

УДК 532.5.013

АКУСТО-ГІДРОДИНАМІЧНИЙ МЕТОД ВИМІРЮВАННЯ ПОРОГУ КАВІТАЦІЇ РІДИНИ

Ю. М. ДУДЗІНСЬКИЙ

Одеський національний політехнічний університет

Одержано 30.11.2005

Запропоновані два пристрої для вимірювання порогу кавітації рідини. Розглянуті моделі сенсорів проточного і протиточного типу у вигляді пружних затоплених струминних оболонок при відповідних граничних умовах. Отримано залежність частоти основної гармоніки автоколивань оболонки від властивостей рідини та геометричних параметрів пристрою. Чисельні розрахунки зіставлені з результатами експериментів.

Предложены два устройства для измерения порога кавитации жидкости. Рассмотрены модели сенсоров проточного и протиточного типов в виде упругих затопленных струйных оболочек при соответствующих граничных условиях. Получена зависимость частоты основной гармоника автоколебаний оболочки от свойств жидкости и геометрических параметров устройства. Численные расчеты сопоставлены с результатами экспериментов.

Two devices for measuring the cavitation threshold in a fluid are proposed. The models of the direct-flow and counter-flow sensors, being in essence the elastic underwater jet membranes, are considered. The basic frequency of the membrane's self-vibrations is obtained as a function of the fluid characteristics and device's geometric parameters. The numerical calculations are compared with experimental results.

ВСТУП

У зв'язку з посиленням екологічних вимог та питань техніки безпеки в ультразвукових та звукових технологіях останнім часом прослідковується тенденція до зниження концентрацій поверхово-активних речовин, перехід на дистильовану воду або хімічно нейтральні рідини (мінеральні олії, толуол та інші органічні рідини). В останньому випадку робоча рідина є діелектриком, і основну роль у технологіях очищення деталей від плівок різноманітних забруднень, емульгування та диспергування відіграє механічний вплив кавітації на поверхню твердого тіла. При цьому для малоагресивних середовищ виникає потреба у збільшенні інтенсивності ударних хвиль від колапсуючих кавітаційних пухирців та підвищенні оптимальної частоти акустичного поля [1, 2]. Першу проблему неможливо однозначно вирішити за рахунок підвищення рівня акустичного тиску. Необхідно одночасно збільшити кавітаційний поріг у робочій рідині. Це досягається, наприклад, підбором типу рідини, її очищенням від твердих та рідинних домішок, дегазацією та спеціальною обробкою. Проте, у конкретних технологічних процесах тип робочого середовища, як правило, задано. Окрім того, не завжди можливо підтримувати чистоту й однорідність властивостей рідини, що використовується.

Існує інший шлях – підвищення гідростатичного тиску в робочій ємності. При застосуванні осесиметричного гідродинамічного випромінювача (ГДВ) це дає можливість одночасно зі зростан-

ням рівня акустичного сигналу збільшити частоту його основного тону [3]. Однак при цьому має місце протилежна тенденція: починаючи з деякого значення надлишкового статичного тиску зменшується ефективність кавітації. Крім того, у технологічному процесі з часом змінюється склад робочої рідини, що призводить до зміни її порогу кавітації. Це зумовлює проблему розробки простої методики експрес-оцінки вказаного параметра, який є надзвичайно важливим для ряду промислових акустичних технологій.

1. ТЕОРЕТИЧНИЙ І РЕАЛЬНИЙ КАВІТАЦІЙНИЙ ПОРІГ РІДИНИ

При розгляді питання про кавітаційну міцність рідини часто посилаються на роботу Зельдовича [4], у якій визначена міцність ідеальної рідини при відсутності в ній зародків кавітації. Так, для води отримана теоретична міцність на розрив становить порядку 1600 атм, хоча максимальний фактичний кавітаційний поріг, досягнутий при спеціальній обробці невеликої кількості води, складає всього 280 атм [5]. Більше того, при спостереженні кавітації в реальних (натурних чи лабораторних) умовах для звичайної вистояної протягом тижня води кавітаційна міцність становить декілька атмосфер [6, 7]. Різними авторами висловлювалось припущення про те, що на кавітаційну міцність рідини суттєво впливають концентрація і розміри розподілених у рідині включень. У ряді експериментальних робіт [7–10] показано, що міцність

рідини знижується зі зростанням концентрації у ній повітря і твердих домішок. Що ж до залежності від надлишкового статичного тиску, поріг кавітації зростає, асимптотично наближаючись до 14 атм [7, 9, 10].

У роботі Акулічева [11] поріг парової кавітації для рідини виражено через амплітудне значення акустичного тиску P_{mk} , при якому виникає кавітація:

$$P_{mk} = P_0 - P_v + \left(\frac{\sigma}{r_0} + \frac{kT \ln \tau A}{4\pi r_0^3} \right) \times \left(1 + 2 \cos \frac{4\pi + \varphi}{3} \right), \quad (1)$$

$$\varphi = \arccos \left[1 - \frac{2\sigma^3/r_0^3}{\left(\frac{\sigma}{r_0} + \frac{kT \ln \tau A}{4\pi r_0^3} \right)^3} \right].$$

Тут $P_0 = (P_{\text{atm}} + \Delta P_{\text{st}})$ – гідростатичний тиск у незбуреній рідині; P_{atm} – атмосферний тиск; ΔP_{st} – надлишковий статичний тиск у рідині; P_v – тиск насиченої пари в пухирцях радіусом r_0 при температурі T ; k – стала Больцмана; σ – коефіцієнт поверхневого натягу; τ – середній час очікування розриву суцільної рідини; A – сталий множник [4]. Якщо $\tau = 1$ с, то за даними різних джерел значення A лежить у діапазоні $10^{14} \div 10^{36}$ с⁻¹. Виходячи з цього, автор статті [11] користується середнім значенням $\tau A = 10^{25}$. У роботі Сиротюка [8] кавітаційний поріг рідини визначається іншою формулою:

$$P_K = P_0 - P_v + \frac{2}{3\sqrt{3}} \sqrt{\frac{(2\sigma/r_0)^3}{P_0 - P_v + 2\sigma/r_0}}, \quad (2)$$

де вплив температури рідини враховується функціональною залежністю $r_0(T)$. Усі позначення фізичних величин тут такі самі, як і у виразі (1).

На рис. 1 представлено експериментальні значення порогу кавітації при температурі $t^\circ = 30^\circ\text{C}$ для води, яку спеціально не обробляли (крива 1), і результати розрахунку за моделями Акулічева (крива 2) та Сиротюка (крива 3). Видно, що обидві моделі ні кількісно, ні якісно не відповідають значенням міцності водопровідної води у діапазоні надлишкових статичних тисків $\Delta P_{\text{st}} = 0 \div 5$ атм. Дійсно, для реальної води, витриманої протягом кількох тижнів, поріг кавітації нелінійно залежить від ΔP_{st} , асимптотично наближаючись до значення 14 атм (що відповідає даним [7, 9, 10]). Обидві ж модельні залежності, як Акулічева, так і Сиротюка, прогнозують необмежене зростання міцності

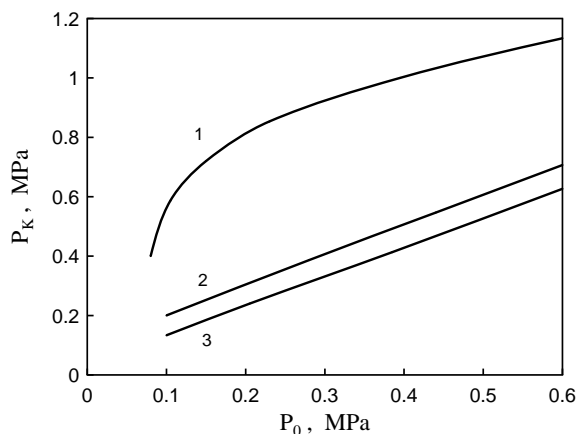


Рис. 1. Залежність кавітаційного порогу води від гідростатичного тиску: 1 – результати Блейка [6, 9], 2 – розрахунок за формулою (1), 3 – розрахунок за формулою (2)

води зі збільшенням статичного тиску за лінійним законом.

Зазначимо, що вимірювання кавітаційного порогу відомими статичними чи динамічними засобами [5–10] потребує багато часу. Окрім того, неможливо проводити визначення цього фізичного параметра без зупинки технологічного процесу або вимкнення акустичного обладнання. Якщо ж використовується герметична ємність, у якій створено гідростатичний тиск, то необхідно відбирати проби робочої рідини, а це незручно і не завжди можливо.

У попередніх дослідженнях показано принципову можливість роботи протиточних випромінювальних систем в умовах надлишкових статичних тисків [3]. Мета даної роботи – теоретичне й експериментальне дослідження залежності частоти основної гармоніки пружних коливань, генерованих осесиметричними ГДВ, від надлишкового статичного тиску в герметичній робочій ємності. Також ставиться задача доведення можливості використовувати частоту сигналу для оцінки порогу кавітації у рідині.

2. ВПЛИВ ПОРОГУ КАВІТАЦІЇ РІДИНИ НА МОДУЛЬ ПРУЖНОСТІ ЗАНУРЕНОЇ ОСЕСИМЕТРИЧНОЇ СТРУМИННОЇ ОБОЛОНКИ

Одною з характерних особливостей прямоочних і протиточних осесиметричних ГДВ [12] є відсутність вібруючих елементів конструкції, що сприяє тривалому терміну їхньої роботи. У випромінювачів прямоочного типу частоту основної

гармоніки акустичного сигналу задає пружна занурена оболонка-струміль 2 (циліндричної чи конічної форми), яка витікає з кругового щільного сопла 1 і формується східчастою перешкодою 3 (рис. 2, а). За джерело звукоутворення правлять первинний 4 та вторинний 5 кільцеві кавітаційні вихори, які періодично колапсують і генерують пружні хвилі високої інтенсивності. На тіньовій фотографії ГДВ даного типу (рис. 2, б) можна спостерігати оболонку-струміль та первинний вихор кільцевої форми.

Розглянемо протиточний ГДВ (рис. 3, а). Занурений струміль виходить із сопла 1, після чого формується у струміль-оболонку 2 за допомогою відбивача з параболічною лункою 3. У цьому випадку довжина струменя-оболонки визначається відстанню від торця відбивача до торця сопла. Тут також присутні первинний 4 і вторинний 5 торoidalні вихори. На фотографії протиточного ГДВ (рис. 3, б) можна спостерігати первинний та вторинний вихори, які мають кільцеву форму. Принцип звукоутворення у протиточному ГДВ цілком аналогічний до наведеного вище.

Осесиметричний випромінювач має такі геометричні параметри: діаметр еквівалентного циліндра $r = (D_c + D_{\max})/2$, висоту ℓ і товщину оболонки h (див. рис. 2, а, 3, а). За гідродинамічні параметри приймаються ρ , κ_i , P_* – густина, параметри адіабатичної стисливості, внутрішній тиск (міцність) рідини відповідно, а також швидкість струменя v на виході із сопла. Доведено, що при оптимальному настроюванні ГДВ параметр ℓ визначається через v [3]. Зауважимо, що зазвичай струминні оболонки мають середню довжину (висота порядку радіуса, $\pi r/\ell \sim 1$), а кут між їхньою твірною та висотою малий. Тому в подальшому при фізичному моделюванні достатньо розглядати циліндричну оболонку, одна основа якої жорстко затиснена, а інша – вільна. Оболонка-струміль деформується під дією сил, рівномірно розподілених по її внутрішній поверхні (геометричні параметри вважаються відомими).

Методом, описаним у роботах [13, 14], отримано вираз для частоти основної гармоніки власних коливань рідинної оболонки:

$$f_0 = \frac{1}{2\pi r} \sqrt{\frac{12 + k_0^4 r^2 h^2}{12\rho}} E. \quad (3)$$

У формулі (3) E – модуль пружності зануреної струминної оболонки; $k_0 = 1.8751/\ell$ – хвильовий параметр, який відповідає основній гармоніці власних коливань оболонки. Відомо, що для пружного тіла частота коливань зростає зі зменшенням

його габаритів і прямо пропорційна кореню з відношення пружності матеріалу до маси тіла. Тому, як і слід було очікувати, власна частота зануреного струменя-оболонки обернено пропорційна її до середнього радіуса і прямо пропорційна квадратному кореню з відношення модуля пружності до густини рідини.

Розглянемо величину E . У багатьох практичних задачах, де доводиться враховувати стисливість рідкого середовища, використовується модель Тета, відповідно до якої модуль об'ємної пружності рідини у першому наближенні визначається як

$$K = \sum_{i=1}^n \kappa_i (P_* + \Delta P_{st})^i.$$

Тут ΔP_{st} – надлишковий, у порівнянні з атмосферним, тиск; внутрішній тиск P_* у рідині залежить від температури; коефіцієнт κ_1 характеризує відхилення пружних властивостей рідини від закону Гука у першому наближенні. Остання величина практично не змінюється у широкому діапазоні температур, але залежать від концентрації включень (дрібнодисперсних твердих частинок, кавітаційних пухирців та ін.). Для більшості рідин це значення знаходиться в діапазоні $\kappa_1 = 4 \div 12$ [5–7]. Для нелінійних параметрів справедливо $\kappa_2 \gg \kappa_3 \gg \dots$, а проблема їх визначення еквівалентна питанню про те, наскільки реальна рідина відповідає моделі рідини Тета.

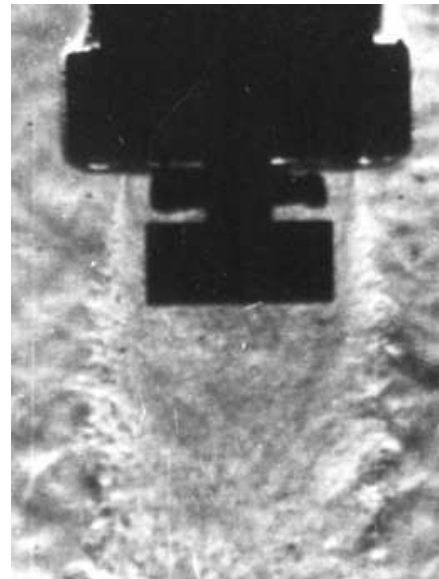
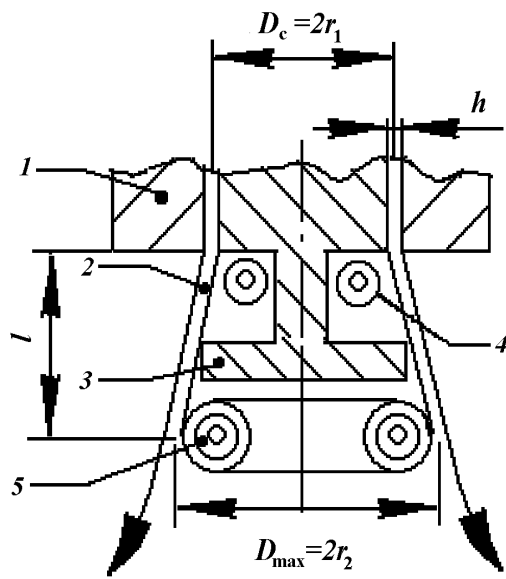
З огляду на особливості формування струменя рідини, для нього приймається нульове значення коефіцієнта Пуассона $\nu = 0$ [13, 14]. Тоді модуль пружності циліндричної оболонки-струменя має вигляд [15]

$$E = \frac{K}{3(1-2\nu)} = \frac{1}{3} \sum_{i=1}^3 \kappa_i (P_* + \Delta P_{st})^i. \quad (4)$$

Якщо врахувати, що осесиметричні ГДВ у активній зоні звукоутворення створюють розвинену кавітацію [12], то в останньому виразі необхідно замінити внутрішній тиск у рідині на її кавітаційний поріг: $P_* \rightarrow P_K$ [14]. Враховуючи співвідношення (4), перепишемо формулу (3) для частоти основної гармоніки:

$$f_0^2 = \frac{12 + k_0^4 r^2 h^2}{144\pi^2 \rho r^2} \sum_{i=1}^3 \kappa_i (P_* + \Delta P_{st})^i. \quad (5)$$

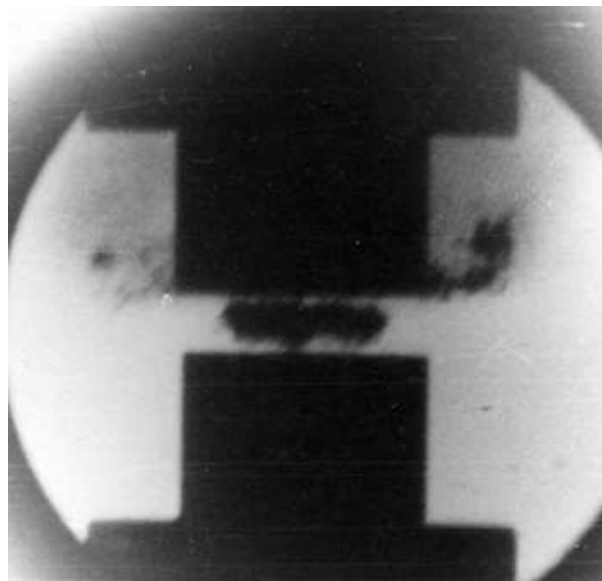
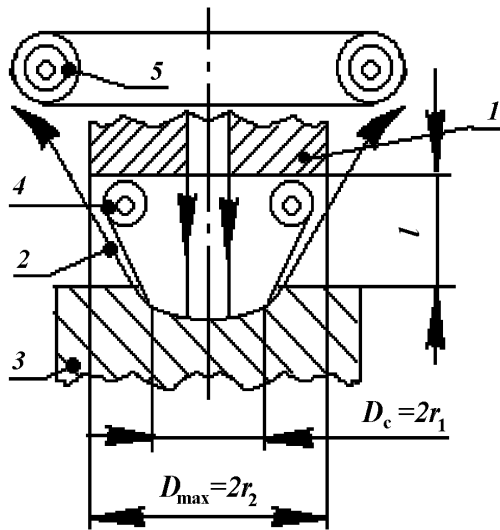
Щоб одержати “доступний для огляду” розв’язок, підставимо сюди характеристики води ($\rho = 10^3$ кг/м³, $\kappa_1 = 7.1$, $\kappa_2 = 8 \cdot 10^{-6}$, $\kappa_3 = 10^{-11}$) і параметри конкретного прямого ГДВ з кільцевим соплом і східчастою перешкодою ($k_0 = 187.51$,



а

б

Рис. 2. Прямоточний ГДВ:
а – фізична модель,
б – тінюва фотографія первинного вихору і струминної оболонки



а

б

Рис. 3. Протиточний ГДВ:
а – фізична модель,
б – фотографія первинного та вторинного вихорів

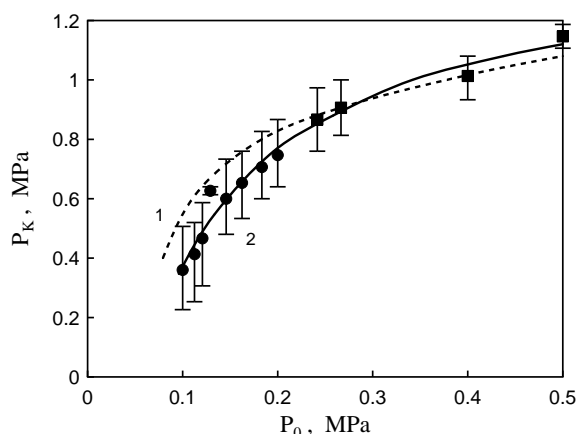


Рис. 4. Залежність кавітаційного порогу водопровідної води від гідростатичного тиску: 1 – результати Блейка [6,9], 2 – розрахунок за формулою (6), ● – експериментальні результати з прямоточним ГДВ, ■ – експериментальні результати з протиточним ГДВ

$r = 9 \cdot 10^{-3}$ м). Кубічне рівняння (5) має два комплексні корені, які не мають фізичного змісту, і один дійсний. Якщо у виразі для нього відкинути необмежено малі складові, остаточно маємо

$$P_K = -2.6667 \cdot 10^5 + \Delta P_{st} - \frac{6.2676}{D} + 2.6457 \cdot 10^{10} D, \quad (6)$$

$$D = \left[4.0880 \cdot 10^{-15} + 2.5848 \cdot 10^{-20} \times \left(f_0^2 + \sqrt{4.4818 \cdot 10^{10} + 3.1631 \cdot 10^5 f_0^2 + f_0^4} \right) \right]^{1/3}.$$

У розрахунковій формулі (6) P_K і ΔP_{st} беруться у паскалях, f_0 – у герцах (числові члени також мають відповідні розмірності). Якщо у рівняння (5) підставити геометричні характеристики іншого осесиметричного ГДВ, можна отримати співвідношення, подібне до (6), але з іншими коефіцієнтами. Нижче буде показано, що при використанні ГДВ його тип (прямоточний чи протиточний) принципової різниці не має.

3. АНАЛІЗ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИХ РЕЗУЛЬТАТІВ

Експеримент проводився на прямоточному (з кільцевим соплом і східчастою перешкодою) та протиточному ГДВ. За робочу рідину правила водопровідна вода, відстояна протягом місяця у приміщенні з мінімальними коливаннями температури.

Надлишковий статичний тиск створювався у невеликій герметичній звукопрозорій ємності з поліетилену високого тиску, всередині якої знаходився один із тестових гідродинамічних випромінювачів. Сама ємність занурювалась у великий бак з тією же водою для того, щоб велика маса рідини запобігала швидкому її нагріванню.

При проведенні вимірювань випромінювачі регулювалися на максимальний рівень звуку за рахунок підбору оптимальної швидкості струменя на виході із сопла [3, 14]. Надлишковий статичний тиск у робочій ємності вимірювався манометром, а частота основного сигналу – за допомогою гідрофона та аналізатора спектра (з цієї метою можна також використовувати частотомір у режимі вимірювання часових інтервалів – періоду коливань).

Залежності кавітаційної міцності води від гідростатичного тиску представлені на рис. 4. Штрихова крива показує результати, отримані Блейком [9], а неперервна – розрахункові дані за формулою (6). Зауважимо, що при зростанні статичного тиску необхідно збільшувати швидкість затопленого осесиметричного струменя, збільшуючи продуктивність насоса. Оскільки при однакових умовах прямоточний випромінювач потребує вищої продуктивності у порівнянні з протиточним, для цього типу ГДВ гідростатичний тиск був обмежений діапазоном $P_0 = 1 \div 2.4$ атм. При $P_0 = 2.4 \div 6$ атм застосовувався тільки ГДВ протиточно-го типу.

Як видно з графіка, для вимірювання кавітаційного порогу рідини немає значення, який тип осесиметричного гідродинамічного випромінювача застосовується: похибка запропонованого методу не перебільшує 5%. Отримана залежність кавітаційного порогу водопровідної води від гідростатичного тиску асимптотично наближається до 14 атм, що не суперечить роботам [5–7, 9]. Також видно, що теоретичні й експериментальні результати проведених досліджень мало відрізняються від даних Блейка про поріг кавітації для води, які були отримані іншим методом.

ВИСНОВКИ

1. Отримано аналітичну залежність частоти основного тону акустичного сигналу, генерованого осесиметричними ГДВ, від геометричних параметрів струминної оболонки, гідродинамічних параметрів рідини та гідростатичного тиску в робочій ємності. Проведено порівняння теоретичних і експериментальних даних.

2. Встановлено, що міцність рідини нелінійно залежить від гідростатичного тиску, асимптотично наближаючись до 14 атм. При цьому на звукових частотах коливань у виразі для адіабатичної стисливості рідини необхідно враховувати не тільки лінійний, але й перші два нелінійні параметри.
3. Показано можливість визначення порога кавітації у рідині шляхом вимірювання гідростатичного тиску в робочій ємності і частоти основної гармоніки акустичного сигналу.
1. Маргулис М. А., Хавский Н. Н. О механизме одновременного воздействия двух частот акустических колебаний на физико-химические и химические эффекты // Тр. Всесоюз. науч. симпоз. "Кавитация-85". – Славское, 1985. – С. 94.
2. Дежкунов Н. В. Механизмы усиления звуколомно-несценции при взаимодействии сильно различающихся по частоте ультразвуковых полей // Сб. тр. XIII сессии Рос. акуст. общ-ва: том 2. – М., 2003. – С. 196–201.
3. Дудзинский Ю. М., Маничева Н. В., Назаренко О. А. Оптимизация параметров широкополосного акустического излучателя в условиях избыточных статических давлений // Акуст. вісн. – 2001. – 4, N 2. – С. 38–46.
4. Зельдович Я. Б. К теории образования новой фазы // ЖЭТФ. – 1942. – 12, N 11-12. – С. 525–538.
5. Корнфельд М. Упругость и прочность жидкостей. – М.: ГИТТЛ, 1951. – 200 с.
6. Зарембо Л. К., Красильников В. А. Введение в нелинейную акустику. – М.: Наука, 1966. – 520 с.
7. Кнэпп Р., Дейли Дж., Хэммит Ф. Кавитация. – М.: Мир, 1974. – 688 с.
8. Сиротюк М. Г. Экспериментальные исследования ультразвуковой кавитации // Мощные ультразвуковые поля / Под ред. Л. Д. Розенберга. – М.: Наука, 1968. – С. 167–220.
9. Esche R. Untersuchung der schwingungskavitation in flüssigkeiten // Akust. Beih. – 1952. – N 4. – С. 208.
10. Connoly W., Fox F. E. Ultrasonic cavitation thresholds in water // J. Acoust. Soc. Amer. – 1954. – 26. – С. 843.
11. Акуличев В. А. О расчете кавитационной прочности реальных жидкостей // Акуст. ж. – 1965. – 11, N 1. – С. 19–23.
12. Назаренко А. Ф. Гидродинамические излучатели // Ультразвук: маленькая энциклопедия / Под ред. И. П. Голяминой. – М.: Сов. энцикл., 1979. – С. 79–81.
13. Дудзинский Ю. М., Назаренко О. А. Колебания затопленной осесимметричной струи-оболочки // Акуст. вісн. – 2001. – 3, N 4. – С. 27–35.
14. Дудзінський Ю. М., Сухарьков А. О., Назаренко О. А. Автоколивання пружного заглибленого осесимметричного струменя-оболочки // Зб. праць акустичного симпозіуму "КОНСОНАНС-2003". – К.: ІГМ НАНУ, 2003. – С. 84–88.
15. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория упругости. – М.: Физматгиз, 1963. – 400 с.