

АВТОКОЛИВАННЯ ПРУЖНОЇ ЗАНУРЕНОЇ ОСЕСИМЕТРИЧНОЇ СТРУМЕНЮ – ОБОЛОНКИ

ЮРІЙ ДУДЗІНСЬКИЙ*, АНДРІЙ СУХАРЬКОВ*, ОЛЕГ НАЗАРЕНКО**

* *Одеський національний політехнічний університет*

** *Одеський національний університет ім. І. І. Мечнікова*

Рассмотрена модель осесимметричных гидродинамических излучателей: прямооточного с кольцевым соплом и ступенчатым препятствием; протиточного. Вычислена основная частота акустического сигнала, как функция свойств рабочей жидкости, геометрических и гидродинамических параметров упругой затопленной струи-оболочки. Выполнено сопоставление численных расчётов с результатами экспериментов. Получен критерий соответствия приведенной модели реальным излучателям данных типов.

Розглянуто модель осесиметричних гідродинамічних випромінювачів: прямооточного з кільцевим соплом і східчастою перешкодою; протиточного. Обчислено основну частоту акустичного сигналу, як функцію властивостей робочої рідини, геометричних і гідродинамічних параметрів пружної зануреної струменю-оболонки. Виконано зіставлення чисельних розрахунків з результатами експериментів. Отримано критерій відповідності приведеної моделі реальним випромінювачів даних типів.

The model of axially symmetric hydrodynamic radiators: uniflow radiator with circles atomizer and graded obstacle and countercurrent radiator are considered. The basic frequency of acoustic signal as function of working fluid property, geometric and hydrodynamic parameters of jet is calculated. The numerical work is compared with experimental results. The criterion of conformity of adjusted model for this type of real radiators is received.

ВВЕДЕННЯ

З погляду дешевини технології, електробезпеки, простоти в експлуатації найбільш придатними для задач очищення прецизійних деталей машин є гідродинамічні випромінювачі (ГДВ). Особливість прямооточних і протиточних осесиметричних ГДВ – відсутність вібруючих елементів конструкції, що встановлює їхній тривалий термін служби. При цьому пульсуючий первинний вихор є джерелом енергії, частоту основного тону коливань задає пружний струмінь – оболонка, а безпосередньо активна зона гідродинамічного звукоутворення – вторинний вихор [1]. Періодичний викид каверн із первинного вихору і їхній синфазний колапс у вторинному вихрі генерує акустичні хвилі високої інтенсивності з частотами по основній гармоніці від $300\Gamma\text{ц}$ до $2\kappa\Gamma\text{ц}$ – у залежності від геометричних і гідродинамічних параметрів випромінюючої системи [2].

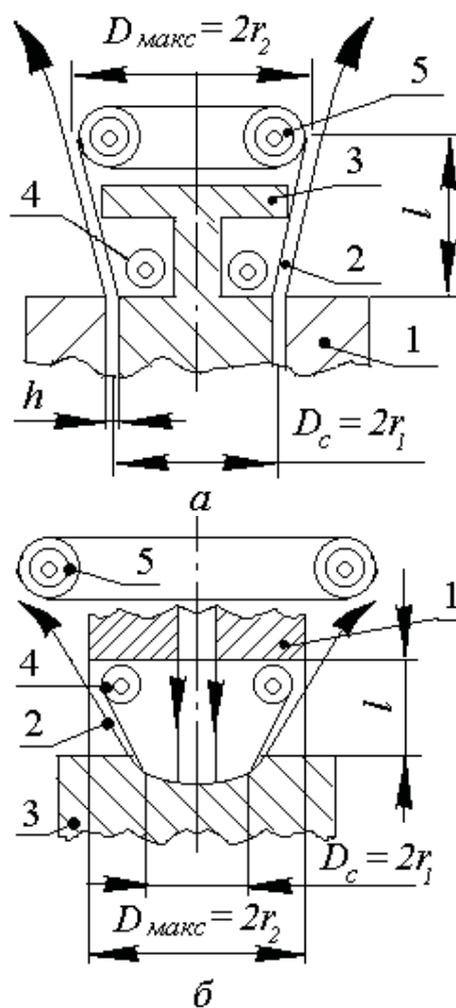
Через в'язкісне тертя зануреного струменя спостерігається деяке збільшення діаметру пружної оболонки. Для прямооточних ГДВ з відбивачем через малу висоту струминної оболонки (менше радіуса) можна зневажити її розширенням [3]. Однак, в іншій конструкції прямооточної випромінюючої системи [4], розробленої для очищення внутрішніх циліндричних поверхонь (гідроциліндри, трубопроводи, циліндри автомобільних двигунів й інші), при відсутності відбивача використовується східчаста перешкода, що змінює форму струменя – оболонки на усічений конус. У випадку з протиточним ГДВ також спостерігається усічена конічна оболонка, але з малим кутом між утворюючою і висотою [2].

Необхідно установити, як залежить частота основного тону акустичного сигналу, що генерують прямооточний ГДВ зі східчастою перешкодою чи протиточний ГДВ, від геометричних і гідродинамічних параметрів струминної оболонки. Також

становить інтерес одержати критерії, по яких можливо замінити усічений конус циліндром при розрахунках параметрів цих двох типів осесиметричних випромінювачів. Це з однієї сторони істотно спрощує математичний апарат, з іншого боку – точність розрахунків у випадку конічної оболонки нижче і вимагаються експериментальні коефіцієнти для різних матеріалів і різних середовищ розповсюдження хвиль.

МОДЕЛЬ ОСЕСИМЕТРИЧНИХ ГІДРОДИНАМІЧНИХ ВИПРОМІНЮВАЧІВ

Розглянемо прямоточний ГДВ з кільцевим соплом і східчастою перешкодою (мал. 1а). З кругового щілинного сопла в корпусі 1 виходить занурений струмінь – оболонка 2, що жорстко затиснена на виході із сопла, а інша підстава є вільною. Східчаста перешкода 3 сприяє тому, що частина кінетичної енергії струменя витрачається на формування первинного вихру 4, усередині якого за рахунок ефекту Бернуллі створюються умови для розвитку кавітації. Пульсації цього тороїдального вихору збуджують коливання струминної оболонки на власній частоті. При розтяганні оболонки уміст вихору 4 виходить назовні і за рахунок ефекту Кармана утворюється вторинний тороїдальний вихор 5, що генерує тональний звук у результаті синфазного колапсу кавітаційних бульбашок. При цьому в ГДВ частина потоку струменя уходить в навколишній простір і в автоколиваннях не бере участь, тому довжина струменя – оболонки визначається відстанню від щілинного сопла до центра вторинного вихру. Розглянемо протиточний ГДВ (мал. 1б). Занурений струмінь, що виходить із сопла 1, формується в струмінь – оболонку 2 відбивачем з параболічною лункою 3. У цьому випадку довжина струменя – оболонки визначається відстанню від торця відбивача до торця сопла. Також присутні первинний 4 і вторинний 5 тороїдальні вихри. Принцип звукоутворення цілком ідентичний приведеному вище.



Мал. 1.

Геометричні параметри осесиметричних випромінювачів: $D_c = 2r_1$, $D_{\max} = 2r_2$, ℓ , h – діаметри підстав, висота і товщина оболонки, відповідно; гідродинамічні параметри: ρ , Γ , P^* – густина, параметр адіабатичної стискальності, внутрішній тиск (міцність) рідини, відповідно, v – швидкість струменя на виході із сопла. У попередніх дослідженнях було отримано, що при оптимальному налаштуванні випромінювача параметр ℓ визначається через v [2]. Була розглянута струминна оболонка середньої довжини (висота порядку радіуса, тобто $\pi r / \ell \sim 1$), для якої кут між утворюючою і висотою малий, тому будемо розглядати як модель циліндричну оболонку з усередненим радіусом r , висотою ℓ і товщиною h ,

одна підстава якої жорстко затиснена, інша підстава – вільна. Струмінь – оболонка деформується під дією сил, рівномірно розподілених по її внутрішній поверхні (геометричні параметри вважаються відомими). Методом, що описано у [3], було отримане вираження для частоти основної гармоніки власних коливань рідинної оболонки:

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

У вираженні (1): E – модуль пружності затопленої струминної оболонки, $k_0 = \frac{1.8751}{\ell}$ – параметр коливань, що відповідає мінімальному значенню власної частоти оболонки.

Розглянемо величину E . У багатьох практичних задачах, де необхідно враховувати стискальність рідин, використовується модель Тэта, з якої модуль пружності циліндричної струменя – оболонки [5]:

$$E = \frac{K_{ад}}{3 \cdot (1 - 2 \cdot \mu)} = \frac{\Gamma \cdot P_*}{3}. \quad (2)$$

У вираженні (2) врахували, що для затопленого струменя коефіцієнт Пуассона $\mu=0$, P_* – величина внутрішнього тиску в рідині, обумовлена взаємодією молекул, Γ – експериментальний параметр, що характеризує відхилення адиабатичної стискальності рідини $K_{ад}$ від закону Гука. Використовуючи (2), формулу (1) можна представити у виді:

$$f_0 = \frac{1}{2\pi \cdot r} \cdot \sqrt{\frac{(12 + k_0^4 \cdot r^2 \cdot h^2) \cdot \Gamma \cdot P_*}{36\rho}}. \quad (3)$$

Нелінійний параметр $\Gamma=(6.5...10.5)$ для більшості рідин [5, 6]. Якщо врахувати, що осесиметричні ГДВ генерують звук тільки при наявності тороїдальних зон розвинутої кавітації, то замість внутрішнього тиску варто взяти межу міцності рідини на розрив.

Для вистояної водопровідної води, не підданої спеціальній обробці, динамічні виміри, проведені Девісом [7], дали $P_*= (0.8...1.4) \text{ МПа}$. У розглянутій моделі для вистояної протягом двох тижнів при стабільній температурі води були прийняті значення $P_*=1.2 \text{ МПа}$, $\Gamma=7.1$, $\rho=10^3 \text{ кг/м}^3$; для трансформаторної олії $P_*=0.297 \text{ МПа}$, $\Gamma=7.5$, $\rho=950 \text{ кг/м}^3$.

АНАЛІЗ РОЗРАХУНКОВИХ ДАНИХ І ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИХ РЕЗУЛЬТАТІВ

Для перевірки відповідності приведені математичної моделі параметрам реальних пристроїв були досліджені характеристики осесиметричних ГДВ двох типів. У випадку прямогочного ГДВ з кільцевим соплом і східчастою циліндричною перешкодою (мал. 1а) радіус кільцевого сопла r_1 і товщина струменя h залишалися незмінними, а довжина оболонки ℓ при переміщенні перешкоди змінювалася в інтервалі від 5мм до 20мм. При цьому зростав радіус вільного краю оболонки r_2 і, відповідно, збільшувався радіус еквівалентного циліндра r . У випадку протиточного ГДВ (мал. 1б) застосовувалася одна пара сопло – відбивач ($r_1=\text{const}$; $h=\text{const}$), а довжина оболонки ℓ регулювалася зміною відстані між торцями сопла і відбивача в інтервалі від 2мм до 6мм. Збільшення ℓ також супроводжується зростанням r . Обидва випромінювачі працювали в оптимальному режимі, що відповідає максимальному рівню акустичного сигналу.

Зростання швидкості струменя на виході з сопла призводить до збільшення максимального r_2 і середнього r радіусів (мал. 1). На мал. 2 представлена залежність радіуса еквівалентного струменя – оболонки від її довжини для прямогочного, а на мал. 3 – для протиточного ГДВ, відповідно. Аналіз експериментальних результатів дає такі функціональні залежності:

$$f_0 = \frac{1}{2\pi \cdot r} \cdot \sqrt{\frac{\left(12 + \left(\frac{1.8751}{\ell}\right)^4 \cdot r^2 \cdot h^2\right) \cdot \Gamma \cdot P_*}{36\rho}};$$

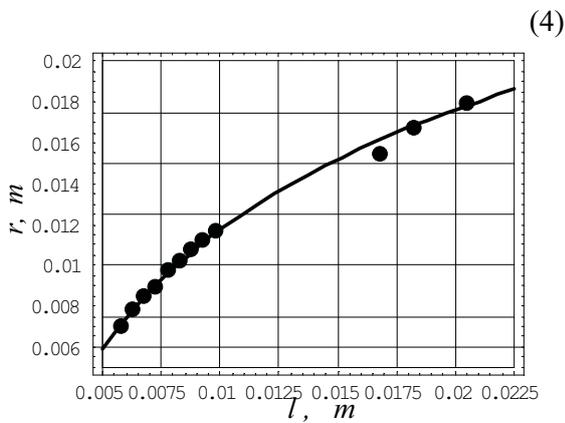
прямоточний

$$r_{\text{прям}} = 8.4760 \cdot \ln(400 \cdot \ell);$$

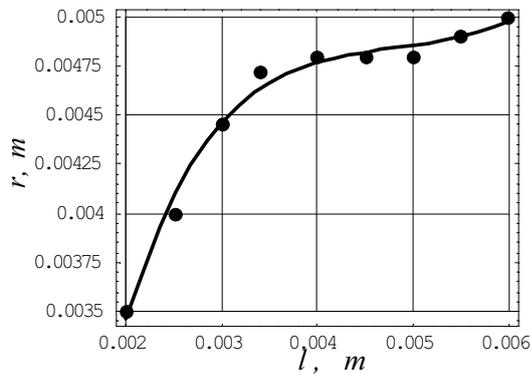
протиточний

$$r_{\text{прот}} = \frac{5.7097 \cdot 10^{-6}}{\ell} - 5.2713 \cdot \ell + 266.60 \cdot \ell^2 + 1.4542 \cdot 10^{-2} \cdot \ln(10^3 \cdot \ell).$$

люнка, представлена модель рідинної оболонки дає добрий збіг з експериментальними результатами в трьох – чотирьох кратному діапазоні значень ℓ . Тому становить інтерес оцінити можливість застосування розрахункових формул (4) для прямоточного з кільцевим соплом і східчастою перешкодою і для протиточного ГДВ.

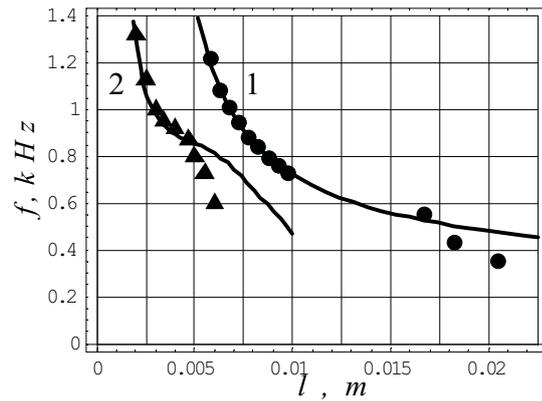


Мал. 2.

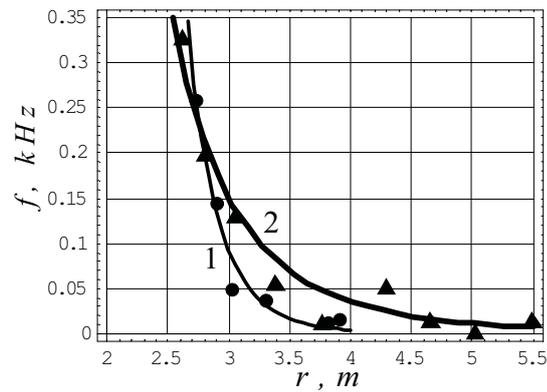


Мал. 3.

На мал. 4 відображені залежності частоти основної гармоніки коливань пружної зануреної струминної оболонки від її довжини при незмінних радіусі і товщині для прямоточного (крива 1) і протиточного (крива 2) ГДВ, відповідно. Як видно з ма-



Мал. 4.



Мал. 5.

На мал. 5 відображені залежності відносної похибки обчисленої частоти від безрозмірного параметра оболонки $\frac{\pi \cdot r}{\ell}$.

Порівняння теорії з результатами вимірів дозволяє одержати критерій застосовності розробленої моделі для розрахунку характеристик осесиметричних випромінювачів. Для струминних оболонок середньої довжини даний параметр повинний задовольняти умові:

- $\frac{\pi \cdot r}{\ell} \geq 3$ – у прямоточного ГДВ з кільцевим соплом і східчастою перешкодою;
- $\frac{\pi \cdot r}{\ell} \geq 3.5$ – у протиточного ГДВ.

При виконанні цієї умови погрішність не перевищує 5%.

ВИСНОВКИ

1. Розглянуто уточнену модель двох типів осесимметричних гідродинамічних випромінювачів.
2. Отримано аналітичну залежність частоти основного тону генеруємого акустичного сигналу від геометричних параметрів струминної оболонки і гідродинамічних параметрів рідини. Зіставлено теоретичні й експериментальні дані.
3. Установлено, що частота основної гармоніки акустичних хвиль зворотньо пропорційна довжині затопленої струминної оболонки. При цьому отримане не тільки якісне, але і кількісне співвідношення між теоретичними й експериментальними даними.
4. Отримано критерій застосовності представленої моделі і розрахункових співвідношень для розглянутих типів гідродинамічних перетворювачів.

ЛІТЕРАТУРА

1. Дудзинский Ю. М., Назаренко А. А. Энергетические характеристики вторичной вихревой области осесимметричного гидродинамического излучателя // Акуст. вісник.– 2000.– Т.3, №1.– С. 36 – 41.
2. Дудзинский Ю. М., Маничева Н. В., Назаренко О. А. Оптимизация параметров широкополосного акустического излучателя в условиях избыточных статических давлений // Акуст. вісник.– 2001.– Т.4, №2.– С. 38 – 46.
3. Дудзинский Ю. М., Назаренко О. А. Колебания затопленной осесимметричной струи-оболочки // Акуст. вісник.– 2001.– Т.3, №4.– С. 27 – 35.
4. Максимов В. Г., Сухарьков О. В., Сухарьков А. О. Технологические возможности гидродинамических излучателей в процессе очистки внутренних поверхностей деталей автомобилей // Тр. Одес. политехн. ун-та. – Одесса, 2003. – Вып. 1(19). – С. 59 – 65.
5. Зарембо Л. К., Красильников В. А. Введение в нелинейную акустику.– М.: Наука: Главн. ред. физ.-мат. литературы.– 1966.– 520 с.
6. Корнфельд М. Упругость и прочность жидкостей // М.: Гос. изд – во технико-теоретической литературы.– 1951.– 150 с.
7. Кнэпп Р., Дейли Дж., Хэммит Ф. Кавитация.– М.: Мир.– 1974.– 688 с.