліндричні та ступінчасті.

2.3.3.1. Моделювання форми кавітаційної області в ступінчастих трансформаторах тиску

При моделюванні трансформаторів тиску особливу увагу слід звертати на виконання умови плоского фронту ультразвукової хвилі в рідині. Розрахунки за виразом (2.46) (рис.2.31) показують, що діаметр товстої частини трансформатора тиску, а, відповідно, і діаметр випромінюючої поверхні приводу, який збуджує, не повинен перевершувати 44 мм (вода) і 34 мм (бензин).

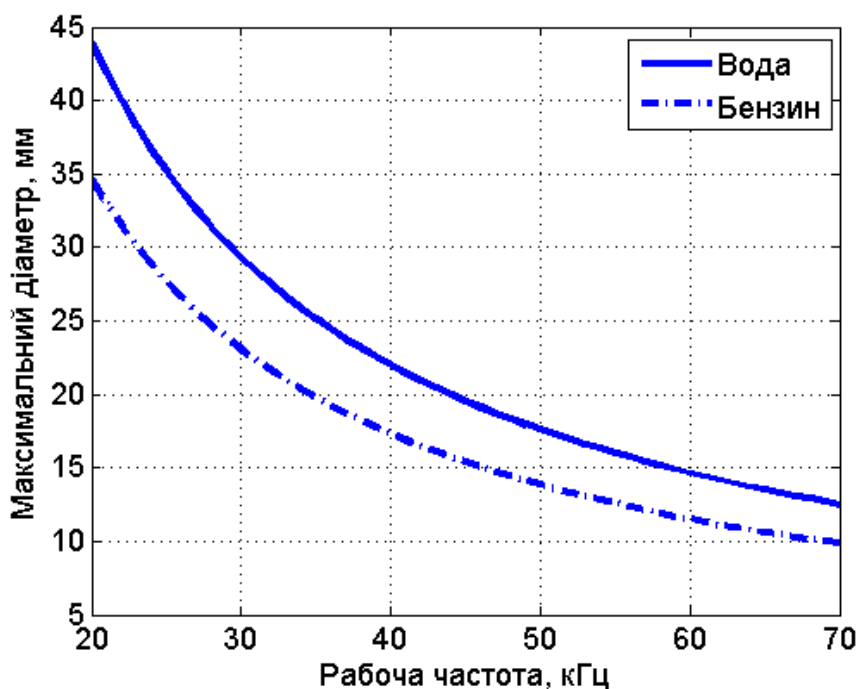


Рисунок 2.31 – Залежність максимального діаметра трансформатора тиску від частоти для води і бензину

Аналіз рішення трансцендентного рівняння (2.55) (табл.2.4) і підстановка отриманих значень в (2.57) для коефіцієнта посилення

показує, що максимальне збільшення тиску спостерігається при $m = 0,5$ (табл.2.5), що відповідає симетричному трансформатору тиску з двох чвертьхвильових відрізків. При коефіцієнті асиметрії $m < 0,5$, спостерігається зменшення геометричної довжини при деякому зниженні ефективності. При коефіцієнті асиметрії $m > 0,5$, спостерігається загальне збільшення довжини і зниження ефективності.

Тому з практичної точки зору найбільш важливим є випадок $m \leq 0,5$.

Таблиця 2.4 – Ставлення $\frac{l}{\lambda}$ для ступінчастого трансформатора

тиску

	N								
m	2	2,5	3	3,5	4	4,5	5	5,5	6
0,1	0,4606	0,4454	0,4324	0,4213	0,4117	0,4032	0,3958	0,3891	0,3832
0,2	0,4463	0,4296	0,4167	0,4063	0,3979	0,3908	0,3849	0,3798	0,3753
0,3	0,4512	0,4376	0,4275	0,4197	0,4135	0,4084	0,4041	0,4005	0,3975
0,4	0,4703	0,4622	0,4563	0,4517	0,4481	0,4452	0,4427	0,4407	0,4389
0,5	0,5	0,5	0,5	0,5	0,5	0,5	0,5	0,5	0,5
0,6	0,5332	0,5436	0,5518	0,5584	0,5638	0,5684	0,5724	0,5758	0,5788
0,7	0,5532	0,5698	0,5828	0,5934	0,6022	0,6097	0,6161	0,6217	0,6266
0,8	0,5474	0,5599	0,5690	0,5758	0,5812	0,5855	0,5890	0,5920	0,5945

Таблиця 2.5 – Коефіцієнт посилення $\frac{M}{N} \cdot 100\%$ трансформатора тиску

	N								
m	2	2,5	3	3,5	4	4,5	5	5,5	6
0,1	55,774	47,337	41,849	38,013	35,190	33,030	31,328	29,953	28,821
0,2	67,9818	61,800	57,735	54,861	52,723	51,072	49,758	48,688	47,800
0,3	82,075	78,304	75,748	73,899	72,500	71,404	70,521	69,796	69,189

Продовження табл. 2.5

0,4	94,455	93,116	92,169	91,464	90,917	90,481	90,125	89,829	89,579
0,5	100	100	100	100	100	100	100	100	100
0,6	92,970	90,658	88,807	87,287	86,013	84,929	83,994	83,178	82,460
0,7	75,341	67,532	61,369	56,359	52,191	48,660	45,624	42,981	40,655
0,8	59,862	49,674	42,403	36,964	32,748	29,387	26,647	24,371	22,451

Розглянемо відношення об'єму рідини в трансформаторі тиску при $m \leq 0,5$ до об'єму рідини при $m = 0,5$:

$$\frac{V_m}{V_{0,5}} = \frac{(N-1)m+1}{0,25N+0,25} \left(\frac{l_m}{\lambda} \right) 100\% .$$

Аналіз отриманого виразу (рис.2.32) і нормованого по відношенню до максимального при $m = 0,5$ коефіцієнта збільшення тиску (рис.2.33), розрахованого по (2.56), показує, що введення асиметрії може бути ефективним засобом зменшення об'єму оброблюваної рідини.

Розглянемо розподіл потенціалу швидкості, а, значить, і звукового тиску вздовж осі трансформатора тиску (рис.2.34 – 2.35).

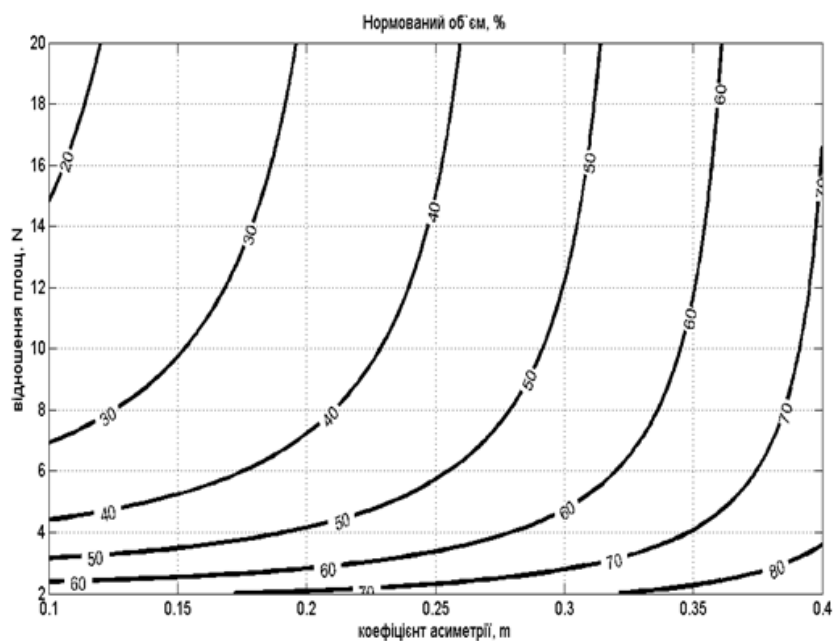


Рисунок 2.32 – Нормований об'єм трансформатора тиску

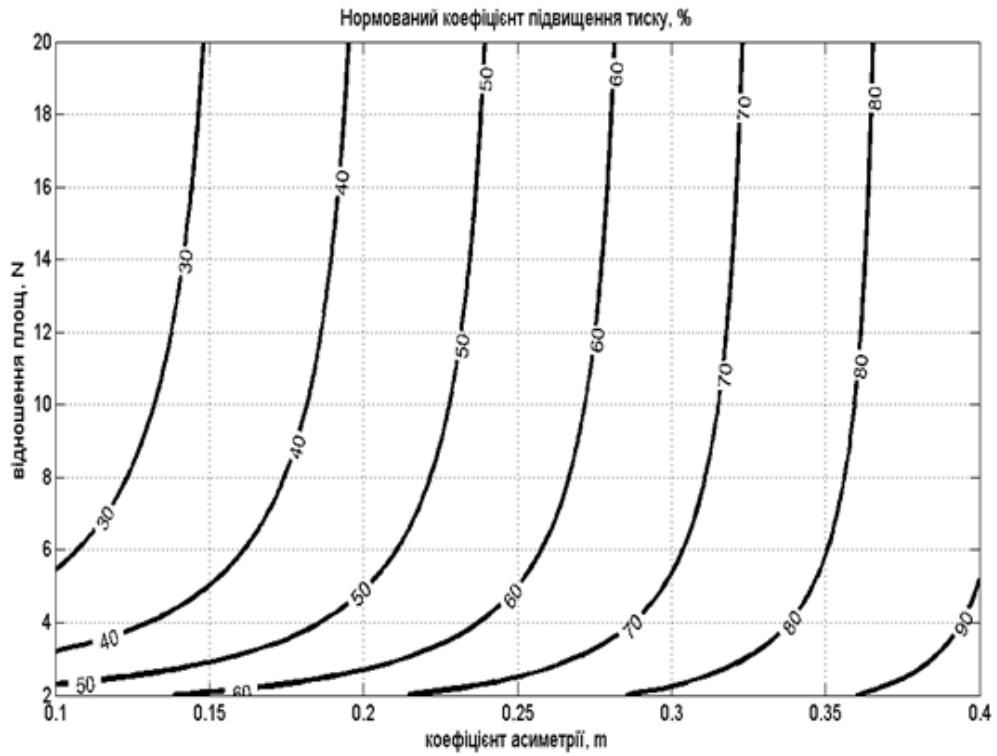


Рисунок 2.33 – Нормований коефіцієнт збільшення тиску

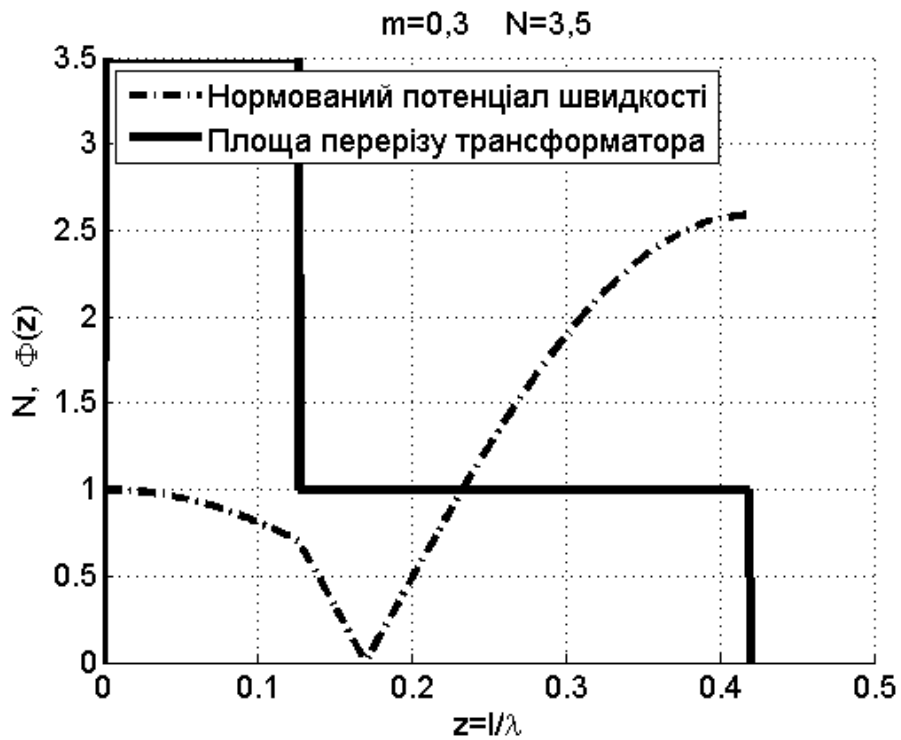


Рисунок 2.34 – Розподіл потенціалу тиску для $m = 0,3 \quad N = 3,5$

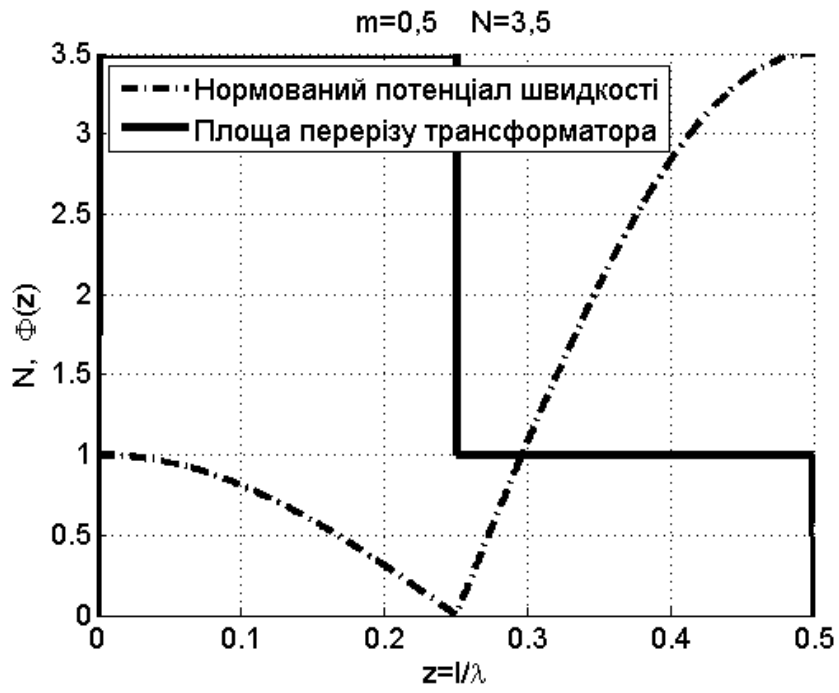


Рисунок 2.35 – Розподіл потенціалу тиску для $m=0,5 \quad N=3,5$

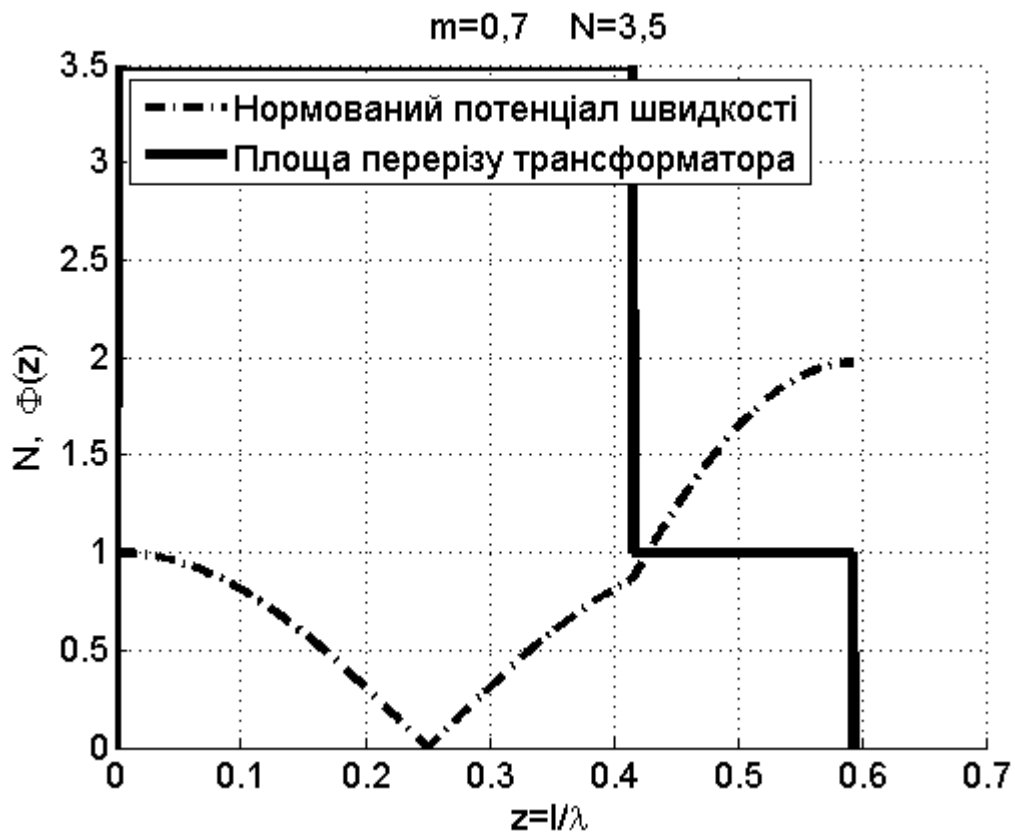


Рисунок 2.36 – Розподіл потенціалу тиску для $m=0,7 \quad N=3,5$

Як бачимо, для $m < 0,5$ вузол потенціалу швидкості перебуває «всередині» тонкої частини трансформатора, а для $m > 0,5$ «всередині» частини більшого діаметра.

2.3.3.2. Моделювання форми кавітаційної області в кінчних трансформаторах тиску

При розрахунку максимального діаметра кінчного трансформатора тиску діють ті ж обмеження, що і для ступінчастого трансформатора. Тому при виборі діаметра можна користуватися даними рис.2.31. Рішення трансцендентного рівняння (2.64) (рис.2.37) показує, що при обраному співвідношенні радіусів (діаметрів) кінця і початку трансформатора швидкості, загальна довжина є не однозначною величиною.

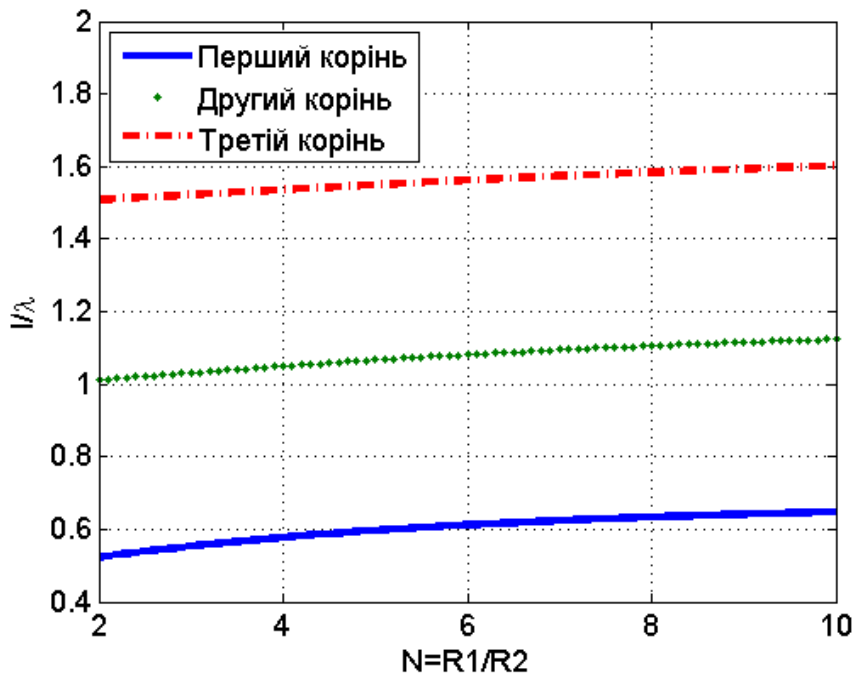


Рисунок 2.37 – Номограма вибору довжини кінчного трансформатора тиску

Слід звернути увагу, що при зміні номера кореня (рис.2.38 – рис. 2.40), загальна довжина конуса зростає не в ціле число раз, як це мало б

місце для ступінчастого трансформатора тиску. Проведемо більш детальний аналіз рішень трансцендентного рівняння.

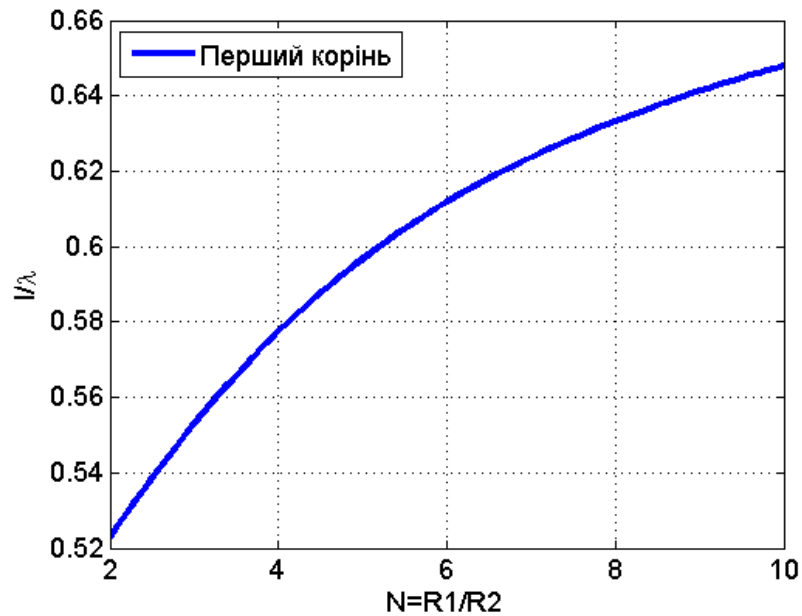


Рисунок 2.38 – Номограма вибору довжини кінчного трансформатора тиску для першого кореня трансцендентного рівняння

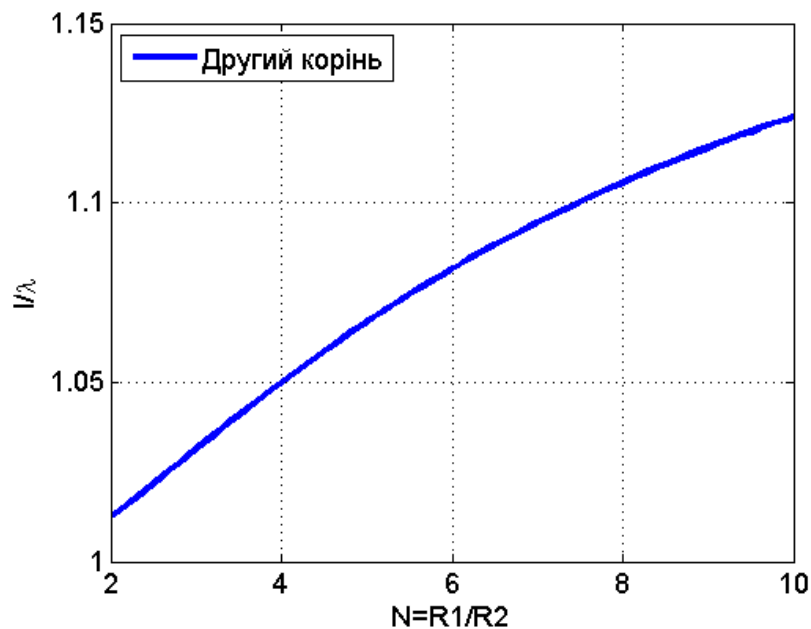


Рисунок 2.39 – Номограма вибору довжини кінчного трансформатора тиску для другого кореня трансцендентного рівняння

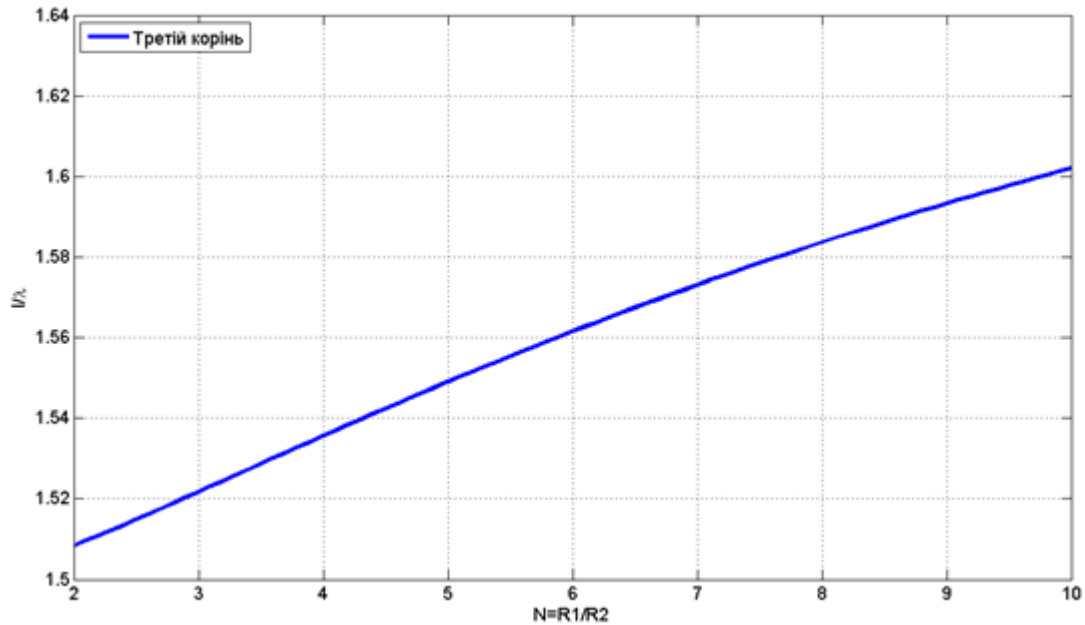


Рисунок 2.40 – Номограма вибору довжини кінцевого трансформатора тиску для третього кореня трансцендентного рівняння

Побудовані за (2.66) залежності коефіцієнта збільшення тиску (рис.2.41) показують, що збільшення тиску для різних коренів при одному і тому ж відношенні радіусів різні. І якщо для малих відношень збільшення тиску пропорційне відношенням радіусів, то при великих відношеннях радіусів явну перевагу мають корені високої кратності (відповідають більшій загальній довжині трансформатора тиску). При великих відношеннях радіусів коефіцієнт збільшення тиску не перевищує 4,3 для першого кореня трансцендентного рівняння. У зв'язку з цим для отримання великих коефіцієнтів трансформації тиску раціонально використовувати трансформатори, довжина яких обрана для другого і вище коренів рішення трансцендентного рівняння (2.64).

Аналіз розподілу потенціалу швидкості по (2.65) уздовж осі конусного трансформатора тиску показує, що кратність кореня

трансцендентного рівняння відповідає числу вузлів потенціалу швидкості.

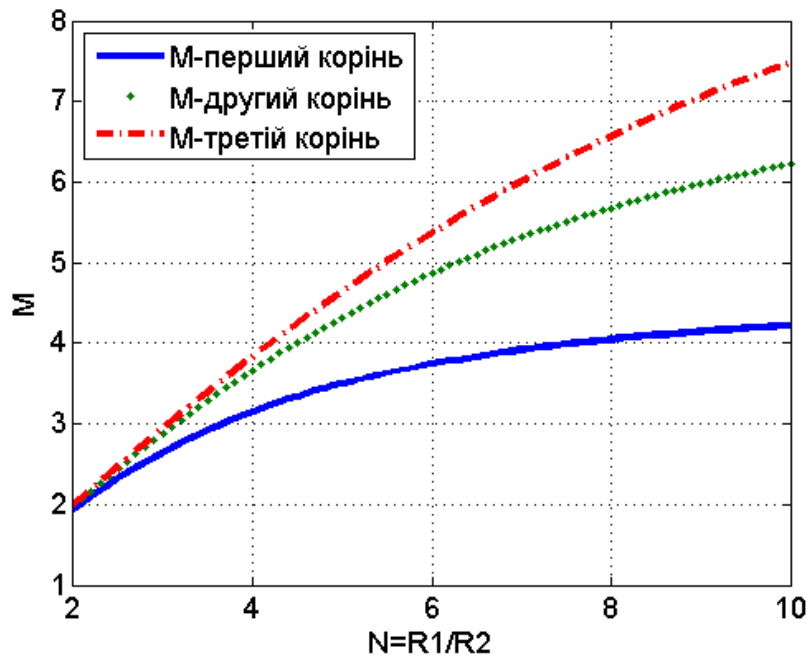


Рисунок 2.41 – Коефіцієнт трансформації тиску для коренів рішення трансцендентного рівняння

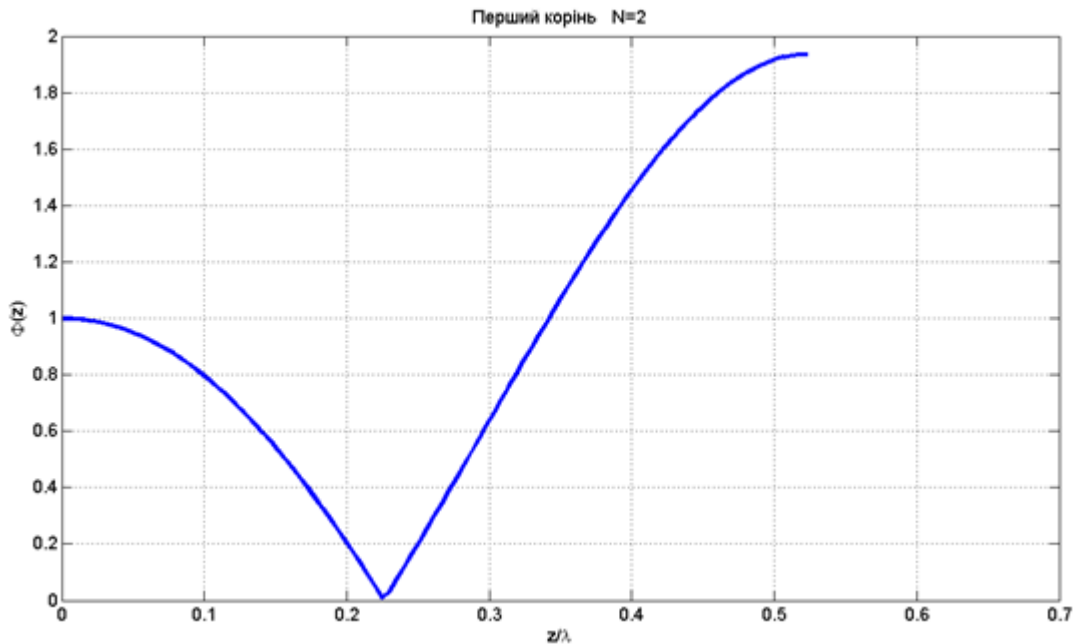


Рисунок 2.42 – Розподіл потенціалу тиску уздовж осі кінцевого трансформатора тиску для першого кореня

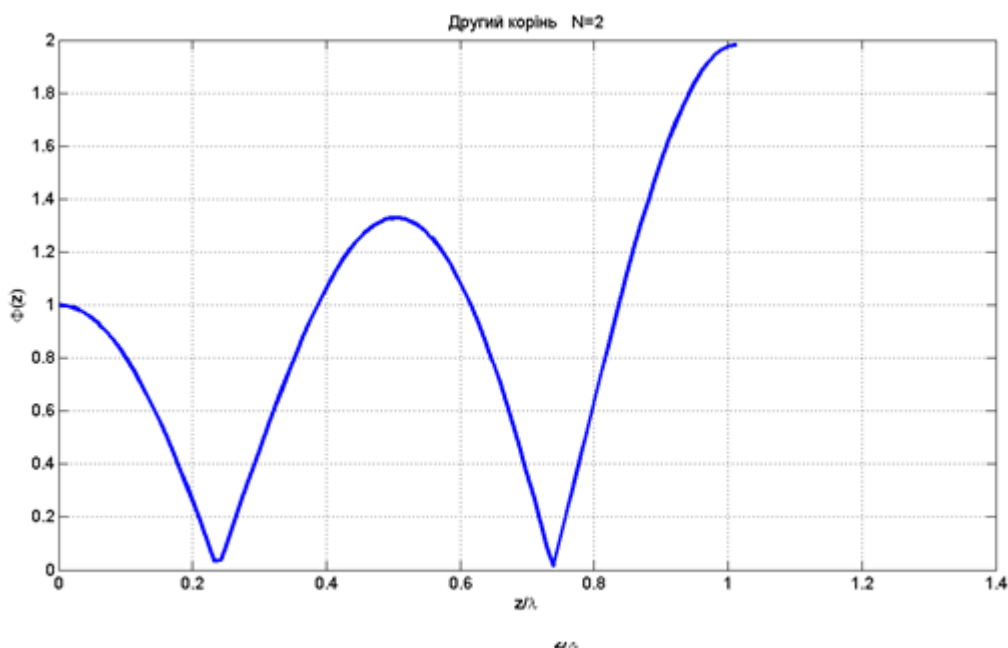


Рисунок 2.43 – Розподіл потенціалу тиску уздовж осі кінцевого трансформатора тиску для другого кореня

Відзначимо, що отримані рішення і результати моделювання для ступінчастих і кінчних трансформаторів тиску добре узгоджуються з даними роботи [100] для ультразвукових концентраторів, виконаних з металу. При цьому спостерігаються аналогії: звуковий тиск для трансформатора тиску – коливальна швидкість для ультразвукового концентратора, об'ємна швидкість для трансформатора тиску – механічне напруження для ультразвукового концентратора. На підставі цього можна зробити припущення, що трансформатори тиску можуть бути виконані за іншим законом зміни поперечного перерізу: експоненціальним, ампульним, ампульно-кінчним і т.п. При цьому коефіцієнти збільшення тиску будуть відповідати коефіцієнтам множення відповідних ультразвукових концентраторів.

2.4. Методики розрахунку геометрії кавітаційних камер

Вибір типу кавітаційної камери обумовлений технологічним процесом та параметрами технологічної рідини. Тому шляхом аналізу треба обрати раціональний тип кавітаційної камери, беручи до уваги необхідну інтенсивність кавітаційних явищ, матеріал стінок кавітаційної камери та його ерозійну стійкість, продуктивність технологічного процесу, робочу частоту збуджуючих коливань. Обравши тип кавітаційної камери, можна переходити до розрахунку її геометричних розмірів.

2.4.1. Методика розрахунку геометрії трубчастої кавітаційної камери з радіальними коливаннями стінок

Як зазначалося вище, режим роботи трубчастого кавітатора з радіальними коливаннями стінок визначається середнім діаметром стінок кавітатора. Відзначимо, що для побудови пристроїв кавітаційної обробки рідин з великим поглинанням акустичної енергії, необхідно вибирати кавітатор найменш можливого діаметра.

Проектування трубчастого кавітатора з радіальними коливаннями стінок може вестися з двох початкових передумов [101]:

- відомий середній діаметр стінок трубчастого кавітатора, продиктований вимогами технологічного процесу. Необхідно знайти робочу частоту;
- відома робоча частота трубчастого кавітатора. Необхідно розрахувати середній діаметр кавітатора.

Порядок розрахунку кавітатора не включає в себе розрахунок товщини стінок кавітатора, який необхідно проводити, виходячи з вимог міцності до технологічного устаткування.

Вихідні дані для розрахунку

$2a_{cp}$ – середній діаметр стінок трубчастого кавітатора;

c_m – швидкість звуку в матеріалі стінок трубчастого кавітатора;

Порядок розрахунку

1. Розраховуємо робочу частоту трубчастого кавітатора

$$f_n = \frac{c_m}{2\pi a_{cp}} \sqrt{1+n^2}, \quad n = 0, 1, 2, 3.$$

2. Перевіряємо виконання умови.

$$22000 \leq f_n \leq 66000.$$

3. Вибираємо значення f_n для мінімально можливого значення n .

4. Вибираємо значення товщини стінки трубчастого кавітатора h_k з мінімально можливих значень.

5. Розраховуємо частоти згинальних резонансів стінок кавітатора

$$f = \frac{c_m h_k}{2\pi a_{cp}^2} \sqrt{\frac{1}{12}} \sqrt{\frac{m^2(1-m^2)^2}{1+m^2}}, \quad m = 1, 2, \dots$$

6. Якщо f і f_n відрізняються менше, ніж на 10% коригуємо значення h_k .

7. Вибираємо висоту кавітатора l_k з умови

$$l_k \leq \frac{c_m}{2f_n}.$$

Результат розрахунку

Робоча частота трубчастої кавітаційної камери f_n , товщина стінок кавітаційної камери h_k , довжина кавітаційної камери l_k .

Вихідні дані для розрахунку

f_n – робоча частота трубчастого кавітатора;

c_m – швидкість звуку в матеріалі стінок кавітатора;

Порядок розрахунку

1. Розраховуємо необхідний середній діаметр трубчастого кавітатора

$$2a_{cp} = \frac{c_m}{\pi f_n} \sqrt{1+n^2}, \quad n = 0, 1, 2, 3.$$

2. Вибираємо значення $2a_{cp}$ для мінімально можливого значення n

3. Вибираємо значення товщини стінки кавітатора h_k з мінімально можливих значень.

4. Розраховуємо частоти згинальних резонансів стінок кавітатора

$$f = \frac{c_m h_k}{2\pi a_{cp}^2} \sqrt{\frac{1}{12}} \sqrt{\frac{m^2(1-m^2)^2}{1+m^2}}, \quad m = 1, 2, \dots$$

5. Якщо f і f_n відрізняються менше, ніж на 10% коригуємо значення h_k .

6. Вибираємо висоту кавітатора l_k з умови

$$l_k \leq \frac{c_m}{2f_n}.$$

Результат розрахунку

Середній діаметр трубчастої кавітаційної камери $2a_{cp}$, товщина стінок трубчастої кавітаційної камери h_k , довжина кавітаційної камери l_k .

2.4.2. Методика розрахунку геометрії трубчастої кавітаційної камери з радіально-згинальними коливаннями стінок

Режим роботи кавітатора з радіально-згинальними коливаннями стінок визначається середнім діаметром і товщиною стінок кавітатора. Відзначимо, що для побудови пристроїв кавітаційної обробки рідин з великим поглинанням акустичної енергії необхідно вибирати кавітатор

найменш можливого діаметра. Для отримання більш рівномірної обробки повинен вибиратися режим збудження стінок кавітатора на модах з максимально великими номерами.

Проектування трубчастого кавітатора з радіально-згинальними коливаннями стінок може вестися з наступних початкових передумов [98]:

- Відомий середній діаметр стінок кавітатора, продиктований вимогами технологічного процесу. Необхідно знайти робочу частоту і товщину стінок кавітатора.
- Відома робоча частота кавітатора. Необхідно розрахувати середній діаметр і товщину стінок кавітатора.

Вихідні дані для розрахунку

$2a_{cp}$ – середній діаметр стінок трубчастого кавітатора;

c_m – швидкість звуку в матеріалі стінок кавітатора;

c_{liquid} – швидкість звуку в рідині, що обробляється.

Порядок розрахунку

1. Виходячи зі збігу власних частот, розраховуємо можливу товщину стінки трубчастого кавітатора

$$h_{k,m,i} = \frac{a_{cp} c_{liquid} root_{m,i}}{c_m \sqrt{12} \sqrt{\frac{m^2 (1-m^2)^2}{1+m^2}}}, \quad m = 1, 2 \dots 8, i = 0, 1 \dots 5$$

Значення $root_{m,i}$, нулів похідної функції Бесселя, обираємо з таблиці 2.1.

Розраховуємо робочу частоту кавітатора

$$f_{m,i} = \frac{c_m h_{k,m,i}}{2\pi a_{cp}^2} \sqrt{12} \sqrt{\frac{m^2 (1-m^2)^2}{1+m^2}}.$$

2. Перевіряємо виконання умови

$$22000 \leq f_{m,i} \leq 66000.$$

Якщо умова не виконується для будь-яких цілих значень m , i , проводимо розрахунок без дотримання умови збігу власних частот.

3. Вибираємо найменше значення $f_{m,i}$ і відповідне йому значення $h_{k,m,i}$.

4. Розраховуємо частоти радіальних резонансів трубчастого кавітатора

$$f_n = \frac{c_m}{2\pi a_{cp}} \sqrt{1 + n^2}.$$

5. Якщо $f_{m,i}$ і f_n відрізняються менше, ніж на 10%, коригуємо значення $h_{k,m,i}$.

6. Вибираємо висоту кавітатора l_k з умови

$$l_k \leq \frac{c_m}{2f_{m,i}}.$$

Результат розрахунку

Робоча частота трубчастого кавітатора $f_{m,i}$, товщина стінки кавітаційної камери $h_{k,m,i}$, висота кавітаційної камери l_k .

Вихідні дані для розрахунку

f – робоча частота трубчастого кавітатора;

c_m – швидкість звуку в матеріалі стінок кавітатора;

c_{liquid} – швидкість звуку в рідині, яка оброблюється.

Порядок розрахунку

1. Виходячи зі збігу власних частот, розраховуємо можливу товщину стінки трубчастого кавітатора

$$h_k = \frac{(c_{liquid})^2 (root_{m,i})^2}{2\pi f c_m \sqrt{\frac{1}{12}} \sqrt{\frac{m^2(1-m^2)^2}{1+m^2}}}.$$

Значення $root_{m,i}$, нулів похідної функції Бесселя обираємо з таблиці 2.1.

Вибираємо конструктивно доцільне значення h_k . У випадку конструктивно недоцільних значень h_k проводимо розрахунок, виходячи з відсутності збігу власних частот.

2. Розраховуємо частоти радіальних резонансів трубчастого кавітатора

$$f_n = \frac{c_m}{2\pi a_{cp}} \sqrt{1+n^2}.$$

3. Якщо f і f_n відрізняються менше, ніж на 10% коригуємо значення h_k .

4. Вибираємо висоту кавітатора l_k з умови

$$l_k \leq \frac{c_m}{2f_{m,i}}.$$

Результат розрахунку

Товщина стінки кавітаційної камери $h_{k,m,i}$, висота кавітаційної камери l_k .

2.4.3. Методика розрахунку геометрії прямокутної кавітаційної камери

У випадку прямокутної кавітаційної камери проектування ведеться під відомі робочі частоти, які вибираються з ряду 22кГц, 33кГц, 44кГц. Вибір робочої частоти диктується вимогами технологічного процесу.

Проектування прямокутної кавітаційної камери може вестися з наступної передумови:

- Відома робоча частота, довжина та ширина кавітаційної камери, а також орієнтовний обсяг оброблюваної технологічної рідини. Необхідно визначити рівень наливу технологічної рідини.

Порядок розрахунку кавітатора (рис.2.6, рис.2.30) не включає в себе розрахунок товщини стінок кавітатора, який необхідно проводити, виходячи з вимог міцності до технологічного устаткування.

Вихідні дані для розрахунку

f – робоча частота кавітаційної камери;

c_{liquid} – швидкість звуку в технологічній рідині;

V_{liquid} – об'єм рідини, яка обробляється.

Порядок розрахунку

1. Знаходимо об'єм рідини, який відповідає резонансному режиму роботи кавітатора

$$V_{liquid_rez} = \left(\frac{3c_{liquid}}{4f} \right)^3.$$

2. У випадку, якщо V_{liquid} і V_{liquid_rez} відрізняються незначно, проектуємо кавітаційну камеру кубічної форми, приймаючи рівними довжину, висоту і ширину:

$$a = b = h = \sqrt[3]{V_{liquid_rez}}.$$

3. У випадку, якщо V_{liquid} і V_{liquid_rez} відрізняються значно, графоаналітичним методом підбираємо значення a , b , h і цілочисельні значення m , l , n для:

$$\begin{cases} V_{liquid} = abh; \\ \frac{(1+m)^2}{a^2} + \frac{(1+l)^2}{b^2} + \frac{(1+n)^2}{(2h)^2} = \frac{4c_{liquid}^2}{f^2}. \end{cases}$$

4. У результаті розрахунку відбираємо значення з прийнятними значеннями a , b при мінімально-можливому значенні n .

Результат розрахунку

Геометричні розміри кавітаційної камери a , b , h .

Вихідні дані для розрахунку

f – робоча частота кавітаційної камери;

c_{liquid} – швидкість звуку в технологічній рідині;

V_{liquid} – об'єм рідини, яка обробляється.

a , b – довжина і ширина кавітаційної камери.

Порядок розрахунку

1. Знаходимо висоту рівня наливу технологічної рідини при мінімально можливому значенні n :

$$h = \frac{c_{liquid} (1+n) ab}{2\sqrt{4f^2 a^2 b^2 - (1+m)^2 b^2 c_{liquid}^2 - (1+l)^2 a^2 c_{liquid}^2}} \dots$$

Перевіряємо виконання умови

$$V_{liquid} \approx abh.$$

2. Якщо умова не виконується, повторюємо розрахунки, збільшивши значення m , l , n .

Результат розрахунку

Рівень наливу технологічної рідини h .

2.4.4. Методика розрахунку геометрії кавітаційної камери у вигляді трансформатора тиску

При проектуванні кавітаційних камер у вигляді трансформаторів тиску основну увагу слід звернути на питання, пов'язані з поглинанням акустичної енергії кавітаційною областю. Так вибір трансформаторів тиску, у яких по осі буде розміщуватися кілька пучностей, можуть виявитися малоефективними, у зв'язку з «екрануванням» акустичного поля кавітаційними прошарками і порушенням режиму стоячої хвилі.

2.4.4.1. Методика розрахунку геометрії кавітаційної камери у вигляді ступінчатого трансформатора тиску

Ступінчасті трансформатори тиску є найбільш технологічними у виготовленні та простими у розрахунку [102]. Для розрахунку достатньо знати робочу частоту, параметри технологічної рідини та бажаний коефіцієнт збільшення тиску.

Вихідні дані для розрахунку

f – робоча частота кавітаційної камери;

M – коефіцієнт збільшення тиску;

c_{liquid} – швидкість звуку в рідині, яка обробляється.

Порядок розрахунку

1. Розраховуємо максимально можливий діаметр кавітатора

$$2a_{\max} = 0,586 \frac{c_{liquid}}{f};$$

2. Вибираємо діаметр частини більшого діаметра трансформатора тиску

$$2a_1 \leq 2a_{\max}.$$

3. Розраховуємо частини меншого діаметра (для симетричного трансформатора тиску)

$$2a_2 = 2a_1\sqrt{M}.$$

4. Розраховуємо довжину частини більшого діаметра

$$l_1 = \frac{c_{liquid}}{4f}(2n+1), \quad n = 0, 1, 2, 3, \dots$$

Перевагу слід віддати мінімально можливому значенню n .

5. Розраховуємо довжину частини більшого діаметра

$$l_2 = \frac{c_{liquid}}{4f}(2n+1), \quad n = 0, 1, 2, 3, \dots$$

Перевагу слід віддати мінімально можливому значенню n .

Результат розрахунку

Діаметр частини більшого діаметра $2a_1$; діаметр частини меншого діаметра $2a_2$; довжина частини більшого діаметра l_1 ; довжина частини меншого діаметра l_2 .

2.4.4.2. Методика розрахунку геометрії кавітаційної камери у вигляді конічного трансформатора тиску

Конічні трансформатори тиску не мають різких змін поперечного перерізу, це дозволяє запобігти утворенню турбулентних течій. Однак розрахунок більш складний порівняно з ступінчастими трансформаторами тиску [103].

Вихідні дані для розрахунку

f – робоча частота кавітаційної камери;

M – коефіцієнт збільшення тиску;

c_{liquid} – швидкість звуку в рідині, яка обробляється.

Порядок розрахунку

1. Розраховуємо максимально можливий діаметр кавітатора

$$2a_{\max} = 0,586 \frac{c_{\text{liquid}}}{f};$$

2. Вибираємо діаметр товщої частини трансформатора тиску

$$2a_1 \leq 2a_{\max}.$$

3. По номограмі вибираємо відношення діаметрів більшої і меншої частин при заданому коефіцієнті збільшення тиску (рис.2.41).

4. Розраховуємо довжину хвилі в рідині

$$\lambda = \frac{c_{\text{liquid}}}{f}.$$

5. По номограмі визначаємо за обраним значенням відношення діаметрів N необхідну довжину трансформатора тиску (рис.2.37)

6. За отриманими значеннями вибираємо рішення з найменшим значенням l , якщо немає інших конструктивних міркувань.

Результат розрахунку

Діаметр частини більшого діаметра $2a_1$; діаметр тоншої частини $2a_2$; довжина кавітаційної камери l .

2.5. Рекомендації щодо вибору кавітаційних камер

Кавітаційна камера є важливою складовою ультразвукового технологічного обладнання. Вибір типу камери та способу збудження в ній ультразвукових коливань істотно впливає на форму кавітаційної області. Залежно від форми кавітаційної області змінюється інтенсивність кавітаційних явищ, рівномірність обробки технологічної рідини, стійкість стінок камери до кавітаційної ерозії. Тому можна стверджувати, що саме вимоги та особливості протікання технологічного процесу обумовлюють вибір типу та конструкції кавітаційної камери.

Якщо планується використання обробки технологічної рідини під надлишковим тиском, то кавітаційна камера повинна бути камерою закритого типу.

Для обробки рідин ультразвуком високої інтенсивності слід обрати циліндричну камеру з радіальними коливаннями стінок або камеру у вигляді трансформатора тиску.

Для обробки малих об'ємів технологічної рідини слід обирати камери малого розміру або камери у вигляді трансформаторів тиску.

Для більш рівномірної кавітаційної обробки рідин слід обирати прямокутні камери або циліндричні камери з радіально-згінними коливаннями стінок.

Найбільший вигреш в стійкості матеріалу до кавітаційної ерозії мають циліндричні камери з радіальними коливаннями стінок.

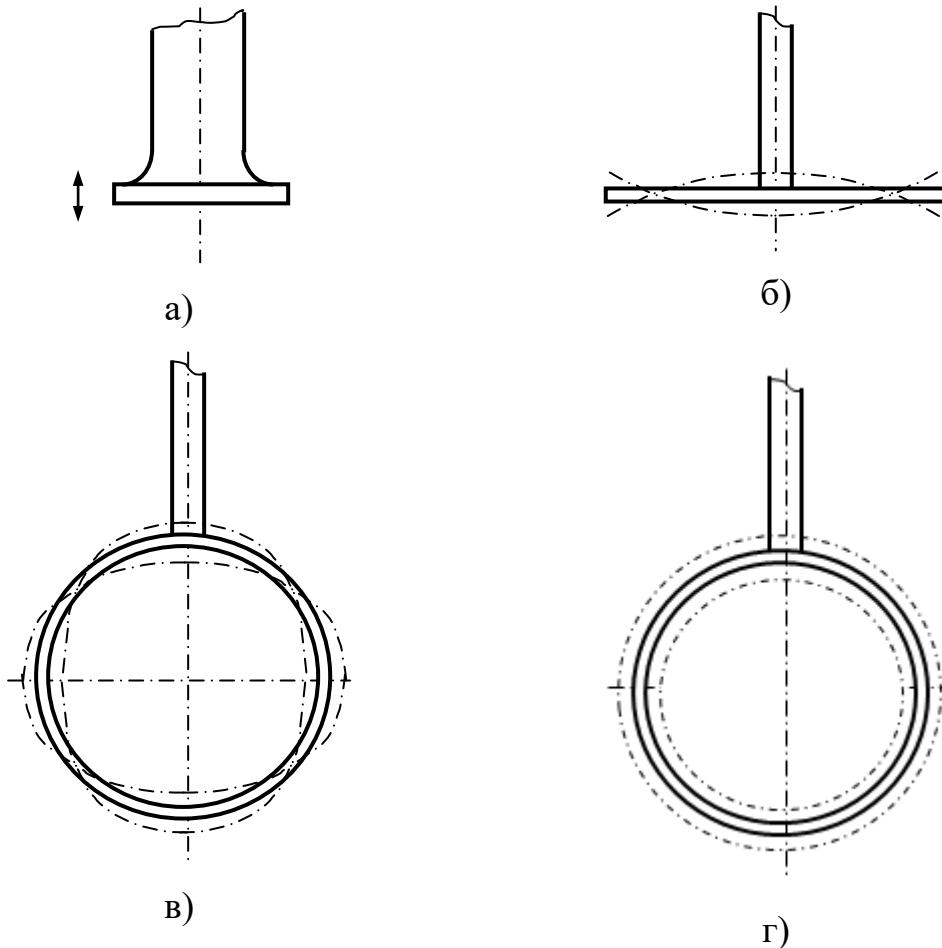
РОЗДІЛ 3. МЕТОДИКА РОЗРАХУНКУ УЛЬТРАЗВУКОВИХ РЕЗОНАНСНИХ ПРИВОДІВ ПОЗДОВЖНІХ ПЕРЕМІЩЕНЬ ДЛЯ ТЕХНОЛОГІЧНИХ ПРОЦЕСІВ

Для реалізації багатьох технологічних процесів, пов'язаних, наприклад, з необхідністю отримання дрібнодисперсного рідинного аерозолю методом розпилення в тонкому шарі або отримання якісних емульсій, що довгий час не розшаровуються, та інших технологій кавітаційного впливу на рідини застосовують ультразвукові резонансні приводи поздовжніх переміщень, що побудовані за різними акустичними схемами, створюють акустичні резонансні системи, які мають вібруючу поверхню випромінювання, що вкрита тонким шаром рідини. Для отримання необхідної амплітуди коливань поверхні випромінювання, достатньої для руйнування міжмолекулярних зв'язків в рідині в технологічному процесі розпилення в тонкому шарі, в конструкціях резонансних приводів застосовують ультразвукові трансформатори коливальної швидкості, в якості яких зазвичай використовують стержневі ступінчасті концентратори, що побудовані на базі 1, 1/2 та 3/4 хвильових акустичних схем. При цьому розпилення відбувається з випромінюючої поверхні привода, яка вкрита тонким шаром рідини. Геометрія поверхні розпилення, з одного боку, задає форму факелу розпилення, а з іншого, своїми резонансними властивостями задає частоту роботи ультразвукового п'єзоелектричного перетворювача у складі вібраційного приводу.

На рис.3.1 наведені найбільш поширені схеми коливань поверхні розпилення.

У випадку поршневих коливань (рис. 3.1а) головною частотою є резонансна частота самого п'єзоелектричного перетворювача з

трансформатором коливальної швидкості. У випадку згинальних (рис.3.1б), радіально-згинальних (рис.3.1в) або радіальних (рис.3.1г) коливань резонансна частота поверхні розпилення є головною, тобто з нею повинна узгоджуватися частота коливань п'єзоелектричного перетворювача з трансформатором коливальної швидкості.



*Рисунок 3.1 – Основні види коливань поверхні розпилення
(а – поверхня, що здійснює поздовжні поршневі коливання;
б – поверхня, що здійснює згинальні коливання; в – поверхня, що
здійснює радіально-згинальні коливання; г – поверхня, що здійснює
радіальні коливання)*

Якщо поверхня розпилення, що здійснює згинальні коливання, являє собою прямокутну пластину, її резонансна частота знаходиться згідно формули [104, 105]

$$f_{рез} = \frac{K_q^2}{2\pi l^2} c_n \frac{h}{\sqrt{12}}, \quad (3.1)$$

де K_q – порядок частоти; l – довжина пластини; h – товщина пластини; C_n – швидкість звуку в матеріалі пластини.

Для перших мод коливань величина K_q дорівнює 4,730 та 7,853.

Якщо пластина не прямокутна, а має вигляд диска, її резонансна частота знаходиться згідно з виразом

$$f_{рез} = \frac{K_g^2 h}{2\pi R_o^2} \sqrt{\frac{E}{12(1-\nu)}}, \quad (3.2)$$

де K_g – власне число; R_o – радіус диска; E – модуль пружності на розтягування матеріалу диска; ν – коефіцієнт Пуассона.

Для перших мод коливань величина K_g дорівнює 3,01 та 6,209.

У випадку кільцевої (трубчастої) форми поверхні розпилення, у якій збуджуються радіально-згинальні коливання, резонансна частота визначається залежністю [99]

$$f_{рез} = \frac{1}{2r_{сер}^2 \pi} c \frac{h_k}{\sqrt{12}} K_\lambda, \quad (3.3)$$

де h_k – товщина кільця; $r_{сер}$ – середній радіус кільця;

$$K_\lambda = \sqrt{\frac{i^2(1-i^2)^2}{1+i^2}}.$$

i	4	5	6	7	8	9	10
K_λ	14,553	23,534	34,522	47,518	62,516	79,514	98,507

При $i = 0$ радіально-згинальні коливання у кільці відсутні і воно рухається як єдина маса.

Максимальна продуктивність розпилювача може бути досягнута тільки при однаковій амплітуді коливань усієї поверхні

випромінювання. При радіально-згинальній моді коливань поблизу вузлових утворюючих ліній трубчастого вібратора амплітуди коливань буде недостатньо для реалізації процесу ультразвукового розпилення в тонкому шарі. У цьому випадку для досягнення максимальної продуктивності технологічного обладнання трубчастий вібратор треба збуджувати на радіальній моді коливань. Основна власна частота чисто радіальних коливань визначається залежністю

$$f_k = \frac{1}{2r_{сep}\pi} c. \quad (3.4)$$

Збудження коливань поверхні розпилення відбувається за допомогою п'єзоелектричного привода осьових переміщень, складеного з п'єзоелектричного перетворювача та трансформатора коливальної швидкості з утворенням 1, 1/2 або 3/4 хвильової акустичної системи.

3.1. Розрахунок 1- хвильового ультразвукового резонансного вібраційного привода поздовжніх переміщень

Рівняння поздовжніх коливань п'єзоелектричного складеного перетворювача в загальному вигляді можна записати як [105, 106]

$$S \frac{\partial^2 U}{dt^2} = c^2 \frac{\partial}{\partial x} \left(S \frac{\partial U}{\partial x} \right), \quad (3.5)$$

де U – поздовжнє переміщення; S – площа поперечного перерізу.

Для перетворювача, що здійснює гармонічні коливання та має деяку власну частоту, розв'язок рівняння (3.5) може бути отримано у вигляді

$$U(x, t) = U(x)(P \sin \omega t + Q \cos \omega t).$$

Тоді для накладки, що знижує частоту, та прилеглої до неї п'єзокерамічної шайби можна записати відповідно

$$U_1(x,t) = \left(A \cos \frac{\omega}{c_1} x + B \sin \frac{\omega}{c_1} x \right) \sin(\omega t + \phi) \quad (3.6)$$

та

$$U_2(x,t) = \left(C \cos \frac{\omega}{c_2} x + D \sin \frac{\omega}{c_2} x \right) \sin(\omega t + \phi), \quad (3.7)$$

де c_1 і c_2 – швидкість звуку в матеріалі накладки, що знижує частоту, та п'єзокерамічної шайби відповідно.

Відповідно до розрахункової схеми (рис.3.2) граничні умови щодо 1- хвильової коливальної системи з початком координат у точці O_1 , яка розглядається, можна представити у вигляді

$$U_2 = 0 \quad \text{при } x = 0; \quad (3.8)$$

$$\frac{\partial U_1}{\partial x} = 0 \quad \text{при } x = a_1 + a_2; \quad (3.9)$$

$$\left. \begin{array}{l} U_1 = U_2 \\ E_1 S_1 \frac{\partial U_1}{\partial x} = E_2 S_2 \frac{\partial U_2}{\partial x} \end{array} \right\} \text{при } x = a_2; \quad (3.10)$$

де a_1 , E_1 , S_1 і a_2 , E_2 , S_2 – товщина, модуль пружності на розтягування та площа торцевої поверхні накладки, що знижує частоту, та п'єзокерамічної шайби відповідно.

При умові (3.8) з рівняння (3.7) випливає

$$C = 0. \quad (3.11)$$

Тоді є можливість записати

$$U_2(x,t) = D \sin \frac{\omega}{c_2} x \sin(\omega t + \phi). \quad (3.12)$$

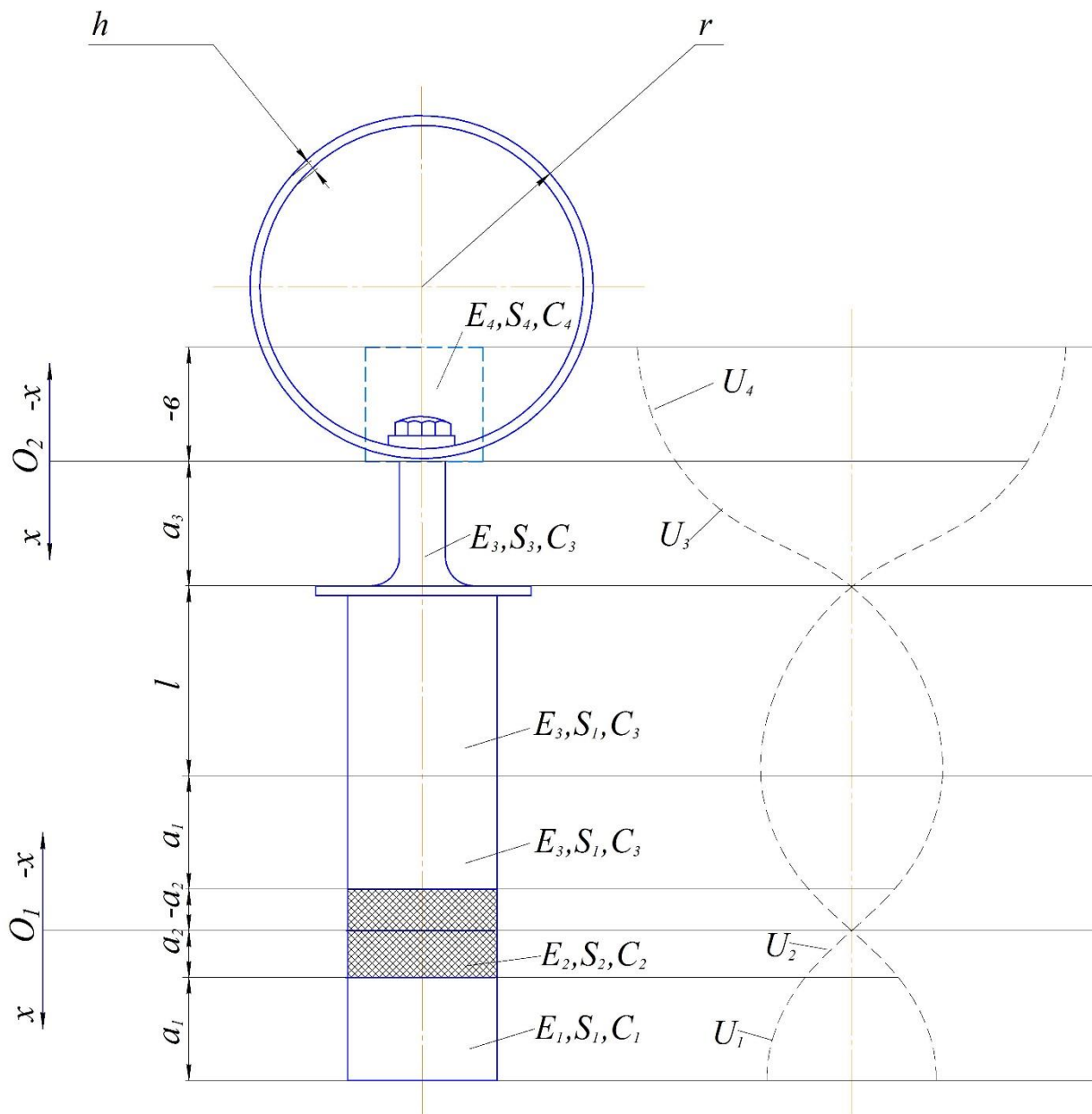


Рисунок 3.2 – Розрахункова схема 1-хвильового ультразвукового вібраційного приводу поздовжніх переміщень з симетричним п'єзоелектричним перетворювачем

Умова (3.9) дозволяє з рівняння (3.6) записати рівність

$$B \cos \frac{\omega}{c_1} (a_1 + a_2) = A \sin \frac{\omega}{c_1} (a_1 + a_2).$$

Звідки

$$B = A \operatorname{tg} \frac{\omega}{c_1} (a_1 + a_2). \quad (3.13)$$

Підставивши (3.13) у рівняння (3.6), отримаємо

$$U_1(x, t) = A \left[\cos \frac{\omega}{c_1} x + \sin \frac{\omega}{c_1} x \operatorname{tg} \frac{\omega}{c_1} (a_1 + a_2) \right] \sin(\omega t + \phi). \quad (3.14)$$

Перша половина граничних умов (3.10) дає можливість з урахуванням рівнянь (3.12) та (3.14) записати

$$D \sin \frac{\omega}{c_2} a_2 = A \left[\cos \frac{\omega}{c_1} a_2 + \sin \frac{\omega}{c_1} a_2 \operatorname{tg} \frac{\omega}{c_1} (a_1 + a_2) \right].$$

Звідки

$$D = \frac{A}{\sin \frac{\omega}{c_2} a_2} \left[\cos \frac{\omega}{c_1} a_2 + \sin \frac{\omega}{c_1} a_2 \operatorname{tg} \frac{\omega}{c_1} (a_1 + a_2) \right]. \quad (3.15)$$

З урахуванням другої половини граничних умов (3.10) після диференціювання рівнянь (3.12) та (3.14) буде справедливим запис

$$E_1 S_1 \frac{A}{c_1} \left[\cos \frac{\omega}{c_1} a_2 \operatorname{tg} \frac{\omega}{c_1} (a_1 + a_2) - \sin \frac{\omega}{c_1} a_2 \right] = E_2 S_2 \frac{D}{c_2} \cos \frac{\omega}{c_2} a_2. \quad (3.16)$$

Спільне розв'язання рівнянь (3.15) та (3.16) дозволяє отримати

$$\frac{E_1 S_1 c_2}{E_2 S_2 c_1} = \frac{\operatorname{ctg} \frac{\omega}{c_2} a_2 \left[\cos \frac{\omega}{c_1} a_2 + \sin \frac{\omega}{c_1} a_2 \operatorname{tg} \frac{\omega}{c_1} (a_1 + a_2) \right]}{\cos \frac{\omega}{c_1} a_2 \operatorname{tg} \frac{\omega}{c_1} (a_1 + a_2) - \sin \frac{\omega}{c_1} a_2}. \quad (3.17)$$

Розв'язання рівняння (3.17) відносно a_1 дає вираз

$$a_1 = \frac{c_1}{\omega} \operatorname{arctg} \frac{E_2 S_2 c_1 \operatorname{ctg} \frac{\omega}{c_2} a_2 + E_1 S_1 c_2 \operatorname{tg} \frac{\omega}{c_1} a_2}{E_1 S_1 c_2 - E_2 S_2 c_1 \operatorname{ctg} \frac{\omega}{c_2} a_2 \operatorname{tg} \frac{\omega}{c_1} a_2} - a_2. \quad (3.18)$$

З урахуванням $\omega = 2\pi f$, де f – частота коливань генератора збудження, рівняння (3.18) дозволяє розрахувати товщину накладки, що знижує частоту, при заданих параметрах її матеріалу та обраному типорозмірі п'єзокерамічної шайби. Якщо друга накладка, що знижує частоту, виконана з того ж самого матеріалу, то $a_1 = a_1'$.

У протилежному випадку для визначення a_1' необхідно знову скористатися формулою (3.18), змінивши в ній E_1 , c_1 відповідно на E_3 , c_3 .

Інколи конструктивні міркування змушують зміщувати точку можливого закріплення ультразвукового коливального складеного привода осьових переміщень, використовуючи при цьому несиметричний п'єзоелектричний перетворювач (рис.3.3). Ця необхідність виникає, наприклад, при створенні 3/4 – хвильового ультразвукового привода, який дозволяє зменшити габарити конструкції і має тільки одну вузлову точку закріплення.

У цьому випадку для малої накладки, що знижує частоту, вираз (3.18) приймає вигляд

$$a_1 = \frac{c_1}{\omega} \operatorname{arctg} \frac{E_2 S_2 c_1 \operatorname{ctg} \frac{\omega}{c_2} 2a_2 + E_1 S_1 c_2 \operatorname{tg} \frac{\omega}{c_1} 2a_2}{E_1 S_1 c_2 - E_2 S_2 c_1 \operatorname{ctg} \frac{\omega}{c_2} 2a_2 \operatorname{tg} \frac{\omega}{c_1} 2a_2} - 2a_2. \quad (3.19)$$

Якщо у рівнянні (3.19) покласти $a_2 = 0$, отримаємо

$$a_1 = \frac{c_1}{\omega} \frac{(2n-1)}{2} \pi.$$

Виходячи з цього, для більшої накладки, що знижує частоту, відповідно до розрахункової схеми (рис.3.3) можна записати

$$a_1' = \frac{c_3 (2n-1)}{\omega} \pi$$

або при $n=1$

$$a_1' = \frac{c_3}{4f}. \quad (3.20)$$

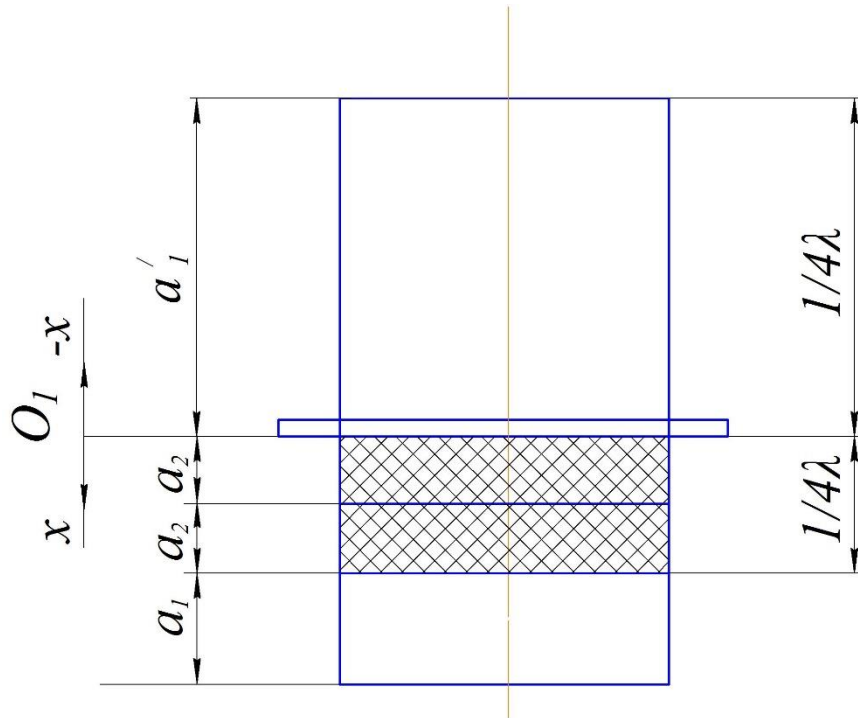


Рисунок 3.3 – Розрахункова схема несиметричного складеного п'єзоелектричного перетворювача

Для розрахунку ультразвукового трансформатора швидкості, роль якого у схемі, що розглядається, виконує ступінчастий концентратор, скористуємося загальною формою рівняння поздовжніх коливань (3.5). Оскільки і в цьому випадку справедливе припущення про те, що концентратор має власну частоту і здійснює гармонійні коливання, розв'язок рівняння (3.5) можна представити у вигляді

$$U_3(x,t) = \left(A \cos \frac{\omega}{c_3} x + B \sin \frac{\omega}{c_3} x \right) \sin(\omega t + \phi). \quad (3.21)$$

Тут, з метою спрощення, вважаємо, що концентратор коливань та прилегла до нього накладка п'єзоелектричного перетворювача виготовлені з одного матеріалу. Як правило, для зменшення втрат вони і виконуються як одне ціле.

Так само для циліндра, еквівалентного за масою конструктивному елементу з поверхнею розпилення та шаром рідини на ній, наприклад, торцевому потовщенню концентратора з поверхнею розпилення, що здійснює поршневі коливання, або вібратору, що здійснює згинальні, радіально-згинальні або радіальні коливання, з елементами його кріплення до концентратора коливань, можна записати

$$U_4(x, t) = \left(C \cos \frac{\omega}{c_4} x + D \sin \frac{\omega}{c_4} x \right) \sin(\omega t + \phi), \quad (3.22)$$

де c_4 – швидкість звуку в матеріалі циліндра, еквівалентного за масою елементу з поверхнею розпилення.

Граничні умови щодо коливальної системи з початком координат у точці O_4 можуть бути записані як

$$U_3 = 0 \quad \text{при } x = a_3; \quad (3.23)$$

$$\left. \begin{aligned} U_3 &= U_4 \\ E_3 S_3 \frac{\partial U_3}{\partial x} &= E_4 S_4 \frac{\partial U_4}{\partial x} \end{aligned} \right\} \quad \text{при } x = 0; \quad (3.24)$$

$$\frac{\partial U_4}{\partial x} = 0 \quad \text{при } x = -b, \quad (3.25)$$

де E_6 – модуль пружності на розтягування матеріалу розпилюючого елементу, наприклад, кільцевого вібратора; S_5 і S_6 – площі поперечного перерізу малого за діаметром ступеня концентратора та еквівалентного циліндра відповідно; a_2 – довжина ступеня малого діаметра концентратора; b – висота еквівалентного циліндра.

За умови (3.23) з рівняння (3.21) отримаємо

$$A \cos \frac{\omega}{c_3} a_3 = -B \sin \frac{\omega}{c_3} a_3;$$

$$B = -\frac{A}{\operatorname{tg} \frac{\omega}{c_3} a_3}. \quad (3.26)$$

Враховуючи першу частину умови (3.24), з рівнянь (3.21) та (3.22) отримаємо

$$A = C. \quad (3.27)$$

Друга частина умови (3.24) може бути перетворена до виду

$$E_3 S_3 c_4 B = E_4 S_4 c_3 D \quad (3.28)$$

Умова (3.25) дозволяє з рівняння (3.22) отримати

$$-C \sin \left[\frac{\omega}{c_4} (-b) \right] + D \cos \left[\frac{\omega}{c_4} (-b) \right] = 0.$$

Звідки маємо

$$D = -C \operatorname{tg} \frac{\omega}{c_4} b. \quad (3.29)$$

Тоді з урахуванням (3.28) можна записати

$$\frac{A}{\operatorname{tg} \frac{\omega}{c_3} a_3} E_3 S_3 c_4 = C E_4 S_4 c_3 \operatorname{tg} \frac{\omega}{c_4} b$$

або, враховуючи рівність (3.27), отримаємо

$$\operatorname{tg} \frac{\omega}{c_3} a_3 \operatorname{tg} \frac{\omega}{c_4} b = \frac{E_3 S_3 c_4}{E_4 S_4 c_3}. \quad (3.30)$$

Звідки можна записати

$$a_3 = \frac{c_3}{\omega} \operatorname{arctg} \frac{E_3 S_3 c_4}{E_4 S_4 c_3 \operatorname{tg} \frac{\omega}{c_4} b}. \quad (3.31)$$

Довжину ступеня більшого діаметра концентратора визначимо з виразу (3.31), враховуючи, що, у разі відсутності на кінці ступінчастого

концентратора навантаження у вигляді кільцевого вібратора або іншого розпилювача, $b = 0$ і $a_3 = l$:

$$l = \frac{c_3 (2n-1)\pi}{\omega 2}. \quad (3.32)$$

Для трансформатора швидкості з $1/2$ – хвильовою акустичною системою, коли довжина одного ступеня дорівнює $1/4 \lambda$ та $n = 1$, маємо

$$l = \frac{c_3 \pi}{\omega 2},$$

або

$$l = \frac{c_3}{4f}. \quad (3.33)$$

У випадку виконання поверхні розпилення у вигляді кільцевого вібратора об'єм тіла вібратора визначається залежністю

$$V = 2r_{cep} hN\pi, \quad (3.34)$$

а його маса записується як

$$m_k = \frac{E_4 2r_{cep} hN\pi}{c_4^2}, \quad (3.35)$$

де H – висота кільцевого трубчатого вібратора.

Тоді повна маса кільцевого вібратора, що враховує наявність елементів кріплення кільця до торцевої поверхні трансформатора швидкості та шару рідини на поверхні розпилювання, може бути записана як

$$m = \frac{E_4 2r_{cep} hN\pi}{c_4^2} + m_{крin} + m_{шару}, \quad (3.36)$$

де $m_{крin}$ – маса елементів кріплення; $m_{шару}$ – маса шару рідини.

Так само для циліндра, еквівалентного за масою конструктивним елементам розпилювача та шару рідини, можна записати

$$m' = \frac{E_4}{c_4^2} S_4 b. \quad (3.37)$$

Порівнявши вирази (3.36) та (3.37), отримаємо

$$b = \frac{\frac{E_4}{c_4^2} 2r_{сер} hH\pi + m_{крin} + m_{шару}}{\frac{E_4}{c_4^2} S_4}. \quad (3.38)$$

При $i \neq 0$ навантаженням для ультразвукового трансформатора швидкості є тільки частина кільцевого вібратора, що визначається радіально - згинальною напівхвилею.

Тоді вираз (3.38) скоригується і в першому наближенні може бути записаний як

$$b = \frac{\frac{1}{i} \left(\frac{E_4}{c_4^2} 2\pi r_{сер} hH + m_{шару} \right) + m_{крin}}{\frac{E_4}{c_4^2} S_4}. \quad (3.39)$$

3.2. Розрахунок 3/4 - хвильового ультразвукового резонансного вібраційного привода поздовжніх переміщень

Коливальна система такого приводу має одну можливу точку кріплення, що дозволяє зменшити довжину перетворювача на 1/4 акустичної хвилі. Для можливості жорсткого кріплення п'єзoeлектричний складений перетворювач у такій схемі зазвичай виконують несиметричним (рис.3.4). При цьому ступінь меншого діаметра трансформатора коливальної швидкості з поверхнею, що, наприклад, розпилує, приєднують безпосередньо до пучності коливань, яка знаходиться на торці складеного перетворювача. Тому цей ступінь слід розглядати в якості навантаження п'єзoeлектричного

перетворювача, що відповідно накладає особливості на розрахунок однієї з його накладок, що понижує частоту.

Для випадку гармонійних коливань ультразвукового приводу згідно з розрахунковою схемою (рис.3.4) розв'язок загального рівняння (3.5) поздовжніх коливань можна записати у вигляді

$$U_1(x,t) = \left(A \cos \frac{\omega}{c_3} x + B \sin \frac{\omega}{c_3} x \right) \sin(\omega t + \phi), \quad (3.40)$$

$$U_2(x,t) = \left(C \cos \frac{\omega}{c_3} x + D \sin \frac{\omega}{c_3} x \right) \sin(\omega t + \phi). \quad (3.41)$$

Граничні умови розрахункової схеми можна представити як

$$U_1 = 0 \quad \text{при } x = a_1; \quad (3.42)$$

$$\left. \begin{array}{l} U_1 = U_2 \\ E_3 S_1 \frac{\partial U_1}{\partial x} = E_3 S_3 \frac{\partial U_2}{\partial x} \end{array} \right\} \quad \text{при } x = 0; \quad (3.43)$$

$$\frac{\partial U_2}{\partial x} = 0 \quad \text{при } x = -(a_2 + b). \quad (3.44)$$

Умова (3.42) дає можливість з рівняння (3.40) отримати

$$A \cos \frac{\omega}{c_3} a_1 + B \sin \frac{\omega}{c_3} a_1 = 0 \quad \text{або} \quad A = -B \operatorname{tg} \frac{\omega}{c_3} a_1. \quad (3.45)$$

З урахуванням рівності (3.45) рівняння (3.40) переписеться у вигляді

$$U_1(x,t) = B \left(\sin \frac{\omega}{c_3} x - \operatorname{tg} \frac{\omega}{c_3} a_1 \cos \frac{\omega}{c_3} x \right) \sin(\omega t + \phi). \quad (3.46)$$

Умова (3.44) дозволяє записати

$$C \sin \frac{\omega}{c_3} (a_2 + b) + D \cos \frac{\omega}{c_3} (a_2 + b) = 0$$

або

$$D = -C \operatorname{tg} \frac{\omega}{c_3} (a_2 + b) = 0. \quad (3.47)$$

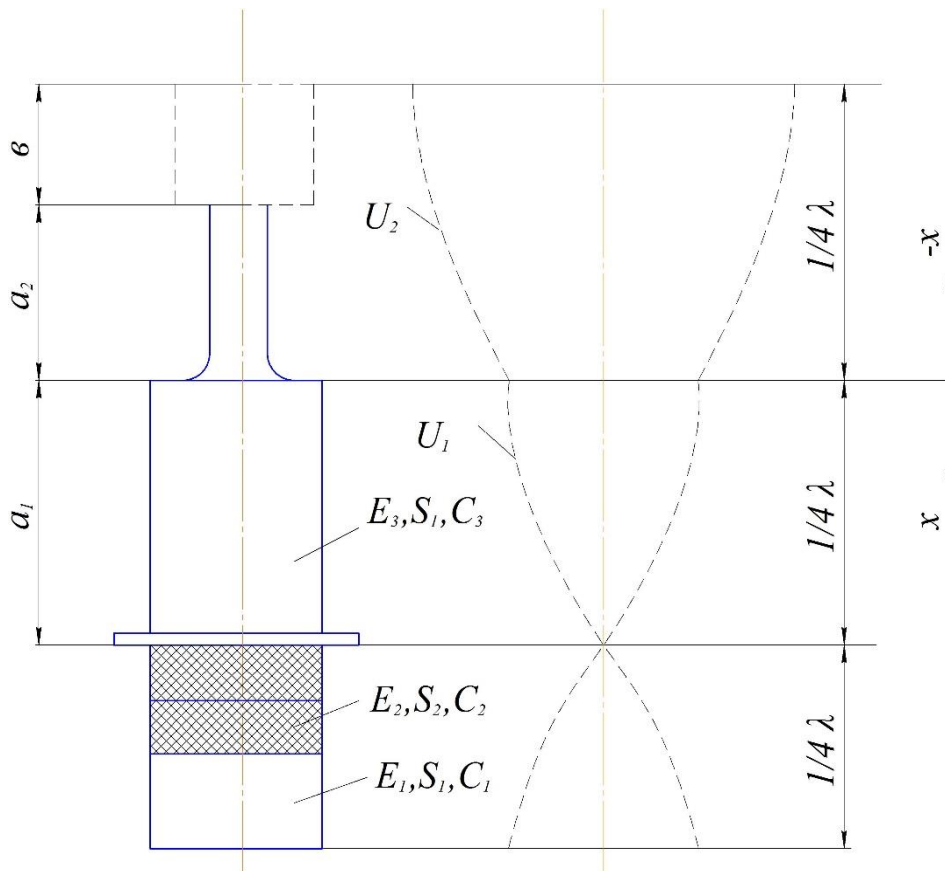


Рисунок 3.4 – Розрахункова схема 3/4 - складеного ультразвукового вібраційного привода поздовжніх переміщень

З урахуванням рівності (3.47) рівняння (3.41) буде мати вигляд

$$U_2(x, t) = C \left[\cos \frac{\omega}{c_3} x - \operatorname{tg} \frac{\omega}{c_3} (a_2 + b) \sin \frac{\omega}{c_3} x \right] \sin(\omega t + \phi). \quad (3.48)$$

Перша половина граничної умови (3.43) дозволяє з рівнянь (3.46) та (3.48) отримати

$$\frac{B}{C} = - \frac{1}{\operatorname{tg} \frac{\omega}{c_3} a_1}. \quad (3.49)$$

Друга половина умови (3.43) після диференціювання рівнянь (3.46) та (3.48) дозволяє записати

$$\frac{B}{C} = -\frac{S_3}{S_1} \operatorname{tg} \frac{\omega}{c_3} (a_2 + b). \quad (3.50)$$

Дорівнюючи рівності (3.49) та (3.50), отримаємо

$$\operatorname{tg} \frac{\omega}{c_3} a_1 = \frac{S_1}{S_3 \operatorname{tg} \frac{\omega}{c_3} (a_2 + b)}. \quad (3.51)$$

Звідки маємо кінцевий вираз

$$a_1 = \frac{c_3}{\omega} \operatorname{arctg} \frac{S_1}{S_3 \operatorname{tg} \frac{\omega}{c_3} (a_2 + b)}. \quad (3.52)$$

Величини a_2 та b визначаються за раніше отриманими формулами (3.31) та (3.39).

3.3. Розрахунок 1/2 - хвильового ультразвукового резонансного вібраційного привода поздовжніх переміщень

Найменші габарити конструкції вібраційного привода дозволяє забезпечити застосування 1/2 - хвильової акустичної системи (рис.3.5). Для такої системи у випадку здійснення гармонійних коливань розв'язки загального рівняння (3.5) поздовжніх коливань можуть бути записані як

$$U_1(x,t) = \left(A \cos \frac{\omega}{c_1} x + B \sin \frac{\omega}{c_1} x \right) \sin(\omega t + \phi); \quad (3.53)$$

$$U_2(x,t) = \left(C \cos \frac{\omega}{c_2} x + D \sin \frac{\omega}{c_2} x \right) \sin(\omega t + \phi); \quad (3.54)$$

$$U_3(x,t) = \left(Q \cos \frac{\omega}{c_3} x + G \sin \frac{\omega}{c_3} x \right) \sin(\omega t + \phi). \quad (3.55)$$

Граничні умови для коливальної системи згідно з розрахунковою схемою (рис.3.5) представимо у вигляді

$$U_3 = 0 \text{ при } x = -a_3; \quad (3.56)$$

$$\left. \begin{aligned} U_2 &= U_3 \\ E_2 S_2 \frac{\partial U_2}{\partial x} &= E_3 S_1 \frac{\partial U_3}{\partial x} \end{aligned} \right\} \text{при } x = 0; \quad (3.57)$$

$$\left. \begin{aligned} U_2 &= U_1 \\ E_2 S_2 \frac{\partial U_2}{\partial x} &= E_1 S_1 \frac{\partial U_1}{\partial x} \end{aligned} \right\} \text{при } x = 2a_2; \quad (3.58)$$

$$\frac{\partial U_1}{\partial x} = 0 \quad \text{при } x = a_1 + 2a_2. \quad (3.59)$$

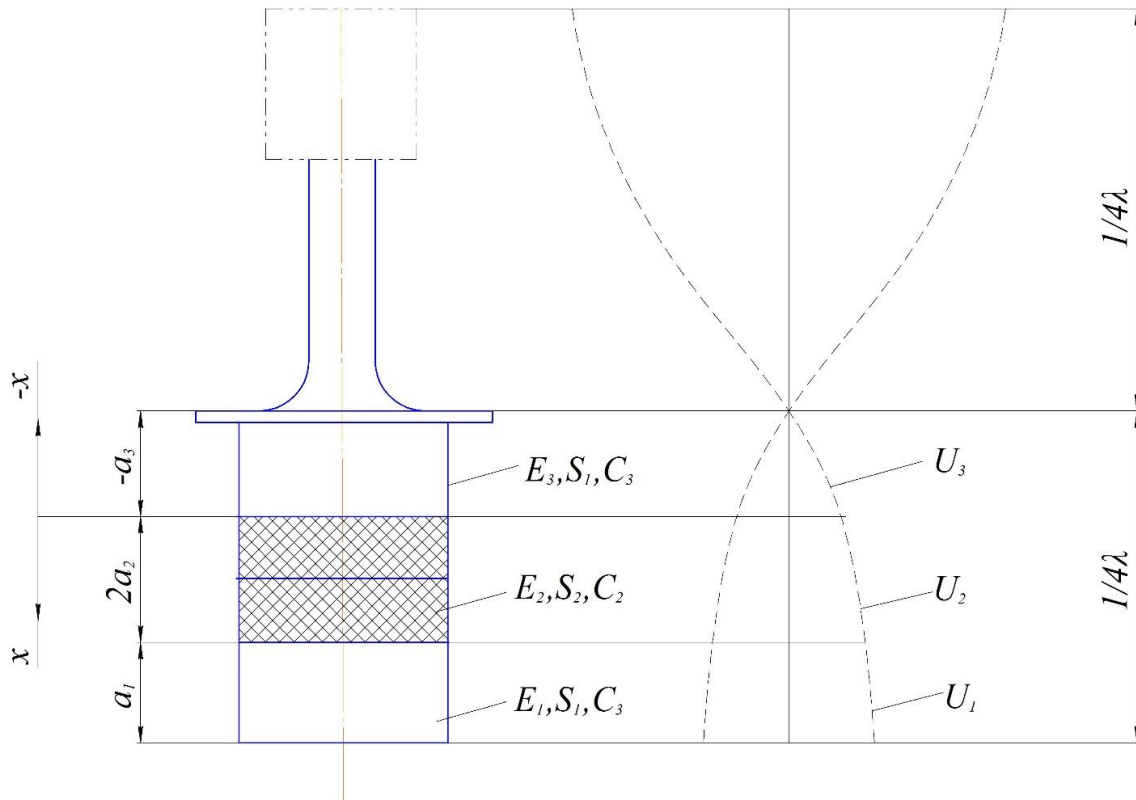


Рисунок 3.5 – Розрахункова схема $1/2$ -хвильового ультразвукового вібраційного приводу поздовжніх переміщень

Врахування умови (3.56) дозволяє з рівняння (3.55) отримати

$$Q \cos \frac{\omega}{c_3} a_3 = G \sin \frac{\omega}{c_3} a_1$$

або

$$Q = G \operatorname{tg} \frac{\omega}{c_3} a_3. \quad (3.60)$$

При цьому рівняння (3.55) набуде вигляду

$$U_3(x, t) = G \left(\sin \frac{\omega}{c_3} x + \operatorname{tg} \frac{\omega}{c_3} a_3 \cos \frac{\omega}{c_3} x \right) \sin(\omega t + \phi). \quad (3.61)$$

Перша половина граничної умови (3.57) дозволяє з рівнянь (3.54) та (3.61) отримати

$$C = G \operatorname{tg} \frac{\omega}{c_3} a_3. \quad (3.62)$$

Друга половина умови (3.57) після диференціювання рівнянь (3.54) та (3.61) дозволяє записати

$$E_2 S_2 \frac{D}{c_2} = E_3 S_1 \frac{G}{c_3}$$

або

$$\frac{D}{G} = \frac{E_3}{E_2} \frac{S_1 c_2}{S_2 c_3}. \quad (3.63)$$

Тоді спільне розв'язання (3.62) та (3.63) дозволяє отримати

$$\frac{D}{C} = \frac{E_3}{E_2} \frac{S_1 c_2}{S_2 c_3 \operatorname{tg} \frac{\omega}{c_3} a_3}. \quad (3.64)$$

Гранична умова (3.59) приводить рівняння (3.53) до рівності

$$B = A \operatorname{tg} \frac{\omega}{c_1} (a_1 + 2a_2). \quad (3.65)$$

З урахуванням (3.65) рівняння (3.53) перепишемо у вигляді

$$U_1(x, t) = A \left[\cos \frac{\omega}{c_1} x + \operatorname{tg} \frac{\omega}{c_1} (a_1 + 2a_2) \sin \frac{\omega}{c_1} x \right] \sin(\omega t + \phi). \quad (3.66)$$

Врахування першої половини умови (3.58) приводить рівняння (3.54) та (3.66) до вигляду

$$C \left(\cos \frac{\omega}{c_2} 2a_2 + \frac{D}{C} \sin \frac{\omega}{c_2} 2a_2 \right) = A \left[\cos \frac{\omega}{c_1} 2a_2 + \operatorname{tg} \frac{\omega}{c_1} (a_1 + 2a_2) \sin \frac{\omega}{c_1} 2a_2 \right]. \quad (3.67)$$

Друга половина граничної умови (3.58) дозволяє після диференціювання записати рівність

$$C \left(\frac{D}{C} \cos \frac{\omega}{c_2} 2a_2 - \sin \frac{\omega}{c_2} 2a_2 \right) = A \frac{E_1 S_1 c_2}{E_2 S_2 c_1} \times \left[\operatorname{tg} \frac{\omega}{c_1} (a_1 + 2a_2) \cos \frac{\omega}{c_1} 2a_2 - \sin \frac{\omega}{c_1} 2a_2 \right]. \quad (3.68)$$

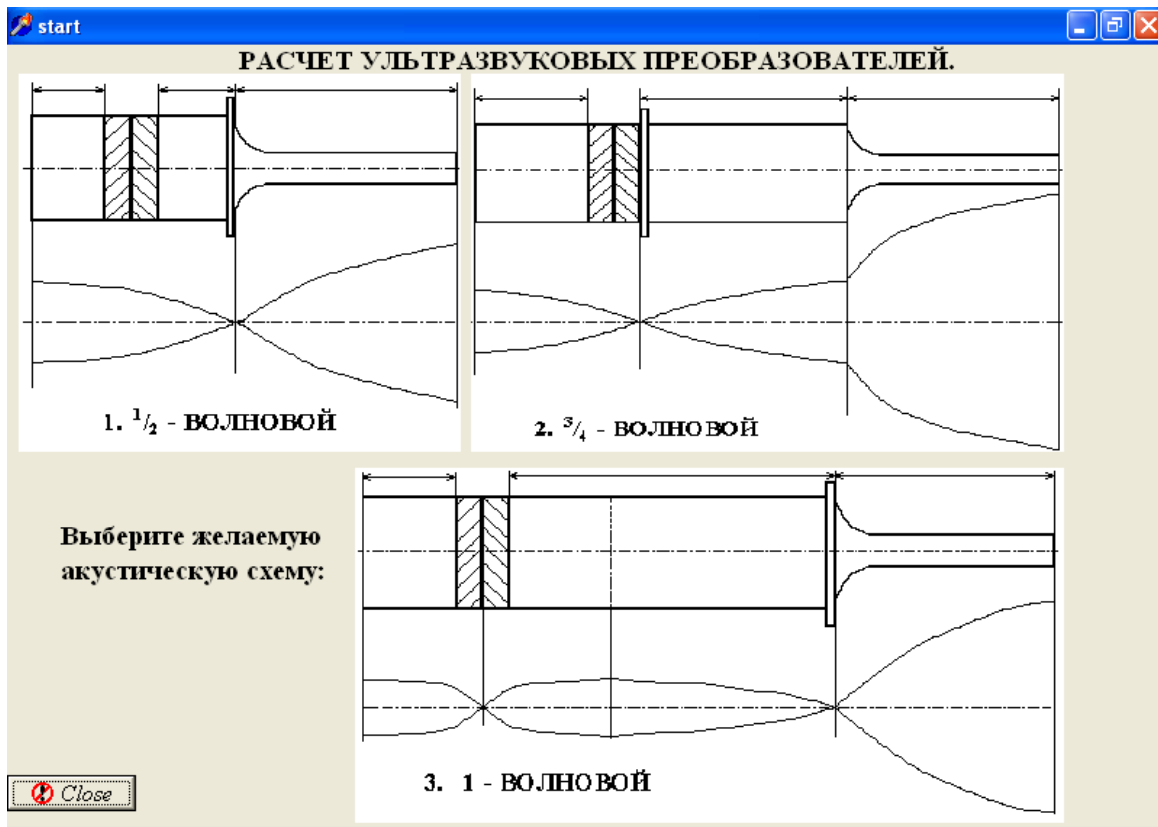
Поділивши рівності (3.67) та (3.68) та враховуючи співвідношення (3.64), після перетворень остаточно отримаємо

$$a_3 = \frac{c_3}{\omega} \operatorname{arctg} \frac{E_3 S_1 c_2 \left(Z \cos \frac{\omega}{c_2} 2a_2 - \sin \frac{\omega}{c_2} 2a_2 \right)}{E_2 S_2 c_3 \left(Z \sin \frac{\omega}{c_2} 2a_2 + \cos \frac{\omega}{c_2} 2a_2 \right)}, \quad (3.69)$$

$$\text{де } Z = \frac{E_2 S_2 c_1 \left[\cos \frac{\omega}{c_1} 2a_2 + \operatorname{tg} \frac{\omega}{c_1} (a_1 + 2a_2) \sin \frac{\omega}{c_1} 2a_2 \right]}{E_1 S_1 c_2 \left[\operatorname{tg} \frac{\omega}{c_1} (a_1 + 2a_2) \cos \frac{\omega}{c_1} 2a_2 - \sin \frac{\omega}{c_1} 2a_2 \right]}.$$

Отримані формули дозволяють розрахувати поздовжні розміри ультразвукових вібраційних приводів різних акустичних схем з урахуванням особливостей конструктивного виконання робочих поверхонь.

На базі наведеної методики була створена система автоматизованого проектування ультразвукових вібраційних приводів, що дозволяє в діалоговому режимі розрахувати необхідні конструктивні розміри елементів акустичної системи привода поздовжніх переміщень. Робочі вікна системи автоматизованого проектування представлені на рис.3.6 (а, б, в, г, д, е).



a)

1/2 - волновой

1. $\frac{1}{2}$ - ВОЛНОВОЙ

Модуль упругости материала частотопонижающей накладки	20.5	*10e4 МПа
Скорость звука материала частотопонижающей накладки	5200	м/с
Диаметр частотопонижающей накладки	38	мм
Желательная толщина накладки	8	мм
Модуль упругости пьезокерамики	8.0	*10e4 МПа
Скорость звука в пьезокерамике	3500	м/с
Наружный диаметр пьезокерамической шайбы	38	мм
Внутренний диаметр пьезокерамической шайбы	16	мм
Толщина пьезокерамической шайбы	3	мм
Модуль упругости материала концентратора	10.9	*10e4 МПа
Скорость звука материала концентратора	4920	м/с
Диаметр большой ступени концентратора	38	мм
Частота возбуждения ультразвукового преобразователя	44000	Гц
Внутренний диаметр частотопонижающей накладки	16	мм

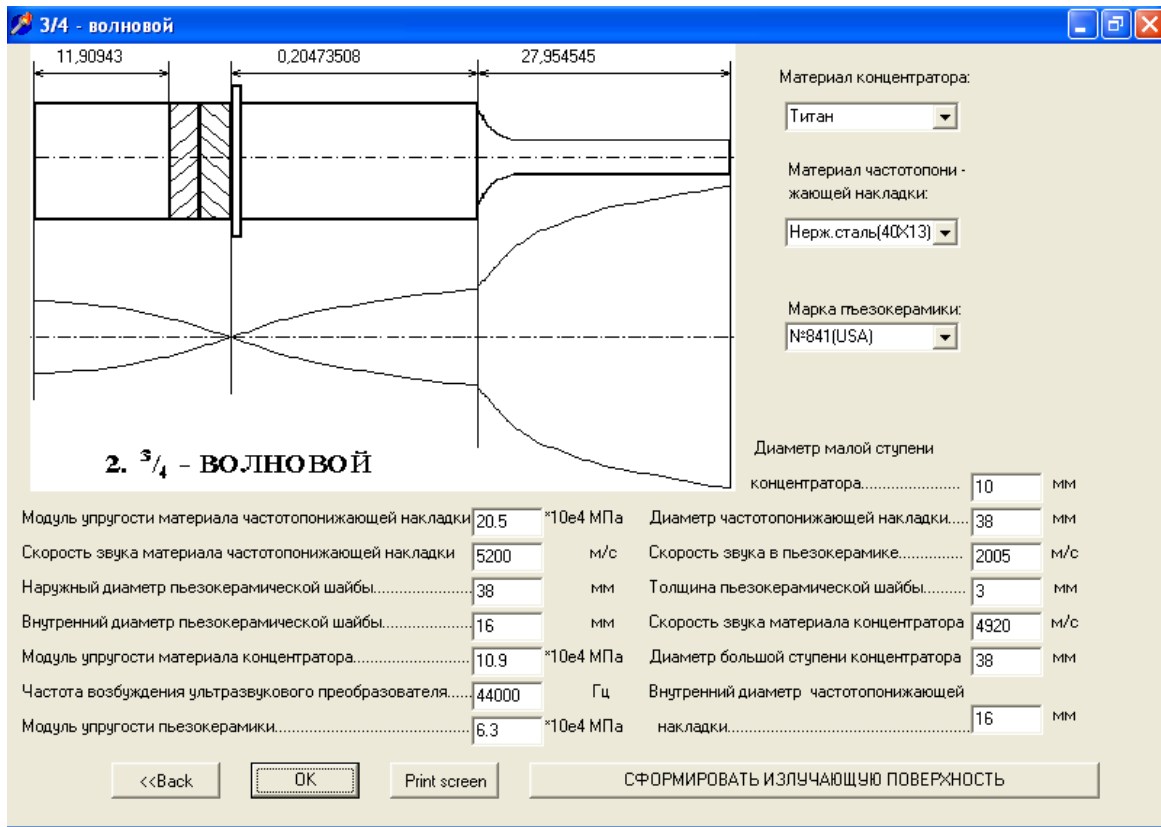
Материал концентратора:

Материал частотопонижающей накладки:

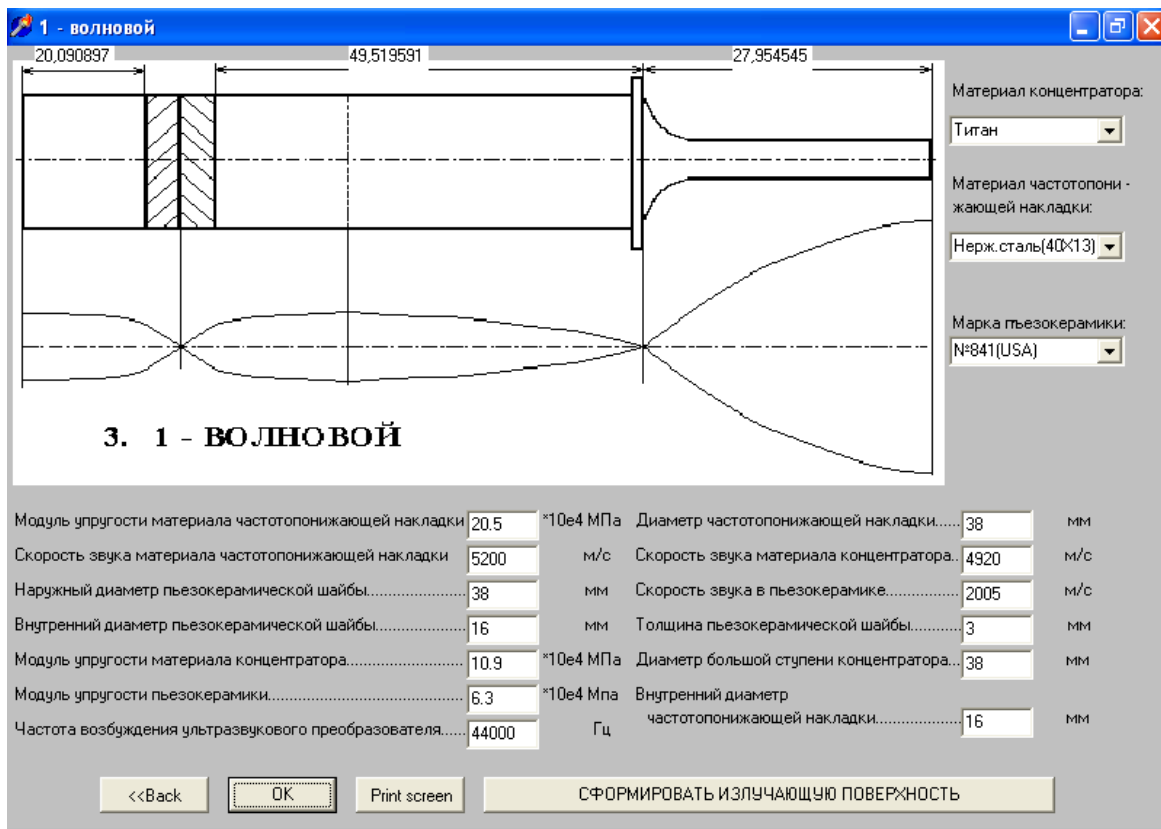
Марка пьезокерамики:

<<Back ОК Print screen СФОРМИРОВАТЬ ИЗЛУЧАЮЩУЮ ПОВЕРХНОСТЬ

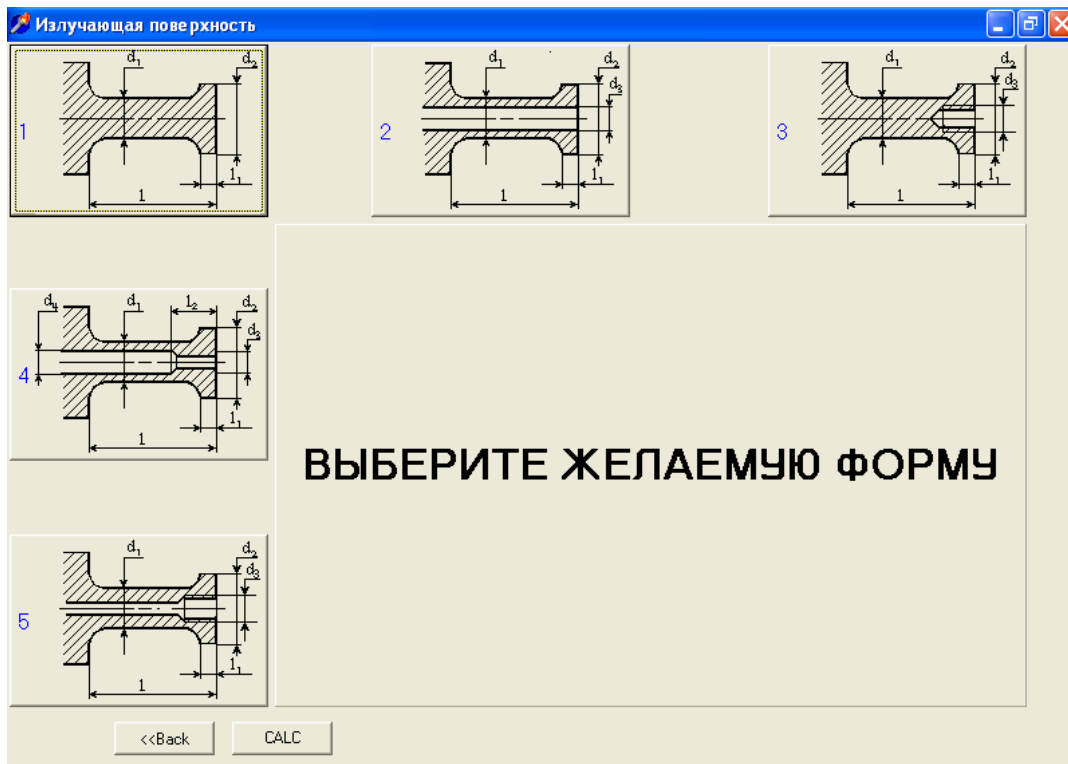
б)



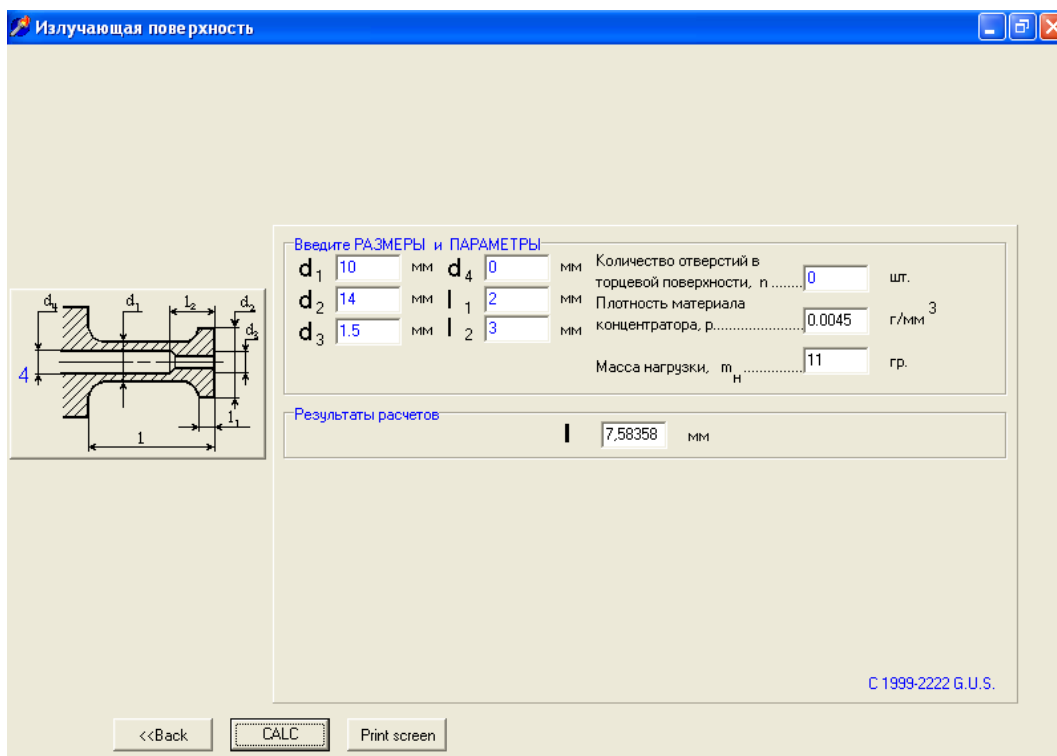
В)



Г)



д)



е)

Рисунок 3.6 – Приклады рабочих вікон системи автоматизованого проектування ультразвукових вібраційних приводів

РОЗДІЛ 4. ПРИКЛАДИ РЕАЛІЗАЦІЇ УЛЬТРАЗВУКОВОГО КАВІТАЦІЙНОГО ТЕХНОЛОГІЧНОГО ОБЛАДНАННЯ

Запропоновані методики розрахунку дозволяють розробити сучасне ефективне ультразвукове кавітаційне обладнання для реалізації багатьох технологічних процесів в хімічних виробництвах, нафтодобувній та нафтопереробній промисловості, двигунобудуванні, електронній промисловості, теплоенергетиці, будівництві, харчовій промисловості, медицині та сільському господарстві. Методики випробувані при створенні ультразвукового кавітаційного обладнання для отримання дрібнодисперсного аерозолю, ультразвукової кавітаційної обробки рідин та сумішей з метою знезараження, дегазації, активації та отримання стійких емульсій, екстрагування, очищення твердих та еластичних поверхонь і т.п.

4.1. Обладнання для ультразвукової кавітаційної обробки рідини в технологічному процесі з переробки відходів деревини та сільського господарства

Сутність технології полягає в ферментному гідролізі деревини, у склад якої входять, перш за все, лігнін (природний полімер), целюлоза та геміцелюлоза (полісахариди), а також невелика кількість смол, ефірних масил, кислот та мікроелементів. При ферментному гідролізі лігнін відокремлюється від полісахаридів, які в свою чергу розщеплюються на прості сахари, а останні вже за допомогою звичайних спиртових дріжджів піддаються бродінню. Кінцевим продуктом в наведеній технології є лігнін, як композиційний будівельний матеріал, деревинний спирт, як суміш спиртів, ефірів,

альдегідів, фурфуролу і таке інше, а також кормові дріжджі, як білкова вітамінна добавка до комбікормів.

Деревинний спирт надалі йде на виробництво екологічно чистих палив для двигунів та на виробництво високооктанових паливних добавок.

Структура нафтопереробки в Україні передбачає випуск 80% бензинів з низьким октановим числом. Але відомо, що підвищення октанового числа на одиницю веде до економії 1,5% палива. Тому задача виробництва високооктанових паливних добавок для України є дуже актуальною. Отримане подібним чином моторне паливо не вміщує тетраетил свинцю, бензол та газолін, що значно знижує токсичність вихлопних газів.

Виробництво подібних спиртових палив вже налагоджено в 44 штатах США. В Бразилії спиртове паливо виробляється з 1975 року. У 1990 році 88% усіх вантажних та пасажирських перевезень було здійснено автомобілями на спиртовому паливі. У Франції експлуатуються автобуси на біопаливі. У Німеччині діє завод, що виробляє 500 тисяч тон паливного етанолу за рік. До 2030 року усі держави Євросоюзу планують перейти на використання в транспорті паливного етанолу.

На жаль, суттєвим недоліком такої технології виробництва деревинного спирту є занадто велика вартість ферментних препаратів, що використовуються в процесі гідролізу. Імпортні ферментні препарати коштують близько 30.000 доларів за тонну. Ферментні препарати українського виробництва (м. Ладижин Вінницької обл.) коштують \$5.000 за тонну.

Вирішити проблему і зробити конкурентоспроможною вказану технологію вдалося завдяки застосуванню при гідролізі ультразвукової

кавітаційної обробки. Застосований ультразвуковий проточний кавітаційний апарат забезпечував обробку рідини в трубчастому циліндричному вібраторі, який збуджувався на моді радіально-згинальних коливань за допомогою напівхвильових резонансних ультразвукових приводів поздовжніх переміщень. Приводи притискалися до циліндричної поверхні вібратора в пучностях коливань поверхні. Фланці для кріплення апарату були розміщені в вузлових точках пружної хвилі деформації. Застосований ультразвуковий кавітаційний апарат [107] (рис.4.1) дозволив в 10...15 разів підвищити активність ферментів, що відповідно суттєво зменшило потребу в них. Крім того, указаний апарат використовується для стерилізації робочого біохімічного розчину, а також для активізації та інтенсифікації процесу бродіння. Це дозволило прискорити технологічний процес отримання спиртів та підвищити продуктивність технології.

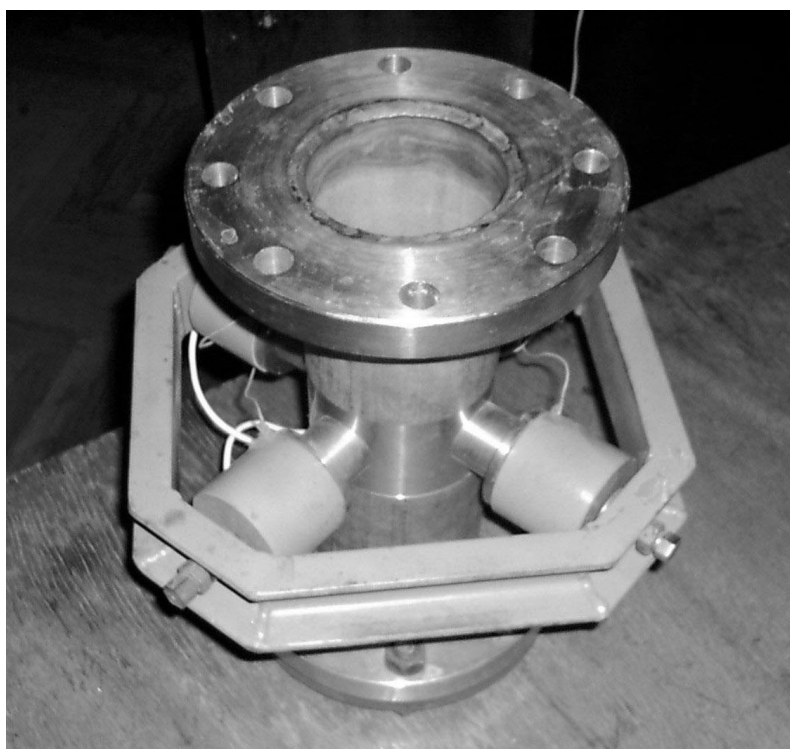


Рисунок 4.1 – Ультразвуковий проточний кавітаційний апарат, що використовується в технологічному процесі ферментного гідролізу

4.2. Ультразвукове кавітаційне обладнання для обробки пластової води в технологічному процесі видобування нафти

На нафтових родовищах України при видобуванні нафти широко використовується система підтримки пластового тиску за рахунок нагнітання технологічної рідини в продуктивний пласт. При подібному технологічному процесі видобування нафти вода, що отримується після відстоювання суміші “вода-нафта”, за її хіміко-механічними властивостями не задовольняє вимогам екологічних норм щодо охорони навколишнього середовища. Ця технологічна вода насичена глобулами нафти, механічними домішками, значною кількістю солей та мікроелементів, що утворюють з кислотами нерозчинні сполуки. Закачування в свердловини подібної рідини призводить до швидкого налипання відкладень на стінках трубопроводів, засмічування пор в призабойній зоні свердловини і, як наслідок, до зниження продуктивності видобутку нафти. Часткового відновлення продуктивності свердловини вдається досягти лише завдяки використанню дорогих поверхнево активних речовин. При значному зменшенні продуктивності видобування нафти виникає необхідність зупинки технологічного процесу та повної заміни трубопроводів.

Вирішити проблему вдалося завдяки впровадженню установки, що забезпечує обробку пластової води ультразвуковим та магнітним полями [107-110].

Упровадження запропонованої технології підготовки пластової води дозволило за рахунок ультразвукових кавітаційних процесів у рідині та за рахунок ультразвукових коливань, що розповсюджуються по стінках трубопроводів, покращити процес відмивання нафти зі стінок пор в призабойній зоні, знизити інтенсивність соляних відкладень на

стінках трубопроводів в 6...12 разів і забезпечити поступове руйнування вже наявних відкладень.

Результати хімічного аналізу пластової води при використанні технології ультразвукової кавітаційної обробки зведені в табл.4.1.

Таблиця 4.1 – Хімічний аналіз пластової води (за даними лабораторії НГВУ “Чернігівнафтогаз”)

Показники	До ультразвукової установки	Після ультразвукової установки
Хлор, мг/л	251075	138294
Іони заліза, мг/л	97,7	94,9
Вільний CO ₂ , мг/л	431,2	202,4
Нафтопродукти, мг/л	4	3
Кількість механічних домішок, мг/л	66	47
Кількість завислих речовин, мг/л	156	148
Ca, мг/л	21543	11523
Mg, мг/л	2280	2584

На нафтовому родовищі біля м. Прилуки ультразвукова проточна кавітаційна установка використовувала проточну кавітаційну камеру з радіально-згинальними пружними коливаннями, мала потужність 0,8 кВт та працювала в безперервному режимі. Ефективність її застосування підтверджена відсутністю протягом декількох років зупинок свердловини з метою заміни трубопроводів, що забезпечило збільшення продуктивності видобування нафти.

Отримані позитивні результати досвідченої експлуатації кавітаційної проточної установки потужністю 0,8 кВт показали доцільність розробки та впровадження більш потужних ультразвукових апаратів для свердловин великої продуктивності. Такі установки були спроектовані та виготовлені (рис.4.2).

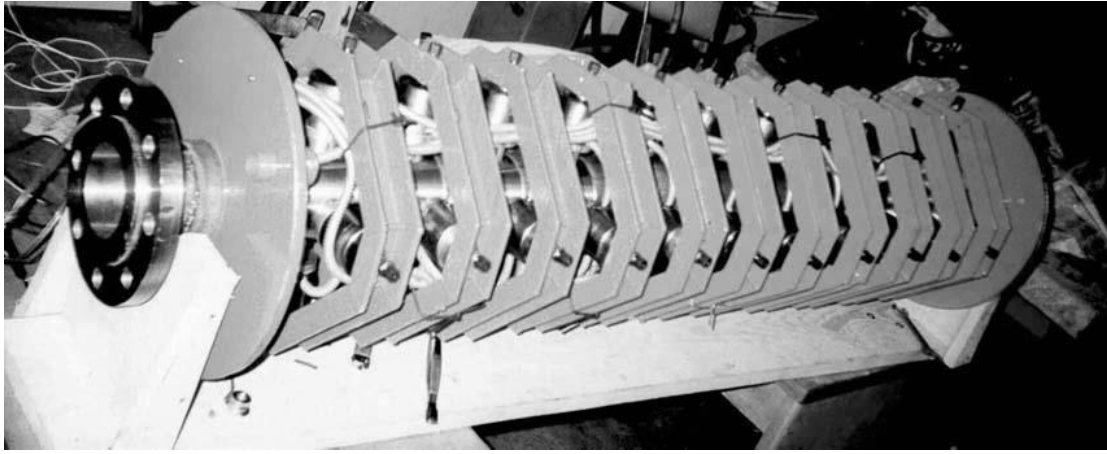


Рисунок 4.2 – Ультразвукова проточна кавітаційна установка потужністю 2.2 кВт та умовним проходом 100 мм для нафтового родовища м. Ахтирка

4.3. Багатоточкова система ультразвукового розпилення рідини в парогенераторі потужністю 1 МВт

Жорсткі вимоги щодо конкурентоспроможності сучасних парогенераторів, які широко використовуються в хімічній промисловості, нафтодобувній та нафтопереробній промисловості, теплоенергетиці та сільському господарстві вимагають суттєвого підвищення їх ефективності.

Основними недоліками існуючих парогенераторів є низька ефективність теплообмінних процесів, що в них застосовуються, необхідність проведення попередньої хімічної підготовки води, постійна інкрустація на теплообмінних поверхнях та значні конструктивні габарити. У звичайних парогенераторах пар утворюється внаслідок нагріву води. Це досить повільний процес. Кількість тепла, що витрачається при цьому, відповідає різниці ентальпій рідини та пару. Це тепло іде на подолання міжмолекулярних зв'язків та на роботу розширення і не призводить до збільшення температури.

У парогенераторі нового покоління для руйнування міжмолекулярних зв'язків використовується ультразвукова енергія, яка дозволяє отримати дрібнодисперсний водяний аерозоль шляхом реалізації процесу розпилення в тонкому шарі. При цьому дрібнодисперсний аерозоль перетворюється в пар значно швидше, оскільки його теплоємність значно вище за теплоємність суцільної води. Значно знижується залежність процесу пароутворення від температури та тиску.

Новий тип парогенератора завдяки швидкому нагріву дрібнодисперсного аерозолю та відсутності маси води має дуже малу інерційність регулювання, що значно розширює його можливості по енергозбереженню при використанні в сучасних автоматичних системах теплопостачання.

Застосування в парогенераторі системи дрібнодисперсного ультразвукового розпилення води дозволило зменшити в 10 разів габарити парогенератора та підвищити відносний ККД.

Ультразвукова кавітаційна обробка води забезпечує руйнування кристалічної решітки солей, унаслідок чого при нагріві води солі не випадають в твердий осад у вигляді інкрустації на теплообмінних поверхнях. Це дозволило відмовитися від хімічної підготовки води, що суттєво зменшило вартість водяної пари.

Перша модифікація парогенератора потужністю 1 МВт вимагала створення системи розпилення продуктивністю 25 л/хв. Для цього була розроблена 40 – точкова система ультразвукового розпилення в тонкому шарі (рис.4.3). Диспергатори, що в ній застосовані, мають 1/2 - хвильову акустичну систему і забезпечують при потужності 50 Вт продуктивність розпилення 0,63 літра води за хвилину (рис.4.4).



*Рисунок 4.3 – Система ультразвукового розпилення води
продуктивністю 25 л/хв*



Рисунок 4.4 – Диспергатори для розпилення води в тонкому шарі на частоті 22 кГц, що забезпечують продуктивність 0,63 л/хв

Дослідна експлуатація ультразвукової системи дрібнодисперсного розпилення в парогенераторі дозволила удосконалити конструкцію вказаних диспергаторів [111] і довести їх продуктивність до 2,5 л/хв.

4.4. Ультразвукова система підготовки паливно-повітряної суміші до двигунів внутрішнього згоряння

Ступінь екологічної безпечності автомобільного транспорту суттєво залежить від якості підготовки паливно-повітряної суміші в широкому діапазоні зміни навантаження та частоти обертання двигуна внутрішнього згоряння. Карбюраторні системи підготовки паливно-повітряної суміші забезпечують досить грубе розпилення палива (80...150 мкм). Розпилення в таких системах забезпечується потоком повітря, швидкість якого залежить від частоти обертання колінчатого валу двигуна. У міському режимі руху транспорту з частими зупинками на світлофорах та значними коливаннями швидкості руху на завантажених магістралях, швидкість повітря в карбюраторі знижується до мінімальної, що не дозволяє отримати якісну паливно-повітряну суміш. Унаслідок цього грубо розпилене паливо не повністю згоряє в двигуні, змиває мастильну плівку з поверхонь тертя в поршневих парах та погіршує тепловий режим двигуна. Це суттєво погіршує екологічну безпечність автомобіля та зменшується термін роботи двигуна.

Для підвищення екологічної безпечності автомобілів з карбюраторними системами був розроблений пристрій, що забезпечує підвищення якості паливної суміші незалежно від швидкості руху повітря за рахунок ультразвукового розпилення палива в тонкому шарі [112]. Пристрій представляє собою акустичну систему з радіально-згинальними коливаннями, які забезпечують розпилення в тонкому шарі з поверхні кільцевого вібратора на частоті 66 кГц (рис.4.5). Пристрій

було розміщено в прокладці (рис.4.6), яка встановлюється між карбюратором і колектором, що всмоктує (рис.4.7). Грубо розпилене карбюратором паливо потрапляє на поверхню вібратора і додатково розпилюється до дисперсності 10...30 мкм.

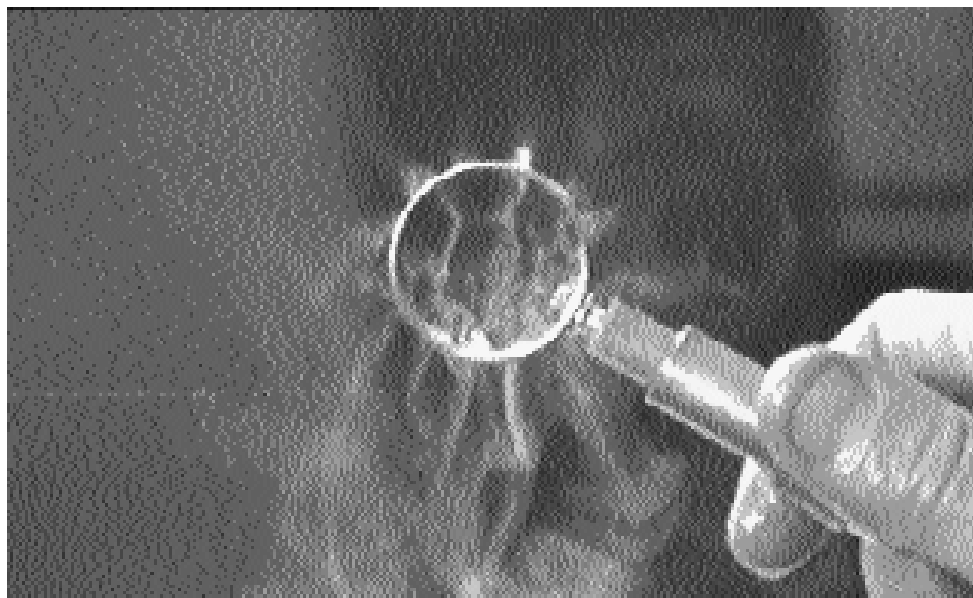


Рисунок 4.5 – Розпилення палива в тонкому шарі за допомогою диспергатора, що здійснює радіально-згинальні коливання

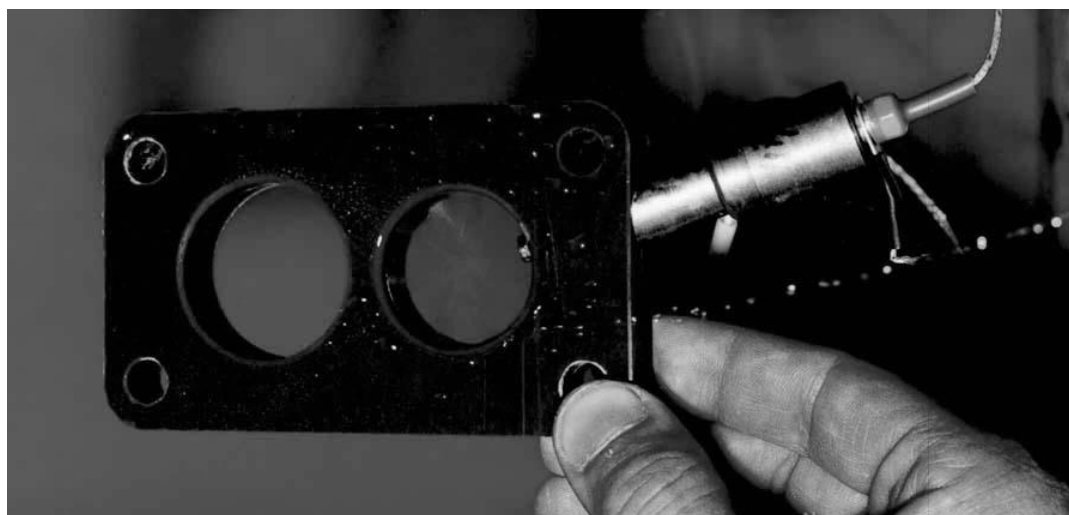


Рисунок 4.6 – Прокладка двокамерного карбюратора автомобіля з встановленим ультразвуковим диспергатором

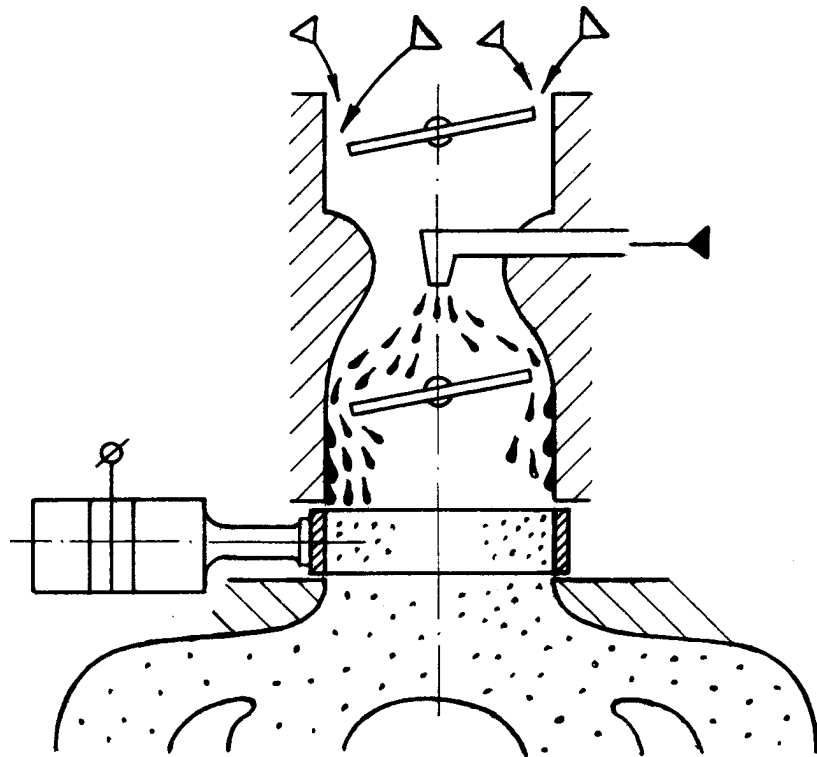


Рисунок 4.7 – Схема розміщення пристрою ультразвукової дообробки палива між карбюратором та колектором, що всмоктує

Ультразвукове розпилення забезпечило надійний пуск двигуна у зимових умовах, оскільки якість такого розпилення майже не залежить від температури.

Багато автомобілів різних марок з карбюраторними системами підготовки паливно-повітряної суміші було доукомплектовано системою додаткового ультразвукового розпилення. В усіх випадках отримано позитивні результати:

- залежно від вантажності автомобіля зниження від 5 до 15% витрат пального в міських умовах;
- зниження показників CO та CH вихлопних газів;
- надійний пуск у зимових умовах.

Наступним кроком вдосконалення систем підготовки паливно-повітряної суміші є повна відмова від пневматичного карбюратора та

впровадження електронно керованого центрального впорскування палива [113].

У цьому випадку все паливо розпилюється одним або кількома ультразвуковими диспергаторами, які розпилюють в тонкому шарі та встановлюються на вході в колектор, що всмоктує (рис. 4.8).

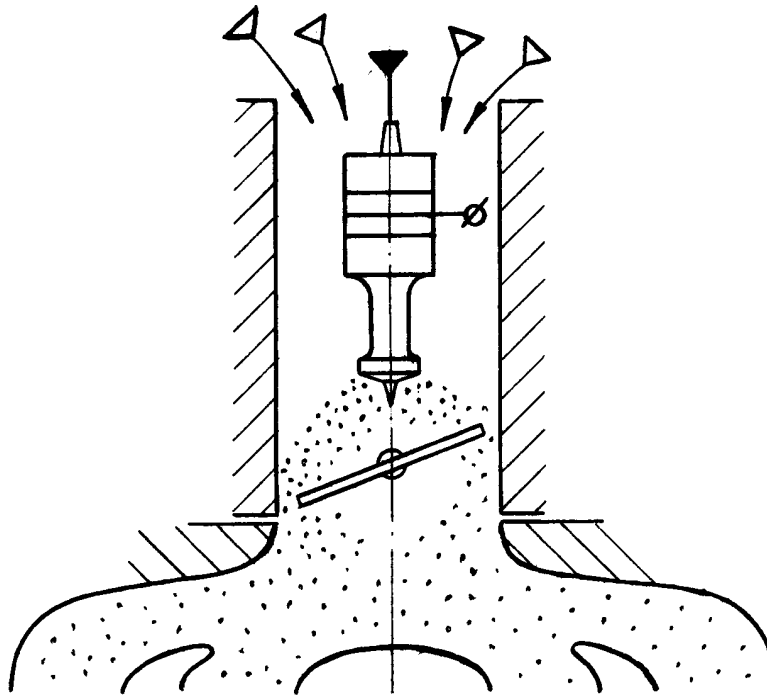


Рисунок 4.8 – Ультразвуковий диспергатор в системі центрального впорскування палива

З метою зменшення габаритних розмірів та досягнення високого рівня дисперсності аерозолі для подібних систем розроблені диспергатори з резонансною частотою 66 кГц, у яких застосовані 1/2 - хвильові або 3/4 - хвильові акустичні системи (рис.4.9). Поверхнею розпилення на стадії проектування можна сформувати необхідну форму факелу розпилення (рис.4.10, 4.11 та рис.4.12).

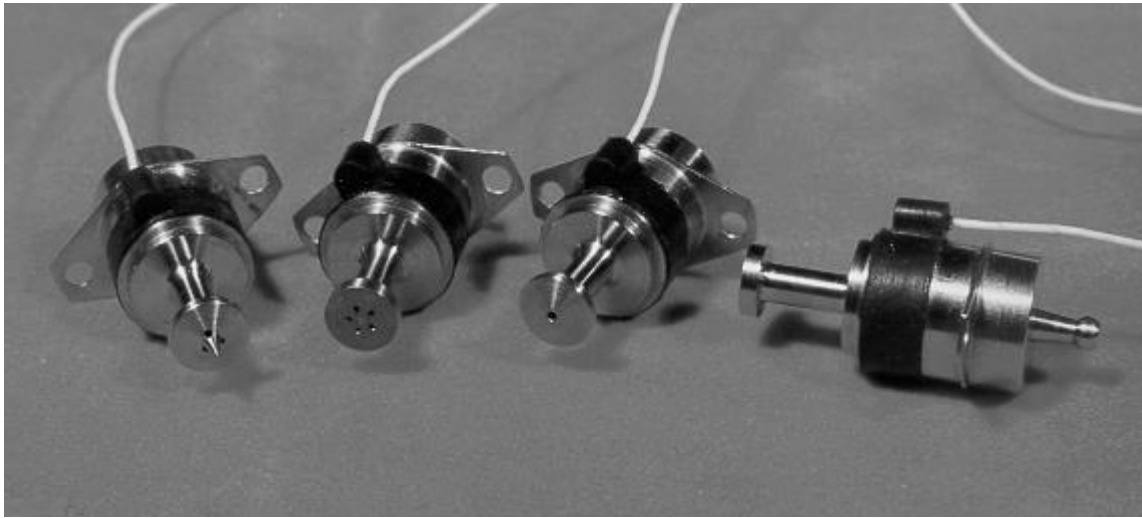


Рисунок 4.9 – Малогабаритні ультразвукові диспергатори з 3/4 - хвильовою акустичною системою для систем впорскування палива в двигуни внутрішнього згоряння

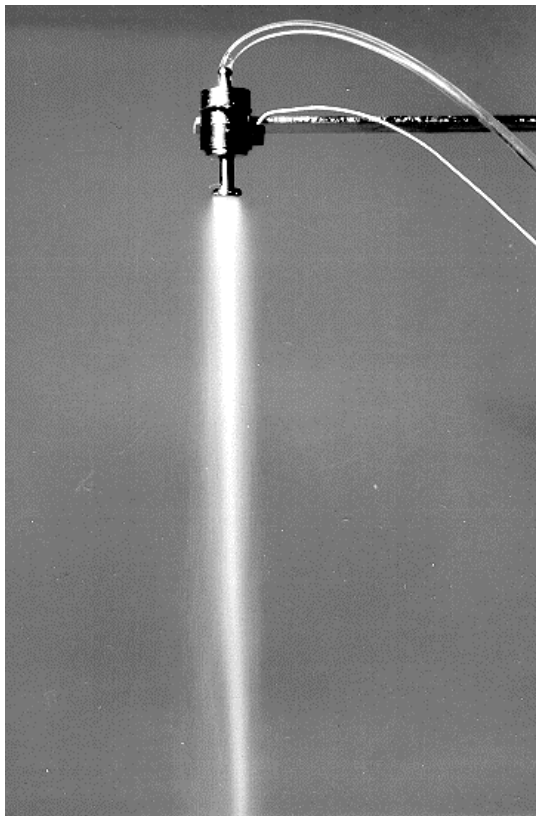


Рисунок 4.10 – Утворення факелу стрижньової форми



Рисунок 4.11 – Утворення факелу розширеної форми

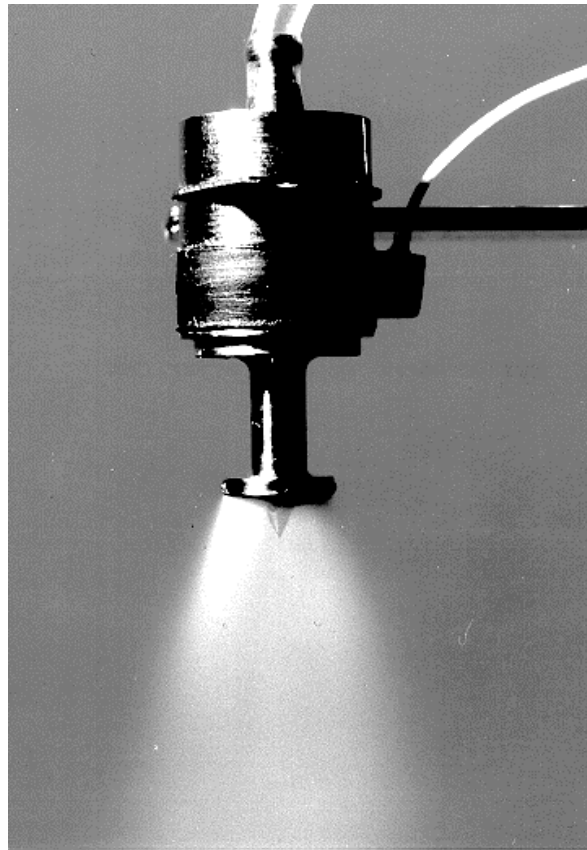


Рисунок 4.12 – Диспергатор з конічною поверхнею, що розпилює, та центральним конусом для запобігання паразитної коагуляції аерозолі

Однак система центрального впорскування палива зберегла суттєвий недолік карбюраторних систем, який полягає в різній протяжності каналів впорскування, що підводять паливно-повітряну суміш до камер згоряння. Унаслідок цього не вдається в усіх камерах забезпечити оптимальний режим горіння суміші. У цьому випадку двигун регулюють на якийсь усереднений по камерах згоряння режим. Велика протяжність каналів впорскування знижує швидкість регулювання характеристик паливної суміші при зміні режимів навантаження двигуна. Це призводить до додаткових втрат палива та не дозволяє істотно зменшити токсичність вихлопних газів.

Більш досконалою системою впорскування палива є система, у якій впорскування відбувається безпосередньо під клапани камер згоряння (рис.4.13).

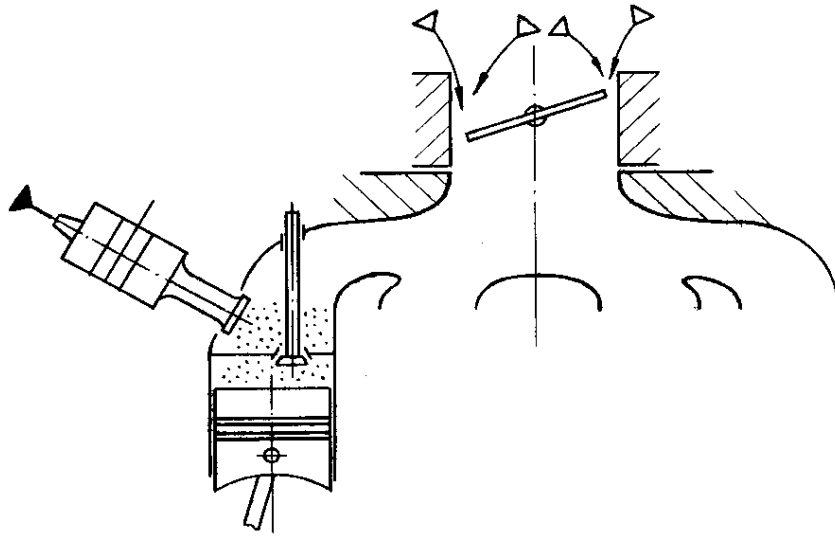


Рисунок 4.13 – Система розподіленого впорскування палива з ультразвуковими диспергаторами

У розподіленій системі впорскування вдається забезпечити однаковий режим роботи всіх циліндрів двигуна та забезпечити максимально ефективне спалювання палива в камерах згоряння. На відміну від відомих електромагнітних систем впорскування, які забезпечують дисперсність паливного аерозолу на рівні 30...60 мкм, у випадку застосування розроблених ультразвукових малогабаритних диспергаторів вдається отримати паливний аерозоль з дисперсністю 5...20 мкм. Крім того, наявність ультразвукової кавітації в зоні розпилення забезпечує незасмічуваність малих каналів та отворів, через які підводиться паливо. Це суттєво підвищує надійність роботи двигунів.

4.5. Апарати для ультразвукової кавітаційної обробки рідкого палива

Ультразвукова кавітаційна обробка рідкого палива дозволяє поліпшити енергетичні та споживчі характеристики палива. Досягається це завдяки тому, що в процесі схлопування кавітаційних бульбашок в мікрооб'ємах розвиваються високі температури і тиск, які створюють умови для виникнення в них електричних зарядів, багатих енергією дисоційованих та іонізованих молекул, а також атомів і вільних радикалів, що поліпшують процес горіння палива.

Мікротечії, що виникають навколо пульсуючих кавітаційних бульбашок, забезпечують якісне перемішування первинного бензину з різноманітними присадками, які мають властивість з часом розшаровуватися. Це дозволяє підтримати якість палива стабільно високою.

Рідке паливо інколи містить окремі довгі неперероблені мастильні молекули та згустки, а також нафтові глобули, які налипають на деталях паливних систем двигунів та засмічують малі отвори дроселів та форсунок. При проходженні кавітаційної ділянки за рахунок диспергування руйнуються довгі мастильні молекули та нафтові глобули.

Унаслідок порушення умов зберігання рідкого палива в нього інколи потрапляє деяка кількість води, що може призвести до перебоїв в роботі двигунів. Ультразвукова кавітація забезпечує переробку такої суміші в паливну емульсію, яка добре згоряє і не приводить до корозійного пошкодження деталей двигуна.

Експериментально встановлено, що ультразвукова кавітаційна активація рідкого палива триває недовго. Максимальний ефект спостерігається протягом 10...15 хвилин. Потім ефективність обробки

спадає на 30...40 % і поступово продовжує знижуватися протягом 30...50 діб. Тому ультразвукову кавітаційну обробку рідкого палива доцільно робити не в промислових умовах, а безпосередньо в двигуні перед використанням.

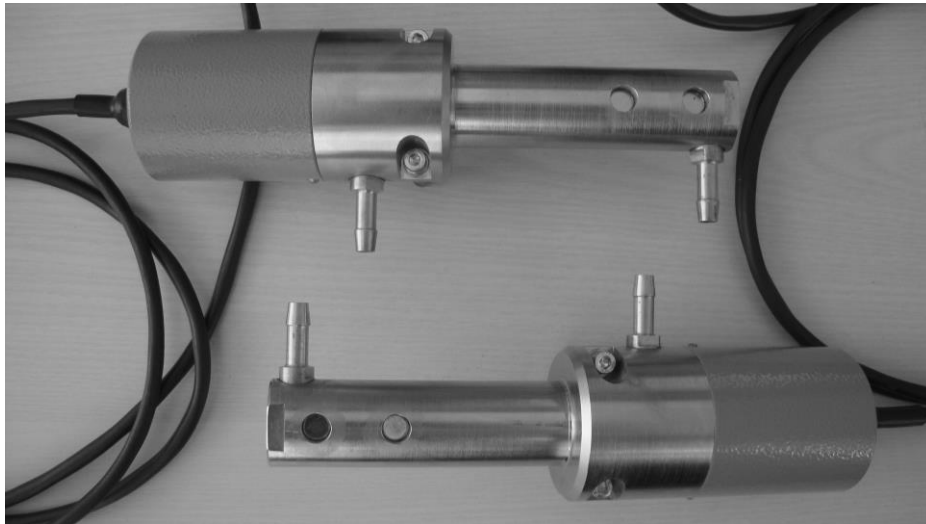
Для реалізації технології ультразвукової кавітаційної обробки рідкого палива були розроблені малогабаритні проточні кавітаційні апарати (рис.4.14а, б) [114, 115], які монтуються безпосередньо в системі підготовки паливної суміші і можуть бути використані в двигуні будь-якої конструкції та принципу дії.

В апараті (рис. 4.14а) для утворення кавітаційної ділянки використана акустична система, що забезпечує перетворення поздовжніх коливань трансформатора швидкості в згинальні коливання плоского диска. В апараті передбачений сміттєзбірник для видалення осаду, що утворюється в кавітаційній камері завдяки процесу ультразвукової коагуляції. Апарат споживає 30 Вт потужності.

В апараті (рис. 4.14б) для введення в паливо ультразвукової енергії задіяний $1/2$ - хвильовий ультразвуковий випромінювач з робочою поверхнею, що здійснює поршневі коливання. Для досягнення рівня розвиненої кавітації задіяний $1/4$ - хвильовий акустичний трансформатор тиску. Додаткова активація палива здійснюється за допомогою поля, утвореного потужними постійними магнітами. Споживана потужність апарату складає 50 Вт.



а)



б)

Рисунок 4.14 – Ультразвукові кавітаційні апарати для обробки рідкого палива в потоці (а – з дисковим вібратором, що здійснює згинальні коливання; б – з 1/2 - хвильовим ультразвуковим випромінювачем, акустичним трансформатором тиску та додатковою обробкою палива магнітним полем)

4.6. Апарат для ультразвукової технології боротьби з котловим накипом та іншими кристалічними відкладеннями

Проблема боротьби з утворенням накипу в парових котлах, парогенераторах та інших теплообмінних апаратах є дуже важливою для господарства. Накип на теплообмінних поверхнях призводить до перегріву апаратів та підвищення температури газів, що відходять. Наслідком цього є зростання витрат пального та прискорення процесів корозії.

У теплових мережах поява відкладень на теплообмінних поверхнях призводить до зниження ефективності віддачі тепла.

Проблема кристалічних відкладень постає і в багатьох хімічних та харчових технологічних процесах. Суттєве нарощування кристалічної

маси на внутрішніх поверхнях труб та апаратів викликає необхідність часто проводити капітальні ремонти.

Процес утворення накипу на теплообмінних поверхнях викликаний тим, що при випаровуванні води солоність води поступово зростає. При досягненні межі розчинності виникають центри кристалізації, з яких утворюються кристали, що випадають в осад у вигляді накипу.

Вплив ультразвукових коливань на процес кристалізації та утворення шару накипу відбувається наступним чином:

- по-перше, ультразвукова хвиля, що проходить крізь рідину і створює змінний тиск, віддає частину своєї енергії кристалам та твердому шару накипу, викликаючи їх коливання. Коливання твердої поверхні відкладень призводить до поступового руйнування границі між твердою та рідинною фазами;

- по-друге, явище ультразвукової кавітації, що супроводжує ультразвукову хвилю, призводить до виникнення при схлопуванні кавітаційних бульбашок значних імпульсів тиску та електричних зарядів, які активно руйнують поверхню кристалів та твердий накіп. Цьому сприяють і мікротечії, що виникають при кавітації;

- по-третє, ультразвукові коливання передаються також і на металеві стінки котлів, трубопроводів та теплообмінних поверхонь. При цьому, внаслідок значної різниці модулів пружності металу та шару накипу, руйнуються зв'язки між металом та накипом. Це призводить до поступового відшарування накипу від металу.

Таким чином, для руйнування кристалічних відкладень та шару накипу необхідно створити ультразвукову апаратуру, яка б дозволила ефективно передати ультразвукові коливання рідині та металевим теплообмінним поверхням.

Для вирішення вказаної задачі були розроблені комплекти ультразвукової апаратури “Пік-1” та “Пік-2” (рис.4.15). Комплект включає ультразвуковий випромінювач та електронний блок збудження.



Рисунок 4.15 – Комплекти ультразвукової апаратури “Пік-1” та “Пік-2” для відбивання накипу на теплообмінних поверхнях

Апарати мають наступні технічні характеристики:

Напруга живлення, В.....	220 ± 10%
Частота мережі, Гц.....	50
Потужність, що споживається, Вт, не більше.....	25 («Пік-1»)
50 («Пік-2»)
Частота власних коливань перетворювача, кГц.....	44 ± 10%
Тип перетворювача.....	п’єзоелектричний
Габаритні розміри генератора, мм.....	220’100’230
Габаритні розміри перетворювача, мм.....	Æ58’170
Загальна вага комплекту, кг.....	3

Ультразвукові випромінювачі приладів монтуються на теплообмінній поверхні за допомогою зварювання згідно з рис.4.16 та рис.4.17.

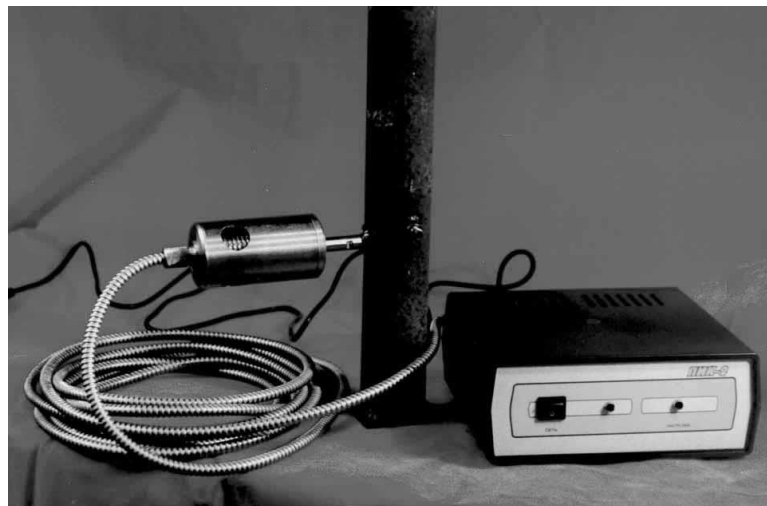


Рисунок 4.16 – Приклади монтажу ультразвукових приладів для відбивання накипу з теплообмінних поверхонь

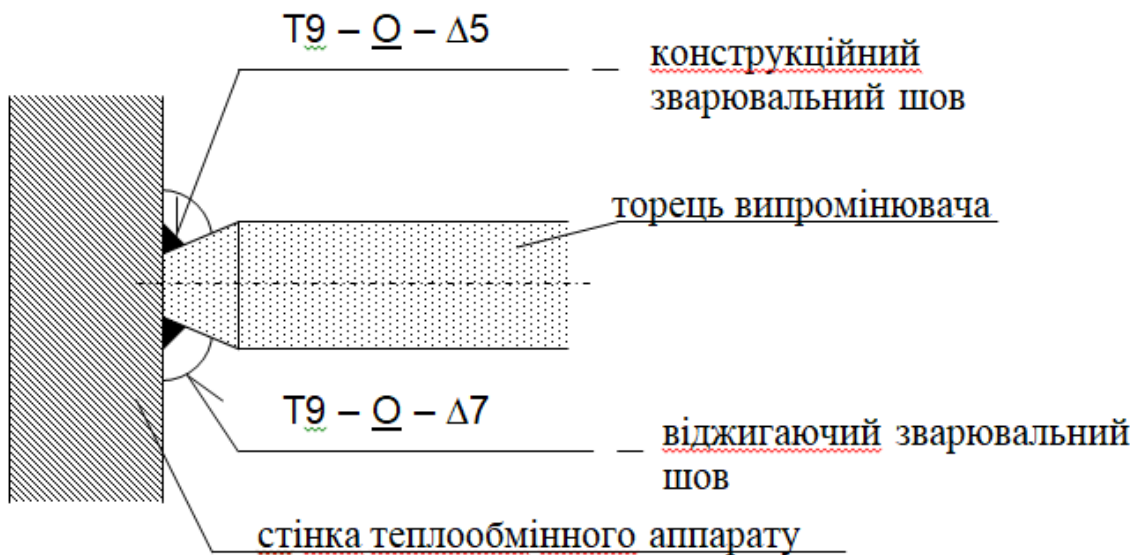


Рисунок 4.17 – Схема монтажу ультразвукового випромінювача

Опитна експлуатація розроблених приладів на існуючій тепломережі показала, що навіть на значній відстані від ультразвукового перетворювача відбувається суттєве зменшення відкладень на теплообмінних поверхнях. Старі тверді відкладення відпадають від металевих поверхонь, а ті, що не відпали, розрихлюються і поступово руйнуються.

На тепломережах були впроваджені як проточні ультразвукові кавітаційні апарати, що вводять ультразвук безпосередньо в рідину, так і апарати, що забезпечують введення ультразвукової хвилі деформації в металеві теплообмінні поверхні.

4.7. Ультразвукова система створення та підтримки штучного мікроклімату на промисловому підприємстві

Якість деяких технологічних процесів в промисловості суттєво залежить від кліматичних умов виробництва.

Так, наприклад, кількість обривів ниток на ткацькому обладнанні залежить від вологості навколишнього середовища. При зменшенні

вологості в літній період кількість обривів, а відповідно і зупинок обладнання, значно зростає.

У поліграфічному виробництві вологість навколишнього середовища суттєво впливає на якість продукції. Особливо від вологості атмосфери залежить якість продукції при застосуванні багатошарової технології нанесення фарб, наприклад, при виготовленні деколів, що наносяться в подальшому на посуд. Занадто низька вологість атмосфери призводить до короблення паперової основи і, як наслідок, до відносного взаємного зсуву шарів фарби. При цьому втрачається якість малюнка.

Розроблена система штучного мікроклімату в цеху, де відбувається виготовлення та нанесення кольорових деколів на посуд (рис. 4.18), передбачає впорскування дрібнодисперсного аерозолю в систему цехової вентиляції. Система побудована на базі ультразвукових диспергаторів з розпиленням в тонкому шарі, які були вмонтовані в систему вентиляції.

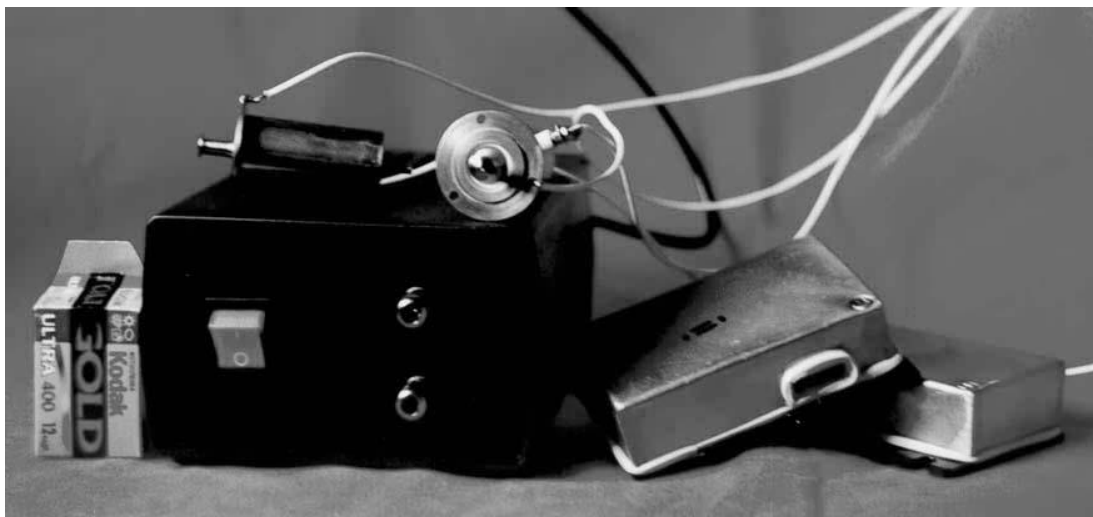


Рисунок 4.18 – Система створення та підтримки штучного мікроклімату на базі ультразвукових диспергаторів з розпиленням в тонкому шарі

Застосування системи штучного мікроклімату забезпечило підвищення та стабілізацію якості продукції підприємства не залежно від зміни зовнішніх кліматичних умов та покращило умови роботи працівників.

4.8. Ультразвукова зволожувальна система в харчовій промисловості

Якість м'ясних продуктів харчування, що виготовляються за термічними технологіями, значно покращується при встановленні та підтримці в термічній камері заданого ступеня вологості. Термічна камера для виробництва ковбасної продукції була оснащена багатоточковою системою ультразвукового розпилення на базі диспергаторів, що розпилюють в тонкому шарі (рис.4.19, рис.4.20).

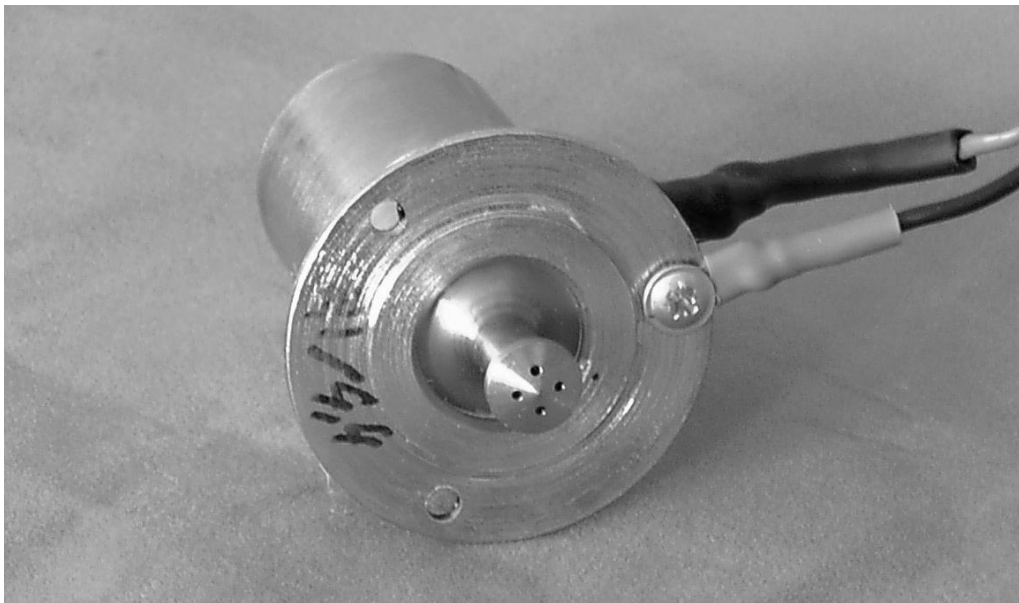


Рисунок 4.19 – Ультразвуковий диспергатор багатоточкової системи розпилення, що забезпечує дозовану подачу дрібнодисперсного водяного аерозолі в термічну камеру обладнання для виробництва ковбасної продукції

Дозована подача дрібнодисперсного аерозолю в термічну камеру дозволила створити необхідні умови для значного підвищення якості продукції та підвищення конкурентоспроможності вітчизняного обладнання.



Рисунок 4.20 – Процес ультразвукового розпилення води одним з диспергаторів багатоточкової системи в термічну камеру обладнання для виробництва ковбасної продукції

Подібні ультразвукові диспергатори з торцевою поверхнею розпилення, яка збуджується за допомогою ультразвукових резонансних приводів поздовжніх коливань з $1/2$ -хвильовою або 1-хвильовою акустичними системами, дозволяють отримувати рідинний аерозоль з продуктивністю до 0,8 л/хв (рис.4.21).

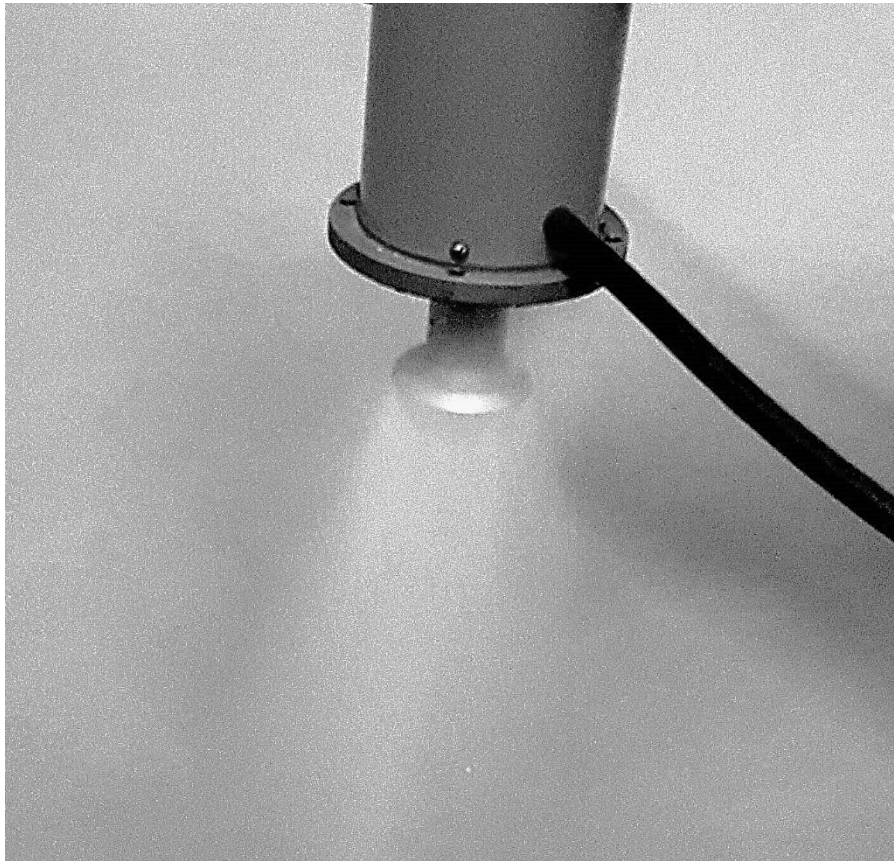


Рисунок 4.21 – Ультразвуковий розпилювач з 1-хвильовою акустичною системою резонансного приводу поздовжніх переміщень, який забезпечує при розпиленні води продуктивність 0,8 л/хв на частоті 22 кГц

4.9. Апаратні засоби ультразвукового кавітаційного очищення твердих поверхонь деталей

У багатьох галузях промисловості та медицини стоїть нагальне питання якісного очищення деталей та інструментарію від механічних, жирових, біологічних та бактеріальних забруднень. Існуючий в деяких випадках ручний спосіб очищення значно знижує продуктивність технологічних процесів і не забезпечує потрібної якості очищення при складних геометричних формах деталей. У деяких випадках традиційними механічними або ручними способами очищення взагалі не вдається досягти бажаного результату.

Найбільш якісного очищення вдається досягти завдяки застосуванню технології ультразвукового кавітаційного очищення, при якій руйнування твердих поверхонь забруднень відбувається за рахунок ударних сферичних хвиль та потужних кумулятивних струменів, що утворюються при схлопуванні кавітаційних бульбашок в об'ємі ванни та поблизу поверхні забруднювача.

Для реалізації вказаної технології були розроблені різноманітні високоефективні ультразвукові кавітаційні ванни з робочим об'ємом від 0,5 до 30 літрів (рис.4.22).



Рисунок 4.22 – Ультразвукові кавітаційні ванни різного об'єму

Вказані ультразвукові ванни оснащені п'єзоелектричними перетворювачами з $1/2$ – хвильовими акустичними системами. Зазвичай перетворювачі встановлюються на донній поверхні ванни (рис.4.23), але, в разі технологічної необхідності, можуть встановлюватися і на бокових плоских поверхнях.

При застосуванні декількох п'єзоелектричних перетворювачів їх розміщення відбувається з урахуванням взаємного впливу. При необхідності, з метою підвищення рівномірності обробки поверхні

деталей, за рахунок нахилу перетворювачів або відбиваючої поверхні у ванні встановлюється дифузне ультразвукове кавітаційне поле.





Рисунок 4.23 – Приклади розміщення ультразвукових перетворювачів на донній та бокових поверхнях ванни

4.10. Ультразвукове кавітаційне обладнання для очищення еластичних поверхонь

Очищення еластичних поверхонь, наприклад, тканинних матеріалів вимагає наявності специфічного ультразвукового кавітаційного обладнання. Проблема полягає в тому, що, по-перше, необхідно забезпечити стійкість волокон тканини до механічного руйнування ударними кавітаційними хвилями та кумулятивними струменями, по-друге, необхідно забезпечити руйнування твердих забруднень, а, по-третє, необхідно забезпечити змивання з тканини мастильних забруднень. Для реалізації подібної технології необхідно застосувати ультразвукові кавітаційні приводи, що поєднують в собі випромінювачі, які здатні збуджувати малоамплітудну та високоамплітудну ультразвукову кавітацію (рис. 4.24) [116-120].

За рахунок виконання в пучностях хвилі деформації, що встановилася по довжині трансформатора коливальної швидкості подібного приводу, дискових елементів удалося суттєво збільшити площу поверхні випромінювання і, таким чином, підвищити

ефективність уведення в рідину ультразвукових коливань завдяки усуненню з поверхні випромінювання двофазного кавітаційного прошарку, який розсіює та поглинає ультразвукову енергію. Це дозволило збільшити амплітуду коливань, внаслідок чого були отримані інтенсивні мікропотоки, які виникають при підвищеній амплітуді коливань кавітаційних бульбашок до моменту їх схлопування (рис.4.25). Ці інтенсивні мікропотоки активно розмивають мастильні забруднення. Затверділі забруднення успішно руйнуються за рахунок ударних хвиль та кумулятивних струменів, що виникають при схлопуванні кавітаційних бульбашок.



Рисунок 4.24 – Ультразвукові приводи поздовжніх переміщень з розвиненою поверхнею випромінювання

Проведені експериментальні дослідження [116-118] підтвердили доцільність та ефективність застосування ультразвукової кавітації для очищення такого роду поверхонь. Встановлено, що при пранні в умовах ультразвукової кавітації міцність тканини порівняно з традиційним барабанним пранням не тільки не зменшується, а навіть збільшується

завдяки кавітаційному ущільненню волоконної структури тканини (рис.4.26).

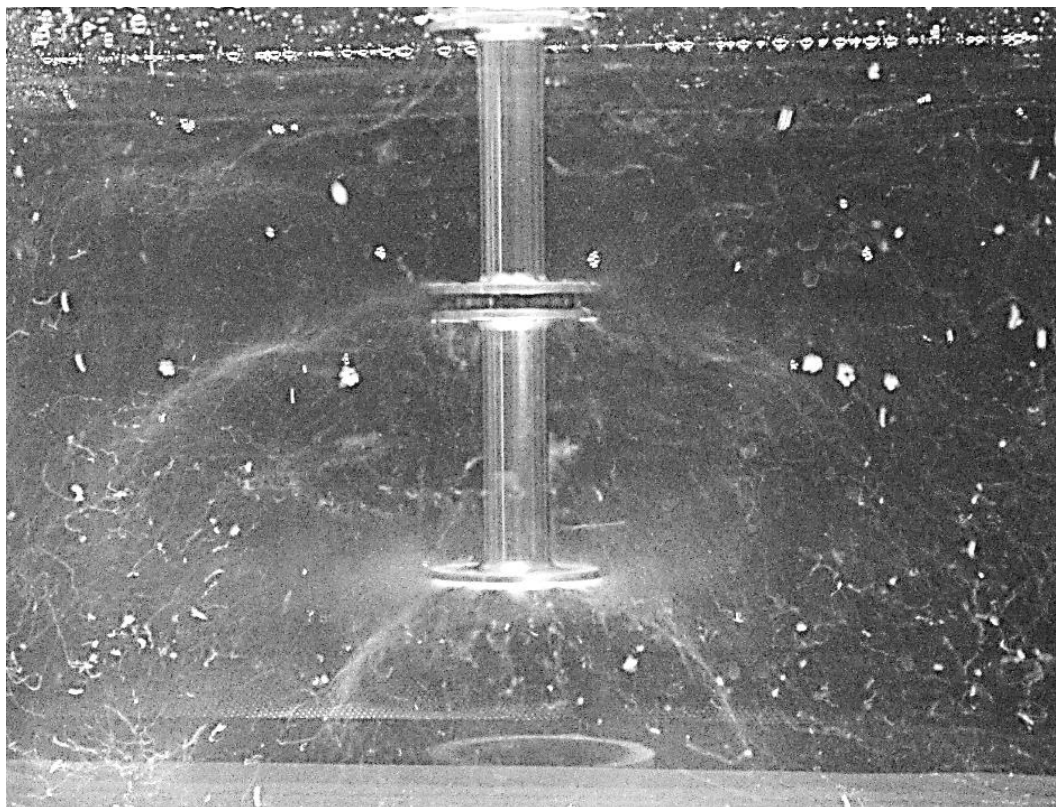
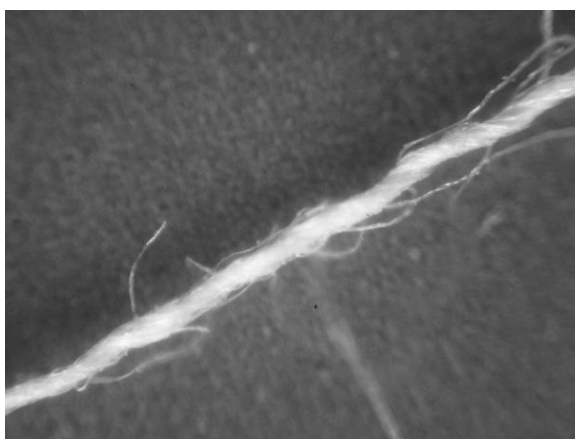
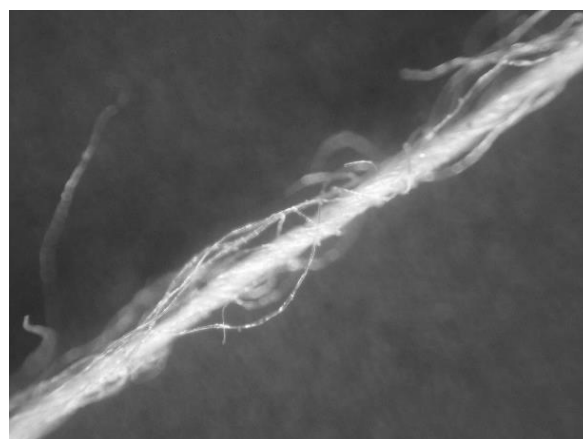


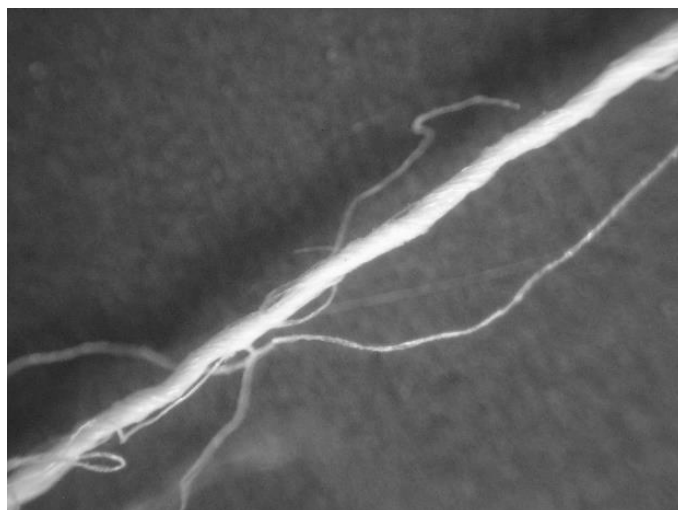
Рисунок 4.25 – Картина кавітаційної області, що утворюється ультразвуковим приводом з розвиненою поверхнею випромінювання



а)



б)



в)

Рисунок 4.26 – Зразки ниток батисту (а – вихідний зразок; б – після 30 циклів традиційної машинної барабанної обробки втрата міцності становила 23%; в – після 30 циклів кавітаційної обробки міцність майже не змінилася). Протяжність одного циклу становила 30 хв.

Слід відмітити, що кавітаційна обробка поновлює і колір тканини завдяки руйнуванню поверхневого вицвілого пігментного шару фарби.

4.11. Система зволоження для теплиць в сільському господарстві

Рівень урожайності сільськогосподарських теплиць суттєво залежить від якості системи зволоження атмосфери. Зволоження за рахунок крупнодисперсного розбризкування води призводить до появи на листях рослин крупних крапель води, які при освітленні теплиці потужними лампами виконують роль оптичних лінз і пропалюють зелене листя. Тому для створення в теплиці необхідного рівня вологості необхідно забезпечити рівномірне насичення атмосфери теплиці дрібнодисперсним аерозолем. Для забезпечення рівномірності розпилення аерозолу в теплиці запропоновано встановити багатоточкову систему ультразвукових диспергаторів. Складність полягає в тому, що скляна покрівля теплиці при наявності хмар на

сонячному небі нерівномірно освітлюється сонцем і тому в об'ємі теплиці нерівномірно змінюється вологість атмосфери. У такому разі для забезпечення рівномірності вологості атмосфери теплиці необхідно застосувати мехатронну систему, яка буде автоматично слідкувати за рівнем вологості. У такій автоматичній системі ультразвукові диспергатори мають можливість умикатися по одному або групами і зволожувати необхідні зони теплиці. Для реалізації подібної системи створені ультразвукові диспергатори з факелом розпилу 3 метри в діаметрі (рис. 4.27).

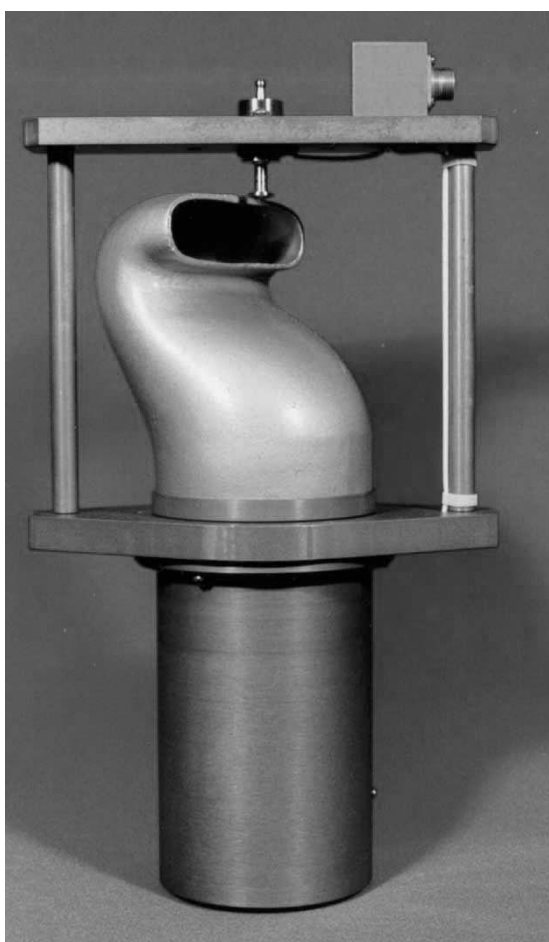


Рисунок 4.27 – Ультразвуковий диспергатор, що утворює факел розпилення діаметром 3 м

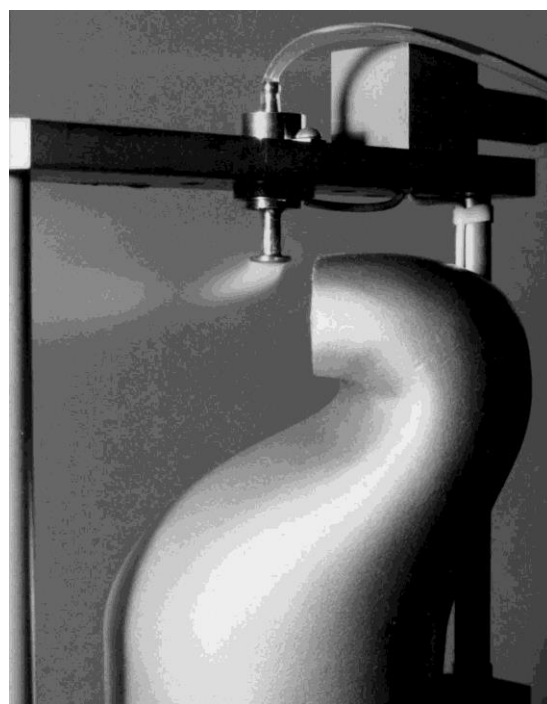


Рисунок 4.28 – Процес рознесення аерозолі потоком повітря з направляючого апарата

Указані диспергатори реалізують спосіб розпилення в тонкому шарі та забезпечують при резонансній частоті 66 кГц отримання аерозолю з дисперсністю 2...15 мкм. Рознесення дрібнодисперсного аерозолю на велику площу забезпечується направленим потоком повітря, що створюється вентилятором (рис.4.28). Завдяки наявності потоку повітря, що постійно відносить аерозоль, значно зменшився вплив процесу паразитної коагуляції на дисперсність аерозолю. Потік повітря додатково забезпечує безперервне обертання направляючого апарату. За рахунок ультразвукової кавітації, що руйнує забруднення, забезпечується надійна робота диспергаторів без засмічування.

4.12. Ультразвукові диспергатори до мехатронних систем зволоження сільськогосподарських угідь

При застосуванні коштовних добрив та ефективних засобів боротьби зі шкідниками виникає необхідність змочування ними не ґрунту, а листової поверхні рослин за умови змінної її площі в рядках на полі. У такому випадку до сільськогосподарської техніки, що розпилює добрива та засоби боротьби зі шкідниками, висуваються вимоги швидкого автоматичного реагування на зміну площі рослин шляхом зміни розкриття факелу розпилу. Подібні мехатронні системи потребували створення спеціальних ультразвукових розпилювачів, які здатні швидко змінювати кут розкриття факелу розпилення аерозолю та надавати при цьому аерозолю електричний потенціал, протилежний потенціалу рослин. Такі розпилювачі здатні ефективно зволожувати всю рослину без потрапляння на поверхню ґрунту. При цьому необхідно забезпечити і досить велику продуктивність отримання аерозолю.

Для вирішення задачі був створений ультразвуковий розпилювач, який містить $1/2$ - хвильовий ультразвуковий складений резонансний привід поздовжніх коливань з трансформатором коливальної швидкості, до вихідного торця якого приєднаний циліндричний трубчастий вібратор з внутрішньою поверхнею, що розпилює (рис.4.29) [121]. Вібратор збуджується на резонансній радіальній моді коливань, що дозволяє уникнути радіально-згинальних коливань з вузловими зонами, де розпилення буде відсутнім, отримати максимальну площу поверхні розпилення і забезпечити задану велику продуктивність отримання аерозолю. Вихідний торець трансформатора коливальної швидкості виконано ножевидним, що дозволило мінімізувати його вплив на форму коливань поверхні розпилення. До внутрішньої циліндричної поверхні вібратора, який встановлено вертикально, у верхній його частині тонким шаром підводиться рідина. При стіканні по внутрішній поверхні вібратора рідина надійно розпилюється, оскільки розпилення відбувається нормально до віброуючої поверхні і забезпечує багаторазове потрапляння аерозолю на віброуючу поверхню (рис.4.30). З боку нижнього торця трубчастого вібратора електрично ізольовано від нього встановлено кільцевий електрод, діаметр якого більший за діаметр трубчастого вібратора, причому між трубчастим вібратором та кільцевим електродом утворено електричне поле за рахунок під'єднання їх до електричної напруги (рис.4.31). Застосування кільцевого електрода, на якому електричний потенціал буде відмінним від потенціалу на трубчастому вібраторі, дозволить за рахунок зміни величини потенціалу електронними засобами керувати кутом розкриття факелу аерозолю. Надання аерозолю електричного заряду, відмінного від заряду рослин, дозволить аерозолю не розлітатися, а осідати безпосередньо на рослини. Крім того, заряджені однойменним зарядом

краплинки аерозолю будуть відштовхуватися одна від одної, що дозволить запобігти паразитній коагуляції краплинок в факелі аерозолю.



Рисунок 4.29 – Ультразвуковий розпилювач з трубчастою циліндричною поверхнею випромінювання та 1/2 - хвильовим ультразвуковим складеним резонансним приводом поздовжніх переміщень

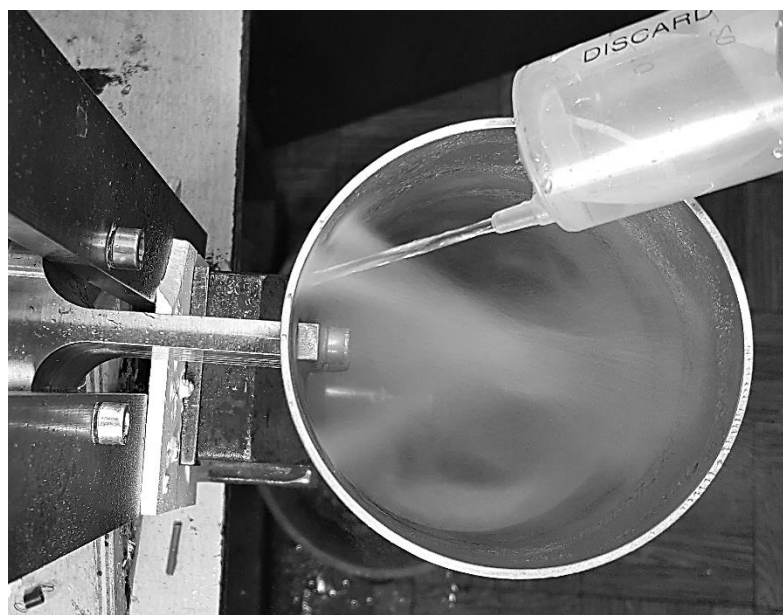


Рисунок 4.30 – Процес розпилення рідини з внутрішньої поверхні циліндричного вібратора, що збуджується на радіальній моді коливань

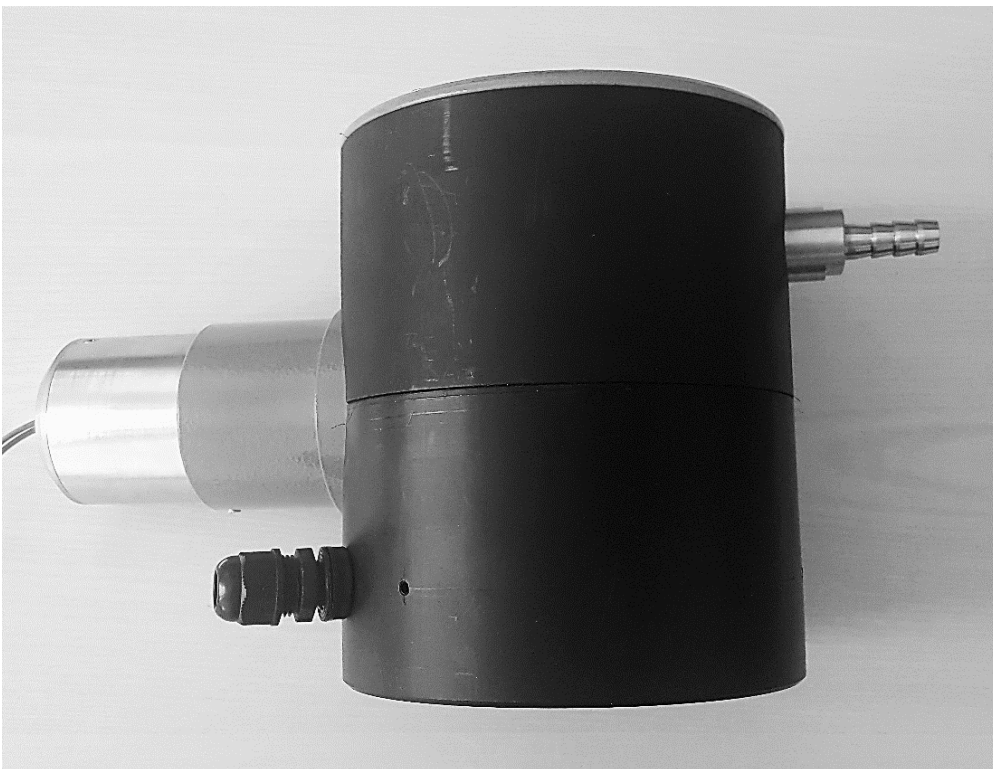


Рисунок 4.31 – Ультразвуковий диспергатор до мехатронних систем зволоження з електронним регулюванням кута розкриття факелу аерозолю та наданням аерозолю електричного заряду

4.13. Ультразвуковий диспергатор для технологічних процесів отримання сухих порошків та знесолення води

Реалізація технологічних процесів отримання сухих порошків, наприклад, пектину або сухого молока, а також знесолення морської води та ґрунтової шахтної води вимагає застосування ультразвукових диспергаторів великої продуктивності.

Такий диспергатор було запропоновано зробити на базі трубчастого циліндричного вібратора, який збуджується на радіальній моді резонансних коливань за допомогою ультразвукового резонансного приводу поздовжніх коливань [122]. Цей привід побудовано за 1-хвильовою акустичною схемою. Привід має підвищену потужність, оскільки він збуджує доволі довгий циліндричний вібратор і, крім того, у вібратора для розпилення задіяні як внутрішня, так і зовнішня циліндричні поверхні, на які рідина подається тонким шаром за допомогою спеціального кільцевого колектора (рис.4.32).

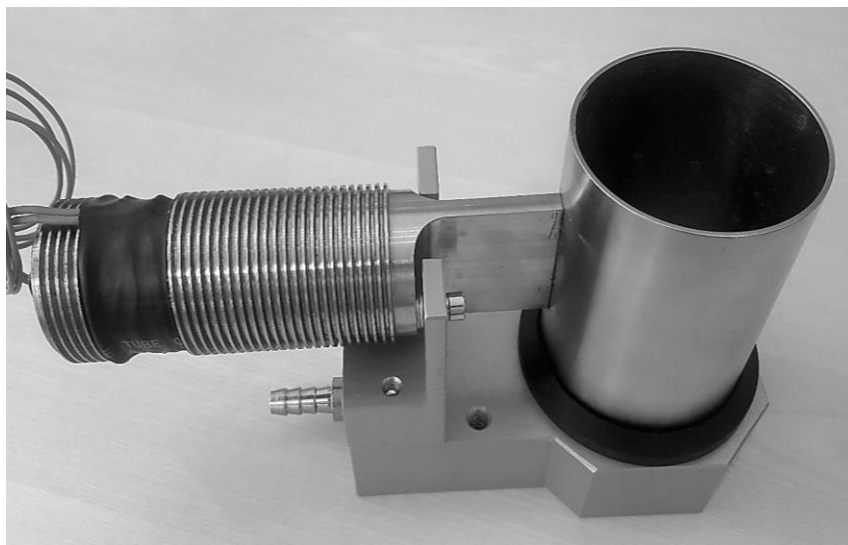


Рисунок 4.32 – Ультразвуковий диспергатор з розпиленням з внутрішньої та зовнішньої циліндричних поверхонь на резонансній частоті 20 кГц с дисперсністю 10...20 мкм при продуктивності до 4 л/хв та споживаній потужності до 300 Вт

4.14. Ультразвуковий диспергатор для технологічного процесу отримання дрібнодисперсних металевих порошків

Ультразвукова кавітаційна технологія диспергування розплавів металів дозволяє отримати монодисперсний металевий порошок з формою, близькою до кулькоподібної при дисперсності 5...15 мкм. Створення подібного технологічного обладнання вимагає реалізацію подачі на поверхню розпилення ультразвукового диспергатора розплавленого металу. Це можливо зробити при горизонтальному розташуванні віброуючої поверхні розпилення та подачею розплавленого металу ззовні вертикально вниз у центральну частину конічної поверхні розпилення (рис.4.33а,б). Конічна поверхня дозволяє отримати факел з вільною від аерозолі центральною частиною, що необхідно для подачі на поверхню розпилення струменю розплавленого металу.



а)



б)

Рисунок 4.33 – Ультразвуковий диспергатор для отримання дрібнодисперсних металевих порошків (а) та спосіб подачі на поверхню розпилення струменю розплавленого металу (б)

Особливістю диспергатора для розпилення розплавленого металу є неприпустимість утворення на вібруючій поверхні вузлових діаметрів згинальних коливань, у яких амплітуда коливань суттєво зменшується і розпилення не відбувається. У зоні вузлового діаметра розплав охолоджується і застигає, що призводить до виходу з ладу диспергатора. Позбутися вузлових діаметрів на поверхні розпилення складно, оскільки вимоги щодо продуктивності технологічного процесу вимагають збільшення площі поверхні розпилення, що призводить до перетворення поршневих коливань поверхні у згинальні з вузлами та пучностями. Проблему вдалося вирішити завдяки виконанню вихідного ступеня трансформатора коливальної швидкості трубчастим і приєднанню його до поверхні розпилення в зоні вузлового діаметра [123]. Унаслідок цього зона вузлового діаметра поверхні розпилення вібрує з амплітудою, достатньою для реалізації процесу розпилення в тонкому шарі. Пристрій побудований за 1-хвильовою акустичною схемою і працює на резонансній частоті 33 кГц.

4.15. Ультразвукове кавітаційне обладнання для технологічних процесів обробки рідин в потоці

Розроблене ультразвукове технологічне обладнання призначене для кавітаційної обробки рідких середовищ в потоці – в технологічному процесі безреагентної інактивації шкідливих та небезпечних для здоров'я людини мікроорганізмів у виробничих та побутових стічних водах, а також мастильно-охолоджуючих рідинах, що використовуються при металообробці, у технологічному процесі знезараження біопалива, у технологічному процесі холодної стерилізації та гомогенізації молока з метою підвищення його споживчих характеристик, у технологічному процесі екстрагування з

метою отримання рідких та корисних рослинних екстрактів, а також рідких гумінових добрив, у технологічних процесах дегазації та активації рідин і т.п.

Технічні характеристики обладнання:

- робоча частота, кГц $22 \pm 5\%$;
- інтенсивність ультразвуку, Вт/см² до 100 (в області поздовжньої осі);
- продуктивність, л/хв до 20 (USS-400); до 40 (USS-1200);
- тиск рідини, що обробляється, МПа до 1,0;
- потужність, що споживається, Вт 400 (рис.4.34) та 1200 (рис.4.35);
- різьба для приєднання трубна 1,5”;
- напруга живлення, В $220 \pm 10\%$ (50 Гц);
- режим роботи безперервний;
- температура навколишнього середовища $5 - 30 \pm 50$ С.



Рисунок 4.34 – Ультразвуковий проточний кавітатор USS-400

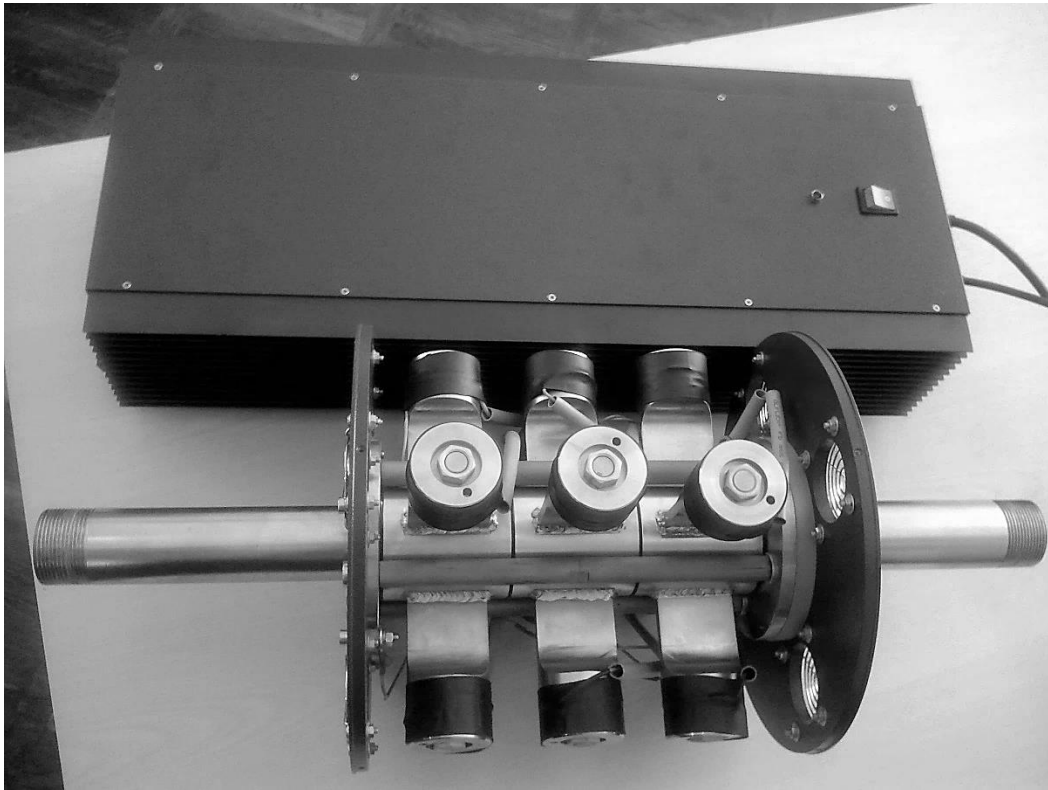


Рисунок 4.35 – Ультразвуковий проточний кавітатор USS-1200

Для обробки рідин обладнання використовує фізичні процеси, що супроводжують явище ультразвукової кавітації, при якій в рідині у фазі розрідження ультразвукової хвилі деформації утворюються парогазові кавітаційні бульбашки, які схлопуються у фазі стиснення. Для утворення в рідині області з розвиненою кавітацією в обладнанні використаний принцип фокусування ультразвукових коливань до високого рівня інтенсивності в області поздовжньої осі трубчастого вібратора, який збуджується на радіальній моді резонансних коливань [124]. Для збудження трубчастого вібратора на його зовнішній поверхні вздовж твірних ліній встановлені ультразвукові п'єзоелектричні 1/2 - хвильові приводи поздовжніх переміщень з ножевидними трансформаторами коливальної швидкості.

Інактивація мікроорганізмів у середовищі, де збуджена кавітація, відбувається за рахунок:

- механічного руйнування мікроорганізмів ударними сферичними хвилями та кумулятивними струменями, що виникають при схлопуванні кавітаційних бульбашок;

- локального підвищення тиску до 1000 МПа та температури до 10000С при схлопуванні кавітаційних бульбашок;

- інтенсифікації окислювальних процесів у зоні кавітації.

Гомогенізація складових рідини відбувається за рахунок турбулентного перемішування на молекулярному рівні інтенсивними мікротечіями, що виникають при коливаннях та схлопуванні кавітаційних бульбашок.

Активація рідин відбувається за рахунок створення в мікрооб'ємах кавітаційних бульбашок, що схлопуються, умов для виникнення електричних зарядів, багатих на енергію дисоційованих та іонізованих молекул, а також атомів та вільних радикалів, що сприяють інтенсифікації хімічних процесів.

Підвищення споживчої якості молока досягається за рахунок кавітаційного диспергування жирових кульок, що входять до складу молока, до дуже малого розміру.

Кавітаційна обробка рідини відбувається незалежно від її прозорості та механічної забрудненості.

Ефекти, що супроводжують явище ультразвукової кавітації, не тільки впливають на рідинне середовище, що прокачується крізь кавітатор. Поступовому руйнуванню за рахунок кавітаційної ерозії піддаються і поверхні, що випромінюють в рідину ультразвукові коливання. Двофазний кавітаційний прошарок, що виникає на випромінюючій поверхні, по-перше, знижує ефективність уведення ультразвукової енергії в рідину внаслідок розсіювання та поглинання енергії пружних коливань, а, по-друге, унаслідок кавітаційної ерозії

руйнує поверхню, що випромінює. У конструкціях кавітаційного обладнання з трубчастим вібратором, що збуджується на радіальній моді коливань, завдяки введенню в рідину ультразвукових коливань з малою інтенсивністю та подальшим її підвищенням за рахунок фокуруючих властивостей поверхні випромінювання вдалося уникнути появи кавітаційного прошарку та суттєво підвищити ефективність уведення в рідину ультразвукових коливань. При цьому значно зменшена і кавітаційна ерозія внутрішньої поверхні трубчастого вібратора. Але ретельні хімічні аналізи все ж таки виявляють в отриманих екстрактах наслідки кавітаційного руйнування поверхні випромінювання.

Для отримання особливо чистих лікарських екстрактів була розроблена модифікація розглянутого технологічного обладнання, у якому кавітаційна обробка рідини відбувалася в резонансній камері з кварцового скла. Збудження коливань кварцової камери здійснювалося трубчастим резонансним вібратором через проміжну камеру з дегазованою рідиною (рис.4.36) [125].

Для мобільного застосування можливостей кавітаційної обробки рідин, насамперед їх знезараження, розроблено декілька модифікацій мобільного кавітаційного обладнання (рис.4.37а,б,в) [115, 126].

Оскільки мобільне кавітаційне обладнання призначене в основному для отримання питної води в польових умовах, то для поновлення структури води, яка руйнується внаслідок кавітаційного впливу і поновлюється тільки через певний час, у мобільних пристроях застосовано спінове структурування води за допомогою потужних спіново-поляризованих постійних магнітів.

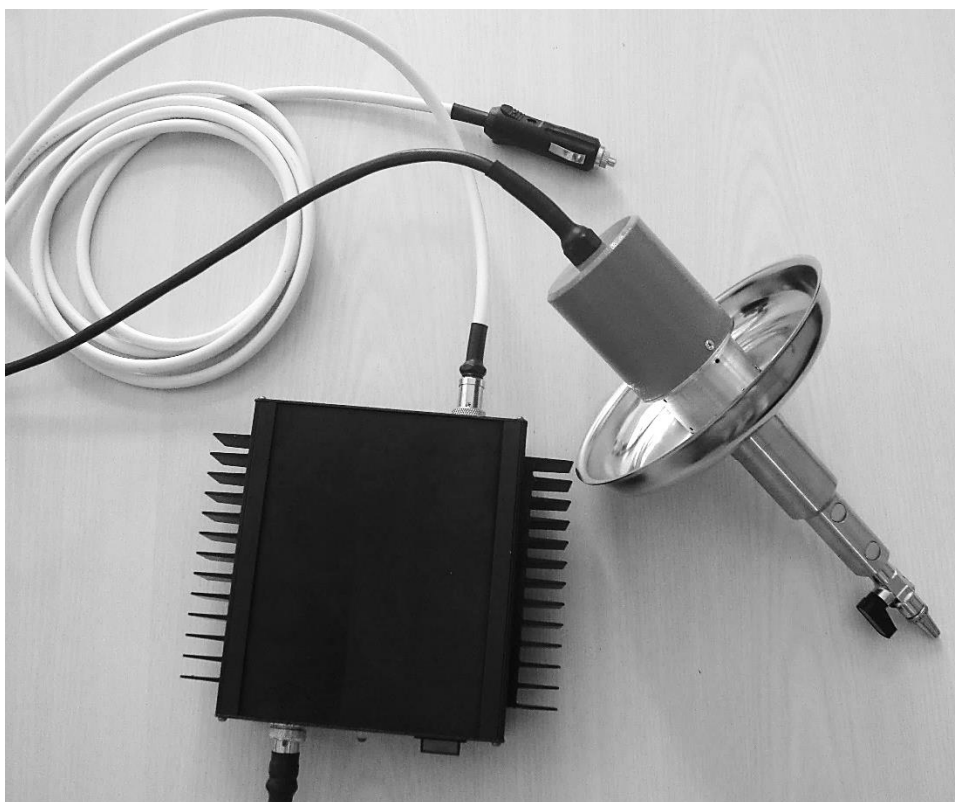


Рисунок 4.36 – Ультразвукове кавітаційне обладнання для отримання особливо чистих екстрактів лікарських рослин

У модифікації обладнання, представленої на рис.4.37а, застосовано 1/2 - хвильовий ультразвуковий випромінювач у поєднанні з акустичним 1/4 - хвильовим трансформатором тиску, який забезпечує підвищення інтенсивності коливань до необхідного рівня. На виході з трансформатора тиску рідина піддається впливу магнітного поля.

Технічні характеристики мобільного кавітатора:

- робоча частота, кГц $22 \pm 5\%$;
- продуктивність, л/хв до 1;
- потужність, що споживається, Вт до 60;
- напруга живлення, В 10 – 14.



a)



б)



в)

Рисунок 4.37 – Модифікації мобільного ультразвукового кавітаційного обладнання для отримання питної води в польових умовах

У модифікації обладнання, представленої на рис.4.37б [127], застосовано $1/2$ - хвильовий ультразвуковий привід поздовжніх переміщень з трансформатором коливальної швидкості, на виході якого встановлений дисковий вібратор, що здійснює згинальні коливання. Обробка рідини відбувається в кавітаційному прошарку на поверхні вібратора в щілинному зазорі між дисковим вібратором та корпусом пристрою. Після інтенсивної кавітаційної обробки в щілинному зазорі вода піддається впливу потужного магнітного поля.

У модифікації обладнання, представленої на рис.4.37в, також застосовано $1/2$ - хвильовий ультразвуковий привід поздовжніх переміщень з трансформатором коливальної швидкості, на виході якого

встановлений дисковий вібратор, що здійснює згинальні коливання. На відміну від попередньої модифікації, у цьому пристрої в ступені малого діаметра трансформатора коливальної швидкості між пучністю та вузловою точкою хвилі деформації, що встановилася по довжині ультразвукового резонансного приводу, організований акустичний насос, який забезпечує постійне прокачування рідини крізь щілинний зазор з інтенсивним кавітаційним прошарком. Під донною поверхнею, заповненою водою ємності, встановлені потужні постійні магніти, силові лінії яких пронизують об'єм рідини.

4.16. Ручне ультразвукове кавітаційне обладнання для очищення поверхонь та кавітаційного впливу на рідинні суміші

Обладнання (рис. 4.38) призначене для кавітаційного очищення поверхонь деталей, занурених у воду в звичайній ємності. Очищення здійснюється в ручному режимі шляхом переміщення кавітаційного пістолета з торцевою поверхнею випромінювання вздовж поверхні виробу. Крім того, обладнання дозволяє вводити ультразвукові хвилі в рідинні суміші, що знаходяться в невеликій ємності з метою прискорення хімічних реакцій та отримання якісних емульсій, що не розшаровуються тривалий час.

Обладнання побудоване на базі 1-хвильового ультразвукового п'єзоелектричного приводу поздовжніх переміщень з ступінчастим трансформатором коливальної швидкості, у якого ступінь малого діаметра має довжину в $3/4$ -хвилі пружної деформації, що встановилася по довжині приводу. Випромінююча поверхня здійснює поршневі коливання.

Обладнання живиться напругою 220В, працює на частоті 22 кГц та споживає потужність у 300 Вт.



Рисунок 4.38 – Ручне кавітаційне обладнання

4.17. Ультразвукове технологічне обладнання для впливу на газові середовища

Обладнання застосовується в технологічних процесах безконтактного сушіння, коагуляції аерозолів, гасіння піноутворення, екстрагування в газовому середовищі і т.п.

Містить дисковий випромінювач діаметром 300 мм, у якому за допомогою ультразвукового п'єзокерамічного приводу поздовжніх переміщень з трансформатором коливальної швидкості, зібраному за 1-хвильовою акустичною схемою, збуджуються пружні згинальні коливання (рис.4.39). За рахунок профілювання поверхні дискового вібратора досягнуто близький до плоского фронт хвилі випромінювання (рис.4.40). Робоча частота обладнання складає 22 кГц, потужність, що споживається, становить 500 Вт.

Для реалізації технологічного процесу екстрагування в газовому середовищі обладнання комплектується повітряним 1/4 - хвильовим трансформатором тиску або експоненціальним рупором.



Рисунок'4.39 – Ультразвукове технологiчне обладнання для впливу на газoвi середовища



Рисунок 4.40 – Випромiнювання профiльованим дисковим вiбратором хвилi з плоским фронтом

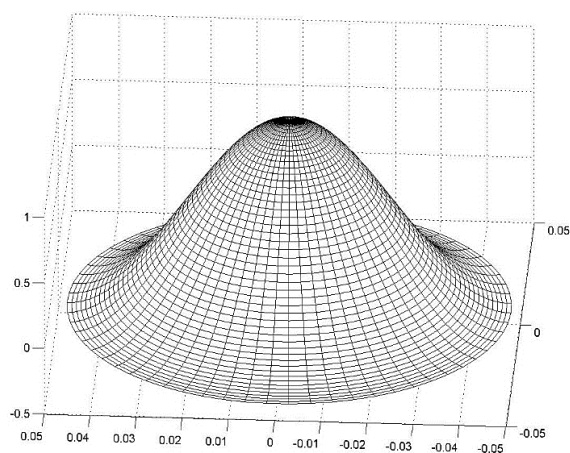
4.18. Ультразвукове кавітаційне обладнання для польових шпиталів

Можливості ультразвукової кавітації щодо інактивації мікроорганізмів та очищення твердих й еластичних поверхонь були використані при створенні кавітаційного приладу для знезараження та очищення медичного інструментарію в польових шпиталях (рис.4.41в).

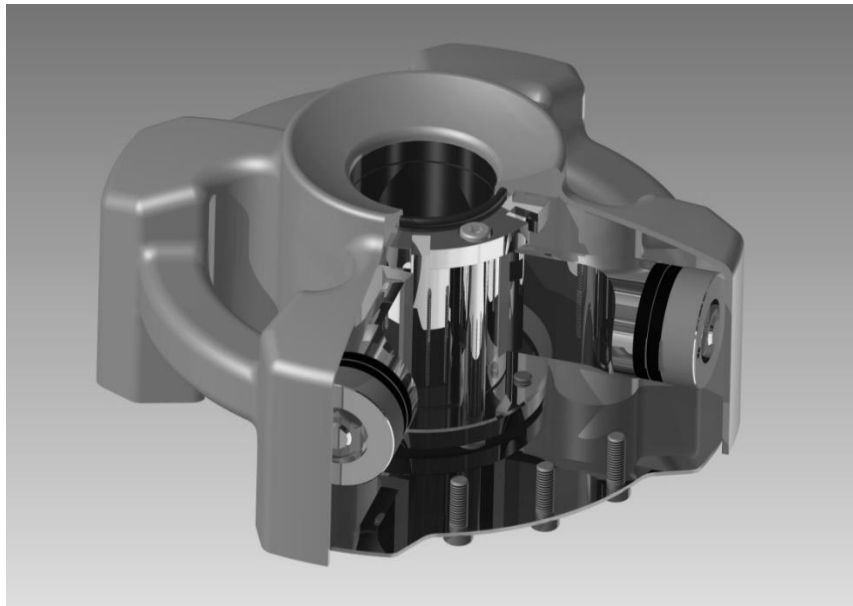
Прилад виконано непроточним і побудовано на базі секції з циліндричним трубчастим вібратором, який збуджується на радіальній моді резонансних коливань за допомогою чотирьох п'єзоелектричних складених приводів поздовжніх переміщень з трансформаторами коливальної швидкості, у яких ступінь меншої площі виконана ножевидною (рис. 4.41а). Завдяки фокусуючим властивостям циліндричної випромінюючої поверхні в центральній частині камери утворюється зона з високою інтенсивністю ультразвуку (порядку 100 Вт/см²) (рис. 4.41б), достатньою для інактивації широкого спектру мікроорганізмів та диспергуванню і очищенню медичного інструментарію від біологічних тканин.



а)



б)



в)

Рисунок 4.41 – Ультразвуковий кавітаційний прилад для знезараження та очищення медичного інструментарію

4.19. Ультразвуковий кавітаційний прилад факоемульсіфікатор для проведення офтальмологічних операцій

Питання забезпечення людини гарним зором пов'язані не тільки з підтримкою комфортності життя, а й суттєво впливають на загальний фізичний стан організму. Одним з найпоширеніших захворювань очей, що зустрічаються в основному у літніх людей, є помутніння кришталика ока, або катаракта. Катаракта зазвичай має локальний характер і частіше утворюється на периферії кришталика. Лікування захворювання, що проводиться медикаментозно, дозволяє лише уповільнити процес розповсюдження катаракти. Коли зона розповсюдження катаракти стає значною, виникає необхідність хірургічного втручання з метою очищення кришталика або заміни його на штучний. Подібні операції є дуже складними і проводяться за допомогою спеціальних приладів. У ході операції для видалення катаракти застосовують явище ультразвукової кавітації, яку необхідно створити в дуже обмеженій зоні.

Водночас в зону операції треба подати дрібнодисперсний аерозоль лікувального розчину, який можна отримати лише застосовуючи ультразвукове розпилення в тонкому шарі. Крім того, під час проведення операції треба постійно відсмоктувати рідину із зони операції. Виконання усіх цих дій покладається на хірурга, якого необхідно забезпечити подібним багатофункціональним малогабаритним ультразвуковим інструментом. Такий прилад було розроблено (рис. 4.42). Прилад отримав назву ультразвуковий факоемульсифікатор. В ультразвуковому інструменті приладу, який побудовано за $1/2$ - хвильовою акустичною схемою, забезпечено виникнення ультразвукової кавітації на кінці спеціальної голки, а лікарський розчин, що подається на кінець ультразвукового трансформатора швидкості, розпилюється в тонкому шарі і потрапляє в зону операції через кільцевий зазор між голкою та пластиковою оболонкою, що вкриває голку. Відсмоктування рідини із зони операції відбувається через центральний отвір голки.



Рисунок'4.42 – Ультразвуковий факоемульсифікатор для виконання офтальмологічних операцій

Прилад успішно пройшов клінічні випробування і з врахуванням зауважень був рекомендований до виробництва в Україні.

4.20. Прилади ультразвукового розпилення для застосування в пульмонології

Ефективним засобом терапії дихальних шляхів є використання інгаляції дрібнодисперсними лікарськими препаратами. Так аерозоль з дисперсністю 0,5...10 мкм, що мало осаджується у верхніх дихальних шляхах та бронхах, використовують за необхідності лікування бронхіол та альвеолярних ходів нижніх дихальних шляхів [128]. Аерозоль з дисперсністю 10...30 мкм ефективний при лікуванні пазух носа, складок та впадин верхніх дихальних шляхів. Тільки ультразвуковим способом удається забезпечити отримання аерозолу у вказаних діапазонах. Перший діапазон забезпечується при ультразвуковому розпиленні у фонтані з підведенням акустичної енергії з боку рідини. Другий діапазон забезпечується при ультразвуковому розпиленні в тонкому шарі. Аерозоль лікарських розчинів обох діапазонів дисперсності край необхідний при лікуванні багатьох захворювань дихальних шляхів. Для пульмонологічних відділень лікарень та для самостійного домашнього використання хворими необхідно розробити різноманітні конструкції ультразвукових інгаляторів, що дозволяють забезпечити отримання аерозолу необхідної дисперсності. В інгаляторах, призначених для індивідуального домашнього використання, крім того, важливо забезпечити дозоване отримання аерозолу.

Проведені експериментальні та аналітичні дослідження процесу ультразвукового розпилення рідини дозволили розробити декілька модифікацій ультразвукових медичних інгаляторів (рис. 4.43а,б). Для

забезпечення дозування аерозолі запропоновані технічні рішення на базі ультразвукових насосів, що утворюються за допомогою акустичних схем самих диспергаторів [129].



а)



б)

Рисунок 4.43 – Ультразвукові медичні інгалятори з розпиленням в тонкому шарі та дозованим постачанням аерозолію

4.21. Ультразвукові кавітаційні технології в терапії та косметології

Ультразвукові кавітаційні технології виявилися корисними також в терапії та косметології при введенні через шкіру людини ліків, кремів та для масажу. Ультразвукова кавітація, що створюється в шарі лікарської рідини за допомогою спеціального інструменту за рахунок звукокапілярного ефекту, забезпечує безболісне глибоке та швидке проникання ліків до зон запалення. Використання різних ультразвукових частотних діапазонів коливань інструменту дозволяє досягти як поверхневого лікувального ефекту, так і проникнути глибоко в органи за рахунок фокусування ультразвукової енергії.

У косметології масаж за допомогою ультразвукових коливань інструменту, змащеного кремом, дозволяє значно підвищити ефективність розгладжування зморшок та забезпечує якісне безболісне очищення шкіри обличчя.

На рис.4.44 наведений приклад ультразвукового інструменту, який було розроблено для використання в терапевтичних та косметологічних приладах. Інструмент має змінні грибкові насадки та працює на частоті 44 кГц.

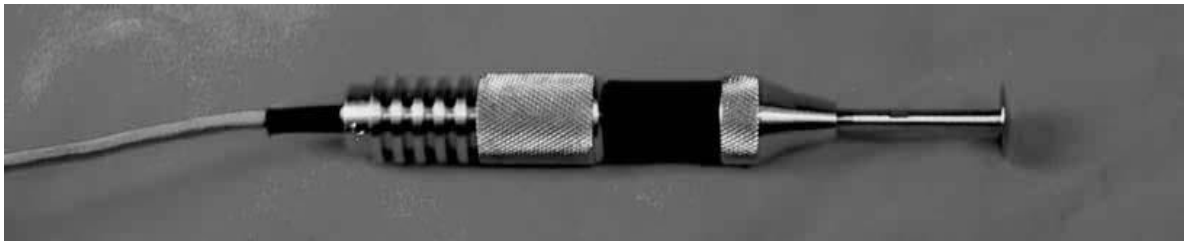


Рисунок 4.44 – Ультразвуковий інструмент для терапевтичних та косметологічних приладів

На конкретних прикладах розробок показані широкі можливості ефективного застосування ультразвукових кавітаційних технологій та апаратних засобів, що їх реалізують, у хімічній промисловості,

нафтодобувній та нафтопереробній промисловості, теплоенергетиці, машинобудуванні, у сільському господарстві та медицині.

Позитивні результати застосування апаратних засобів, що реалізують ультразвукові кавітаційні технології, підтвердили достовірність запропонованих розрахункових методик.

Підтверджена можливість в промислових умовах надійного отримання рідинного аерозолу за рахунок ультразвукового розпилення в тонкому шарі з продуктивністю до 4 л/хв при дисперсності в межах 5...30 мкм та потужності, що споживається, до 300 Вт.

Розроблене ультразвукове кавітаційне обладнання з використанням фокуруючих властивостей поверхні випромінювання дозволило отримати інтенсивність ультразвуку, достатню для інактивації широкого спектру шкідливих мікроорганізмів.

Підтверджена ефективність запропонованого технічного рішення стосовно секційної модульної будови проточних кавітаційних камер з циліндричним трубчастим вібратором, що дозволило довести потужність проточних кавітаторів до 2200 Вт.

ПІДСУМКИ

У монографії показано особливості виникнення явища ультразвукової кавітації та ретельно розглянуто вторинні явища, що її супроводжують. Відомо багато технологічних процесів, що побудовані із використанням вторинних явищ ультразвукової кавітації. До них, насамперед, відносяться процеси знезараження рідин від шкідливих для людини та навколишнього середовища мікроорганізмів, дегазація рідин, виробництво емульсій, які за рахунок перемішування на молекулярному рівні довгий час не розшаровуються, дрібнодисперсне розпилення рідин та розплавлених металів, очищення твердих та еластичних поверхонь, екстрагування, фільтрування в кавітаційному середовищі, тощо. Ці технології широко відомі в машинобудуванні, хімічній та харчовій промисловості, сільському господарстві, медицині, тощо. Для реалізації вказаних кавітаційних технологій необхідно створити відповідне високоефективне технологічне обладнання, яке має багато особливостей як в розрахунковій частині, так і в проектно - конструкторській.

У монографії послідовно наведено методику розрахунку кавітаційних камер різного розміру та конфігурації, у яких відбувається кавітаційна обробка рідин, та методику розрахунку ультразвукових резонансних приводів поздовжніх переміщень, що збуджують явище ультразвукової кавітації в об'ємі цих камер та на вібруючій поверхні при розпиленні в тонкому шарі. У якості ультразвукових випромінювачів у розрахунках розглядаються п'єзокерамічні перетворювачі, які, на відміну від магнітострикційних, мають суттєво більші ККД, надійність та довговічність.

Наведені методики апробовані в багатьох виконаних авторами монографії конструкторських розробках, які впроваджені в

технологічних процесах, що використовують явище ультразвукової кавітації. Це дозволило суттєво підвищити ефективність ультразвукових кавітаційних технологій.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Новицкий Б.Г. Применение акустических колебаний в Химико-технологических процессах (Процессы и аппараты химической и нефтяной технологии). – М.: Химия, 1983. – 192 с.
2. Курочкина М.И. Современные проблемы химической технологии // Труды технологического института им. Ленсовета. – 1975. - С.40-50.
3. Ультразвук. Маленькая энциклопедия / Глав. ред. И. П. Голямина. - М.: Советская энциклопедия, 1979. – 400 с.
4. Круглицкий Н.Н., Третинник В.Ю., Симуров В.В. Ультразвук в химической технологи. – К.: УкрНИИНТИ, 1970. - 48 с.
5. Гершгал Д.А., Фридман В.И. Ультразвуковая технологическая аппаратура / Изд. 3-е, перераб. и доп.- М.: Энергия, 1976. – 320 с.
6. Федоткин И.М. Интенсификация технологических процессов.- К.: Вища школа. Головное изд-во, 1979. - 344 с.
7. Федоткин И.М., Гулый И.С. Кавитация. Кавитационная техника и технология, их использование в промышленности. Часть 1.- К.: Полиграфкнига, 1997. – 839 с.
8. Федоткин И.М., Фирисюк В.Ф. Интенсификация теплообмена в аппаратах химических производств.- К.: Техніка, 1971. – 216 с.
9. Яхно О.М., Коваль А.Д., Пищенко Л.И., Паскалов В.П., Яске Н.Н. Кавитация в переработке нефти.- К.: Світ, 1999. – 263 с.
10. Прогрессивные методы ультразвуковой очистки изделий в химическом и нефтяном машиностроении / Под ред. Б.А. Аграната и В.И. Башкирова.- М.: ЦИНТИХИМНЕФТЕМАШ, 1967. – 38 с.

11. Агранат Б.А. Физические основы технологических процессов, протекающих в жидкой фазе с воздействием ультразвука. - М.: Машиностроение, 1969. – 47 с.
12. Агранат Б.А., Башкиров В.И., Китайгородский Ю.И., Хавский Н.Н. Ультразвуковая технология / Под ред. Б.А. Аграната. - М.: Metallurgy, 1974. – 503 с.
13. Мачинский А.С., Яхова Н.А., Марутовская Н.Н. Кавитационные аппараты для очистки сточных вод. - М.: ЦНИИТЭ нефтехим, 1991. – 40 с.
14. Горбачев Ю.И., Иванова Н.И., Никитин А.А. и др. Акустические методы повышения нефтеотдачи пластов и интенсификации добычи нефти // Нефтяное хозяйство.- 2002.- № 5.- С. 87-91.
15. Прилипко Ю.С., Салей В.С., Черный В.И., Кулик И.А. Критерии выбора пьезокерамики для источников мощного ультразвука // Наукові праці Донецького НТУ. Серія хімія і хімічна технологія. - 2001. – Вип. 33. - С. 86-92.
16. Прилипко Ю.С., Салей В.С., Пилипенко Н.П. Изучение влияния некоторых физических воздействий на технологические параметры получения пьезоматериалов и электрические свойства пьезокерамики // Наукові праці Донецького НТУ . Серія хімія і хімічна технологія. - 2002. – Вип. 44. - С. 110-119.
17. Салей В.С., Прилипко Ю.С., Пилипенко Н.П., Константинова Т.Е. Влияние обработки ЦТС-порошков ультразвуком, СВЧ-излучением и высоким гидростатическим давлением на свойства пьезокерамики // Фізика и техника високих давлених. – 2002. - Том. 12. - № 2. - С. 46-51.

18. Гусакова Л.Г., Спиридонов Н.А., Прилипко Ю.С. Особенности формирования ЦТС-твердых растворов при различных способах их синтеза // Наукові праці Донецького НТУ. Серія хімія і хімічна технологія. - 2003. – Вип. 44. - С. 56-59.
19. Rayleigh // Phil. Mag. – 1917. - Vol. 34. - № 200. - 94-97 p.
20. Мак Кормик. Кавитация, обусловленная свободным вихрем, сходящим с несущей поверхности // Труды общества американских инженеров-механиков. Серия Д, Техническая механика, ИП, 1962. - т. 84, № 3. - С. 74-75.
21. Корнфельд М. Упругость и прочность жидкостей. – ГИТТЛ, 1951. – 231с.
22. Кнэпп Р., Дейли Дж., Хеммит Ф. Кавитация. – М.: Мир, 1974. – 688 с.
23. Kermeen R.W., Mac Graw Y.T., Parkin B.R. Mechanism of Cavitation Inception and the related Scale effects Problem, Transactions of the ASME, 77. - 1955.
24. Daily Y.W., Johnson V. Turbulence and Boundary Layer Effects on Cavitation from Gas Nuclei, Cavitation in Hydrodynamic.. – London. - 1956.
25. Flynn H.G. Physics of acoustic cavitation in liquids. In “Physical Acoustics”, v. 1B. W. Mason (Ed.), N.Y., 1964. (Перевод: Флинн Г. Физика акустической кавитации в жидкостях. - В кн.: Физическая акустика. / Под ред. У. Мезона. - Т.1, часть Б.- М.: Мир, 1967. - С.7-138 .
26. Биркгоф Г., Царантонелло Э. Струи, следы и каверны. – М.: Мир, 1964. – 466 с.
27. Гуревич М.И. Теория струй идеальной жидкости. – М.: Наука, 1979. – 656 с.

28. Перник А.Д. Проблемы кавитации. – Л.: Судостроение, 1988. – 438 с.
29. Кувшинов Г.И., Прохоренко П.П. Акустическая кавитация у твердых поверхностей / Под ред. В.К. Кедринского. – Мн.: Навука і техника, 1990. – 112 с.
30. Blake F.G. Tehn. Mem., Acoustics Res. Lab. Harvard Univ. Cambridge, 9, 1949.
31. Александров Ю.А., Воронков Г.С., Горбунков В.М., Делоне Н.Б., Нечаев Ю.И. Пузырьковые камеры.- М.: Госатомиздат, 1963. – 340 с.
32. Whyberew W.E., Kinzer G.D., Gunn R. Electrification of small air bubbles in water. - J. Geophys. Res., 57, 4, 453, 1952.
33. Акуличев В.А. Гидратация ионов и кавитационная прочность воды // Акустический журнал. – 1966. - 12, 2. - С.160-166.
34. Harvey E.N., ets. On Cavity Formation in Water, Journal of Applied Physics, 1947. - v. 18. - 162 p.
35. Lieberman D. Radiation-induced cavitation. – Phys. Fluids, 1959. -2, 4. - 466.
36. Sette D. Sonic cavitation and ionizing radiation. – Proc. III Internat. Congr. Acoust. Stuttgart 1959, v. I, 330, 1961.
37. Minnaert M. On musical air-bubbles and sound of running water. – Phil. Mag., 1933. - 16,7. - 235.
38. Crum L.A., Hansen G.M. Growth of air bubbles in tissue by rectified diffusion. // Phys. Med. Biol. - 1982.- V.27. - 413-417 p.
39. Rayleigh. On the Pressure Developed in a Liquid During the Collapse of a Spherical Caviti. // Phil. Mag. - 1917. -v. 34. - 94-98 p.
40. Noltingk B.E., Neppiras E.A. Cavitation Produced by Ultrasonics. Proc. Phys. Soc., 1950. - v. 63. - 674-685 p.

41. Ламб Г. Гидродинамика. -М.: Л., 1974.- 928с.
42. Neppiras E.A. , Noltingk B.E. Cavitation Produced by Ultrasonics; Theoretical Conditions for the Onset of Cavitation, Proc. Phys. Soc., 1951. - v. 64. - 1032-1038 p.
43. Neppiras E.A. // Phys. Rep. (Rev. Sec. Phys. Let.), 1980. - v. 61. - № 3. - 159-251 p.
44. Айвени Р.Д., Хэммит Ф.Г. // Теоретические основы инженерных расчетов. – 1965. - т. 88. - № 4. - С. 140-150.
45. Акуличев В.А. Пульсации кавитационных полостей. - В кн.: Физика и техника мощного ультразвука, том. II. Мощные ультразвуковые поля / Под ред. Л.Д. Розенберга. – М.: Наука, 1968. - С.129-166.
46. Капустина О.А. // Акуст. журнал.- 1969. - Т. 15. - № 3. - С. 377-380.
47. Акуличев В.А. Кавитация в криогенных и кипящих жидкостях. – М.: Наука, 1978. - 280 с.
48. Акуличев В.А., Алексеев В.Н., Юшин В.П. // Акуст. журн. - 1979. - Т. 25. - № 6. - С. 801-809.
49. Eller A. // JASA. – 1979. -Vol. 57. - № 6. - 1374-1379 p.
50. Fujikawa S., Akamatsu T. // J. Fluid Mech.- 1980. -Vol. 97. - part. 3. - 481-512 p.
51. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. – М.: Наука, 1987. - ч. 1. - 464 с.
52. Church C.C. A theoretical study of cavitation generated by an extracorporeal shock wave lithotripter. // J. Acoust. Soc. Am. - 1989. - V.86.- 215-227 p.
53. Sapochnikov O.A., Khokhlova V.A., Bailey M.R. Williams J.C., MsAteer J.A., Cleveland R.O., Crum L.A. Effect of overpressure and pulse

repetition frequency on cavitation in shock wave lithotripter. // J. Acoust. Soc. Am. - 2002. - V.112. - № 3. - 1183-1195 p.

54. Matula T.J., Hilmo P.R., Storey B.D., Szeri A.J. Radial response of individual bubbles subjected to shock wave lithotripsy pulses in vitro. Phys. Fluids. - 2002. - V.14. - №3. - 913- 921 p.

55. Parlitz U., Englisch V., Scheffczyk C., Lauterborn W. Bifurcation structure of bubble oscillations. J. Acoust. Soc. Am 88. – 1990. - 1061-1077 p.

56. Kamphausen S. Über die sekundäre Bjerkneskraft bei zeitverzögert wechselwirkenden Kavitationzblasen, Diplomarbeit, 3 Physikalischen Institut, Gottingen, 1999.

57. Aknatov. I., Mettin. R., Ohl C.D., Parlitz U., Lauterborn W. Bjerknes force threshold for stable single bubble sonoluminescence, PRE 55, 1997. – 3747.

58. Mettin. R., Ohl C.D., Parlitz U., Aknatov. I., Lauterborn W. Bjerknes Krafte in starken Schallfeldern, DAGA 97.

59. Mettin. R., Aknatov. I., Parlitz U., Ohl C.D., Lauterborn W. Bjerknes force between small cavitation bubbles in a strong sound field, PRE 56, 1997. - 2924.

60. Сима А. // Теор. осн. инж. расч. – 1968. -Т. 90. - № 1. - С. 84-99.

61. Ishida H., Nuntadusit C., Kimoto H. Cavitation bubble behavior near solid boundaries. In: Fourth International Symposium on Cavitation. Pasadena, USA, June 2001 (Caltech Library System, Digital Collections).

62. Ohl C. D., Kurz T., Geisler R., Lindau O., Lauterborn W. Bubble dynamics, shock waves and sonoluminescence. Phil. Trans. R. Soc. London A, 357, 1999. - 269-294 p.

63. Technologieanalyse Von der Kavitation zur Sonotechnologie, Technologiefrüherkennung (Band 32) Hrsg.: VDI-Technologiezentrum im Auftrag des BMBF, 2000, ISSN 1436-5928 .

64. Мартынюк А. Я.. Метод отражений в модели захлопывания кавитационного пузырька в ограниченном пространстве // Вестник Нац. техн. ун-та Укр. «КПИ». Серия машиностроение. – 2002. - Вып.42. - Т. 1. - С. 134-139.

65. Луговской А.Ф., Мартынюк А.Я. Математическое моделирование поля относительных скоростей кавитационных микропотоков в ограниченном пространстве // Промислова гідравліка і пневматика. – 2003. - № 2. - С. 38-42.

66. Луговской А.Ф., Мартынюк А.Я. Аналитическое исследование динамики кавитационного пузырька в ультразвуковом поле в условиях ограниченности пространства // Вісник Сумського державного університету. Технічні науки. - 2003. - № 13(59). - С. 48-53.

67. Мартынюк А. Я. Анализ адекватности модели развития кавитационных пузырьков // Вестник Национального технического университета Украины «КПИ». Машиностроение. 2003. - Вып.44. - С.240 – 243.

68. Сиротюк М.Г. Ультразвуковая кавитация. Обзор // Акуст. журн. – 1962, -8, 3. - С. 255.

69. Webster E. Cavitation. – Ultrasonics, 1, 39, 1963.

70. Сиротюк М.Г. Экспериментальное исследование процесса развития ультразвуковой кавитации на частоте 500 кГц // Акуст. журн. – 1962. - 8, 2. - С. 216-219.

71. Акуличев В.А. Экспериментальное исследование элементарной кавитационной области // Акуст. журн. – 1968. - 14, 3. - С. 337.
72. Сиротюк М.Г. Кавитационная прочность воды и распределение в ней зародышей кавитации // Акуст. журн. – 1965. - 11, 3 - С. 380-386.
73. Messino D, Sette D, Wanderling F. Statistical approach to ultrasonic cavitation. – JASA. – 1963. - 35, 10. - 1575 p.
74. Розенберг Л.Д., Сиротюк М.Г. Установка для получения фокусированного ультразвука высокой интенсивности // Акуст. журн. – 1959. - 5, 2. - С. 206-211.
75. Розенберг Л.Д., Сиротюк М.Г. Концентратор для получения ультразвуковых колебаний сверхвысокой интенсивности при частоте 1 МГц // Акуст. журн. – 1963. - 9, 1. - С. 61-65.
76. Михайлов И.Г., Шутилов В.А. О простом способе обнаружения кавитации в жидкости // Акуст. журн. - 1959. -5, 3. - С. 376-378.
77. Лаутерборн В. Неустановившиеся течения воды с большими скоростями / Под. ред. Л.И.Седова и Г.Ю.Степанова. - М., 1973. - С. 267-275.
78. Айвэни Р.Д., Хэммит Ф.Г., Митчелл Т.М. Теоретические основы инженерных расчетов. – 1966. - Т. 88. - № 3. - С. 124-133.
79. Ноде С.Ф., Эллис А.Т. Техническая механика. – 1961. - Т. 83. - № 4. - С. 204-212.
80. Suslick K.S. Die chemischen Wirkungen von Ultraschall. Spektrum der Wissenschaft (April) 1989. - 60-66 p.
81. Vogel A., Lauterborn W., Timm R.J. Fluid Mech. 206 (1989), 299.

82. Gaitan D.F., Crum L.A., Roy R.A., Church C.C. Sonoluminescence and bubble dynamics for a single, stable, cavitation bubble. *J. Acoust. Soc. America* 91, 1992. - 3166-3183 p.
83. Akhatov I., Linbau O., Topolnikov A., Mettin R., Vakhitova N., Lauterborn W. Collapse and rebound of a laser-induced cavitation bubble. *Phys. Fluids*, 13 (2001). - 2805-2819 p.
84. Ohl C.D., Philipp A., Lauterborn W. Cavitation bubble collapse studied at 20 million frames per second, *Ann. Physik* 4, 1995. - 26-34 p.
85. Ohl C.D., Philipp A., Lauterborn W. Aufnahme des Kollapsvorganges laserinduzierter Kavitationen mit 20 Millionen Bildern pro Sekunde. *DAGA* 94. - s. 817-820.
86. Lindau O., Lauterborn W. Laser-produced cavitation - studied with 100 million frames per second. In: W. Lauterborn, T. Kurz, Eds., *Nonlinear acoustics at the turn of the millennium*, Band 524 der AIP conference proceedings, September 2000. - 385-388 p.
87. Ohl C.D., Philipp A., Lauterborn W. Kavitationserosion durch Einzelblasen, *DAGA*, 1997.
88. Ohl C.D., Linbau O., Lauterborn W., Philipp A. Details of asymmetric bubble collapse. In: J.M. Michel, H. Kato, Eds., *Third international Symposium on Cavitation*, Grenoble, France, Band 1, April 1998. - 39-44 p.
89. Linbau O., Lauterborn W. Stoßwellen im Kollaps von Kavitationsblasen: Ein vertracktes Ausbreitungs-Szenario. In: A. Sill, Ed., *Fortschritte der Akustik*, Oldenburg. *DEGA e. V.* Oldenburg, March 2000. - 694-695 p.
90. Lindau O., Ohl C. D., Lauterborn W. Zur Entstehung des Counterjets beim Kollaps von Kavitationsblasen in der Nähe von festen

Grenzflächen. In: A. Sill, Ed., Fortschritte der Akustik, Kiel. DEGA e. V. Oldenburg, March 1997. - 184-185 p.

91. Mettin R., Luther S., Lindau O., Koch P., Lauterborn W. Investigations of cavitation bubble dynamics by means of fast cinematography. In: M. Ilgamov, I. Akhatov, S. Urmancheev, Eds., Dynamics of Multiphase Systems, Proceedings of ICMS Conference, Ufa, Russia, June 2000. - 279-287 p.

92. Lindau O., Lauterborn W. Investigation of the counterjet developed in a cavitation bubble that collapses near a rigid boundary. In: Fourth International Symposium on Cavitation, Pasadena, USA, June 2001 (Caltech Library System, Digital Collections).

93. Ohl C.D., Lauterborn W. Stoßwellen, Jets und Sonolumineszenz, DAGA 97.

94. Philipp, A., Ohl, C.D., Lauterborn, W. Single bubble erosion on a solid surface, International symposium on Cavitation, CAV'95, Deauville, France, 1995. - 297-303 p.

95. Ультразвук. Маленькая энциклопедия / Глав. ред. И. П. Голямина. — М.: «Советская энциклопедия», 1979. — 400 с/

96. Емцев Б.Т. Техническая гидромеханика — М.: Машиностроение, 1987. - 440 с.

97. Лепендин Л. Ф. Акустика: Учеб. Пособие для втузов / Л. Ф. Лепендин. — Москва: Высш. Школа, 1978. — 448 с.

98. Мовчанюк А. В. /Методика расчета цилиндрических ультразвуковых кавитационных камер с радиально-изгибными колебаниями стенок/ А. В. Мовчанюк // Вісник Національного технічного університету України "Київський політехнічний інститут". Серія : Машинобудування. - 2015. - № 3. - С. 80-86.

99. Тимошенко С.П., Янг Д.Х., Уивер У. Колебания в инженерном деле / Пер. с англ. Л.Г Корнейчука / Под ред. Э.И.Григолюка.- М.: Машиностроение, 1985.- 424 с.

100. Меркулов Л.Г. Теория ультразвуковых концентраторов// Акустический журнал. – 1957. - Т. 3, № 3. - С. 230 – 238

101. Мовчанюк А. В. Методика расчета цилиндрических ультразвуковых кавитационных камер, возбуждаемых на основной моде радиальных колебаний / А. В. Мовчанюк // Вісник Національного технічного університету України "Київський політехнічний інститут". Серія : Машинобудування. - 2015. - № 2. - С. 133-139

102. Луговской А. Ф. Методика расчета рациональных размеров одномерных ультразвуковых кавитаторов / А. Ф. Луговской, А. В. Мовчанюк, А. И. Зилинский, И. А. Гришко // Вісник Національного технічного університету України "Київський політехнічний інститут". Серія : Машинобудування. - 2014. - № 2. - С. 33-38

103. Методика расчета конических ультразвуковых кавитационных камер / А. В. Мовчанюк // Вісник Національного технічного університету України "Київський політехнічний інститут". Серія : Машинобудування. - 2014. - № 3. - С. 104-108

104. Луговской А.Ф., Колосов А.Е. Методика расчета ультразвукового кавитационного устройства с излучающей пластиной // Экотехнологии и ресурсосбережение. – 2005. - №1. - С. 59-67.

105. Кумабэ Д. Вибрационное резание / Пер. с яп. Л.Масленникова / Под ред. И.И.Портнова, В.В.Белова.- М.: Машиностроение, 1985.- 424 с.

106. Луговской А. Ф. Ультразвуковая кавитация в современных технологиях / А. Ф. Луговской, Н. В. Чухраев. — Киев : 2007. — 244 с.

107. Патент № UA 55279; 17.03.03, Бюл. № 3; Луговський О.Ф., Чорний В.І., Мовчанюк А.В. Пристрій для ультразвукової обробки рідини в протоці.

108. Патент № UA 48863; 15.08.02. Бюл.№ 8; Терентьев О.М., Гаркот О.В., Синяков Ю.Б., Луговський О.Ф. Спосіб підготовки та очистки рідини.

109. Висновок про видачу патенту № UA 2004010079; 08.01.2004; Чорний В.І., Луговський О.Ф., Мовчанюк А.В. Пристрій для обробки рідини в потоці.

110. Гаркот О.В., Гаркот В.С., Терентьев О.М., Синяков Ю.Б., Луговський О.Ф. Результати випробувань магнітно-ультразвукової системи підготовки води для нагнітання в продуктивні горизонти // "Газ & Нефть" Энергетический бюллетень. – 2001. - № 4 (64). - С. 38-39.

111. Патент № UA 62448; 15.12.03. Бюл. № 12; Луговський О.Ф., Чорний В.І., Мовчанюк А.В., Плісс А.А. Пристрій для ультразвукового розпилення рідин.

112. Патент № UA 42827; 15.11.01. Бюл. № 10; Чорний В.І., Луговський О.Ф., Прилипко Ю.С. Пристрій ультразвукової обробки палива в двигунах внутрішнього згорання.

113. Луговской А.Ф. Системы подготовки топливно-воздушной смеси с ультразвуковыми диспергаторами // Праці Міжнародної науково-технічної конференції "Прогресивна техніка і технологія машинобудування, приладобудування і зварювального виробництва". - 1998. - Том III. - С. 293-299.

114. Луговський О.Ф. Ультразвуковий пристрій для обробки рідини / О.Ф. Луговський, А.В. Мовчанюк, О.О. Луговський // Патент України на винахід № 100470, Опубл. 25.12.2012, Бюл. № 24

115. Луговський О.Ф. Ультразвуковий пристрій для обробки рідини / О.Ф. Луговський, А.В, Мовчанюк, В.М. Суржин, К.О. Луговська // Патент України на винахід № 113244, Опубл. 26.12.2016, Бюл. № 24.

116. Яхно О. М. Физическая модель и возможности технической реализации экологически безопасной технологии ультразвуковой кавитационной стирки / О. М. Яхно, Е. А. Луговская // - Вісн. Нац. техн. ун-ту України „Київ. політехн. ін-т” : серія „Машинобудування”. - 2009. - № 57. - С.211-216.

117. Яхно О.М. Исследование возможностей технологии ультразвуковой кавитационной очистки эластичных поверхностей / О.М. Яхно, Е.А. Луговская, А.В. Мовчанюк //- Вісн. Нац. техн. ун-ту України „Київ. політехн. ін-т” : серія „Машинобудування”. - 2010. - № 58. - С.234-240.

118. Lugovska K. Environmental safety technology of ultrasonic cavitation cleaning / Osteuropa Workshop auf dem 22. Kasseler Abfall- und Bioenergieforum. Uni Kassel Transfer. Ost-West-Wissenschaftszentrum, Kassel, 2010. – p.27

119. Луговська К.О. Ультразвукова машина для очищення еластичних поверхонь/ К.О. Луговська, О.М. Яхно, О.Ф. Луговський // Патент України на корисну модель № 53888, Опубл. 25.10.2010, Бюл. №20.

120. Луговська К.О. Спосіб ультразвукового кавітаційного очищення еластичних поверхонь / К.О. Луговська, О.М. Яхно, О.Ф. Луговський // Патент України на корисну модель № 53889, Опубл. 25.10.2010, Бюл. №20.

121. Луговський О.Ф. Ультразвуковий розпилювач / О.Ф. Луговський, А.В, Мовчанюк, В.В. Ткалич, О.В. Орешніков, І.А.

Гришко, В.П. Фесіч, А.І. Зілінський // Патент України на винахід № 117879, Опубл. 10.10.2018, Бюл. № 19

122. Луговський О.Ф. Ультразвуковий розпилювач / О.Ф. Луговський, А.В. Мовчанюк, В.В. Ткалич, О.В.Орешников, К.О. Луговська, В.П. Фесіч, А.І. Зілінський // Патент України на винахід № 122846, Опубл. 06.01.2021, Бюл. № 1.

123. Луговський О.Ф. Ультразвуковий розпилювач / О.Ф. Луговський, А.В. Мовчанюк, І.А. Гришко, В.П. Фесіч, А.І. Зілінський // Патент України на винахід № 122303, Опубл. 12.10.2020, Бюл. № 19.

124. Луговський О.Ф. Пристрій для кавітаційної обробки рідини / І.А. Гришко, А.В. Мовчанюк // Патент України на винахід № 92987, Опубл. 27.12.2010, Бюл. №24

125. Луговський О.Ф. Пристрій для ультразвукової кавітаційної обробки рідини / О.Ф. Луговський, А.В. Мовчанюк, В.П. Фесіч, І.А. Гришко, А.А. Новосад // Патент України на винахід № 112827, Опубл. 25.10.2016, Бюл. №20

126. Луговський О.Ф. Мобільний ультразвуковий пристрій для обробки рідини / О.Ф. Луговський, І.М. Берник, А.В. Мовчанюк, І.А. Гришко, В.П. Фесіч, К.О. Луговська, А.І. Зілінський, А.В. Шульга // Патент України на корисну модель № 144597, Опубл. 12.10.2020, Бюл. №19

127. Луговський О.Ф. Ультразвуковий пристрій для обробки рідини / О.Ф. Луговський, А.В. Мовчанюк, І.А. Гришко, В.П. Фесіч, К.О. Луговська, А.І. Зілінський // Патент України на винахід № 120803, Опубл. 10.02.2020, Бюл. №3

128. Луговской А.Ф., Чорный В.И., Чухраев Н.В., Мовчанюк А.В. Возможности получения мелкодисперсного аэрозоля в медицинских ингаляторах // Вестник Национального технического

университета Украины „КПИ”. Машиностроение.- 2000. - Вып.38. - С. 163-168.

129. Патент № UA 52894; 15.01.03. Бюл. № 1; Луговський О.Ф., Мовчанюк А.В., Чорний В.І., Чухраєв М.В. Ультразвуковий розпилювач рідини.

ДЛЯ ПОДАТК

"

"

"

"

"

"

"

"

"

"

"

"

"

"

"

"

"

"

"

"

"

"

"

"

Наукове видання

ЛУГОВСЬКИЙ Олександр Федорович
МОВЧАНЮК Андрій Валерійович
БЕРНИК Ірина Миколаївна
ШУЛЬГА Аліна Вікторівна
ГРИШКО Ігор Анатолійович

АПАРАТНЕ ЗАБЕЗПЕЧЕННЯ УЛЬТРАЗВУКОВИХ
КАВІТАЦІЙНИХ ТЕХНОЛОГІЙ

Монографія

В авторській редакції.

Оформлення Сертдемір О.О.

Підписано до друку 19.10.2021

Формат 60x84/16. Папір офсетний. Друк цифровий.

Гарнітура Times new roman.

Умовних друкованих аркушів 12,8.

Наклад 100 прим. За. № 561

Видавець ФОП Кушнір Ю.В.

Реєстраційне свідоцтво про внесення суб'єкта
видавничої справи до Державного реєстру видавців
серія ДК № 5909 від 18.09.2017 р.

Віддруковано з оригіналу макету замовника в
ТОВ «Друк плюс» м. Вінниця, вул. 600-річчя, 25, 21027.